

DIPLOMARBEIT

Auswertung von NLC-Messungen auf
Spitzbergen (78°N) sowie Aufbau eines
Nachweiszweiges für Tageslichtmessungen mit
einem Eisen-Resonanz-Lidar

Diplomarbeit
eingereicht von
Peter Menzel

Universität Rostock
Mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultät
Fachbereich Physik
Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik
02.09.2004

Zusammenfassung

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die statistische Auswertung von NLC-Messungen, die in der Zeit von Juni 2001 bis August 2003 auf Spitzbergen (78°N) durchgeführt wurden. Das Messprinzip sowie die Funktionsweise des Kalium-Resonanz-Lidars werden erläutert. Die Ergebnisse werden mit denen von ALOMAR (69°N) und den Ergebnissen von Modellrechnungen verglichen. Die Resultate der Auswertung sowie der Vergleich zu ALOMAR bestätigen die Erwartungen aus den Modellrechnungen. Um die Messungen in Zukunft zu verbessern, wurde mit der Entwicklung eines Eisen-Resonanz-Lidars begonnen. Im zweiten Teil der Arbeit wird der Nachweiszweig für das neue Eisen-Resonanz-Lidar konstruiert. Hierbei wird ein Etalon als optischer Filter verwendet und dessen Eigenschaften untersucht. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich die Notwendigkeit einer Stabilisierung des Etalons über den Druck, wozu erste Überlegungen angestellt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Temperatur	7
2.2	Verschiedene Streumechanismen von Licht	8
2.2.1	Resonanzstreuung	8
2.2.2	Rayleighstreuung	8
2.2.3	Miestreuung	9
3	Lidars am IAP	11
3.1	Das Lidar-Prinzip	11
3.2	Die Lidar-Gleichung	13
3.3	Das Kalium-Lidar	14
3.3.1	Der Alexandritlaser	16
3.3.2	Der Seeder	18
3.3.3	Der Spektrumanalyser	18
3.3.4	Der Empfangs- und Nachweiszweig	19
3.3.5	Die Datenaufnahme	20
3.3.6	Der Aufstellungsort	21
3.4	Andere Lidars am IAP	21
4	Anwendungen für Resonanzlidars	23
4.1	Messungen mit dem mobilen Kalium-Lidar	23
4.2	NLC auf Spitzbergen	24
4.3	Vergleich der Daten von 2001 und 2003	28
4.3.1	Die Beobachtungswahrscheinlichkeiten	28
4.3.2	NLC-Höhen	29
4.3.3	Volumenrückstreukoeffizient	35
4.4	Vergleich mit den Daten von ALOMAR	40
4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	43

5	Das mobile Eisen-Lidar des IAP	45
5.1	Beschreibung des Eisen-Lidars	45
5.2	Der Nachweiszweig des Eisen-Lidars	47
5.3	Anforderungen an die Empfangsoptiken	48
5.4	Das Etalon	48
5.4.1	Funktionsweise eines Etalons	48
5.4.2	Eigenschaften des verwendeten Etalons	51
5.4.3	Das Etalon unter realen Bedingungen	55
5.4.4	Stabilisierung des Etalons	57
5.5	Berechnungen zum Strahlengang	61
5.6	Aufbau und Justage des Nachweiszweiges	65
5.7	Zusammenfassung	66
5.8	Ausblick	67
A	Der Photomultiplier	69
B	Abkürzungsverzeichnis	71
	Abbildungsverzeichnis	73
	Tabellenverzeichnis	75
	Literaturverzeichnis	76
	Erklärung	81

Kapitel 1

Einleitung

Als Atmosphäre bezeichnet man die Gashölle, die einen Planeten oder Stern umgibt. Sie ist zusammen mit anderen Faktoren eine wichtige Basis, um das Leben auf einem solchen Planeten überhaupt erst zu ermöglichen. Die Einflüsse des Menschen auf ihre Zusammensetzung und auf die in ihr ablaufenden Prozesse ist momentan nur ungenügend bekannt. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit diese Einflüsse genauer zu untersuchen. Dazu müssen wir jedoch zuerst die Atmosphäre selbst genauer verstehen. Eine Möglichkeit ist die Messung grundlegender Größen. Ein wichtiger Parameter ist die Temperatur, die mit Hilfe verschiedener Messmethoden bestimmt werden kann. Gerade zur Untersuchung langfristiger Klimatrends ist eine kontinuierliche Bestimmung der Temperatur in den verschiedenen Höhen von großer Bedeutung. Der Temperaturverlauf für Sommer und Winter bei 70°N (MSISE90, *Hedin* [1991]) ist in Abbildung 1.1 eingezeichnet.

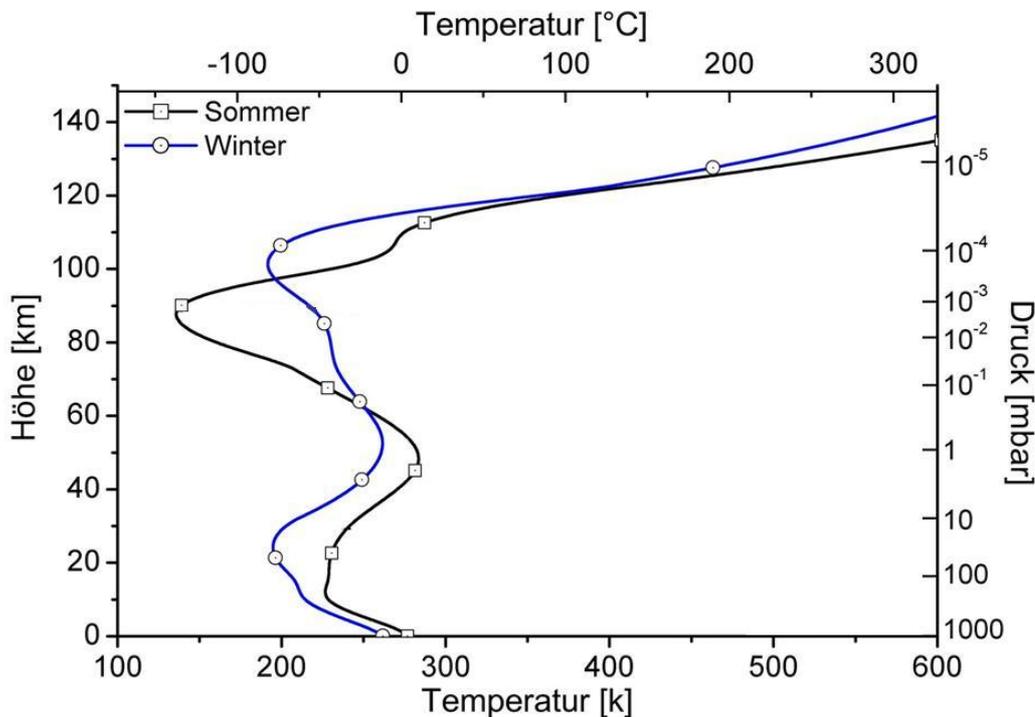


Abbildung 1.1: Temperaturverlauf in der Atmosphäre bei 70° nördlicher Breite nach MSISE90 [Hedin, 1991] für Sommer und Winter.

Zum Verständnis dieses Temperaturverlaufes spielen die Dynamik der Atmosphäre, Absorption von Licht und photochemische Reaktionen eine Rolle. Ein wichtiger Faktor ist die Absorption des Sonnenlichtes durch die Luftmoleküle und durch Wolken, welche bekanntlich im unteren Bereich der Atmosphäre, der Troposphäre, auftreten. Diese troposphärischen Wolken waren und sind Gegenstand intensiver Forschung im Bereich der Meteorologie. Aufgrund ihrer geringen Höhe und ihres direkten Einflusses auf unser Wetter werden täglich Messungen mit Wetterballons, Mikrowellengeräten, Satelliten und Flugzeugen durchgeführt.

Neben den troposphärischen Wolken gibt es jedoch auch Wolken in der polaren Mesopause. Die NLC (noctilucent clouds, leuchtende Nachtwolken), die sich in einem Höhenbereich von 80 km bis 90 km im Sommer in hohen geographischen Breiten bilden [Gadsden und Schröder, 1989], treten sowohl in der Region um den Nordpol bis in mittlere Breiten hinein [Höffner et al., 2003], als auch im Bereich des Südpols [Chu et al., 2002] auf. Bei Nacht sind sie mit dem Auge, wie es in Abbildung 1.3 fotografisch festgehalten ist, als hell

leuchtende Wolken sichtbar. Dies liegt darin begründet, dass sich die NLC in einer Höhe befinden, in der sie noch immer von der Sonne angeleuchtet werden, was ihr auch zu ihrem Namen verhalf. Abbildung 1.2 veranschaulicht, wie die NLC aufgrund ihrer Höhe auch bei Nacht von der Sonne angeleuchtet werden.

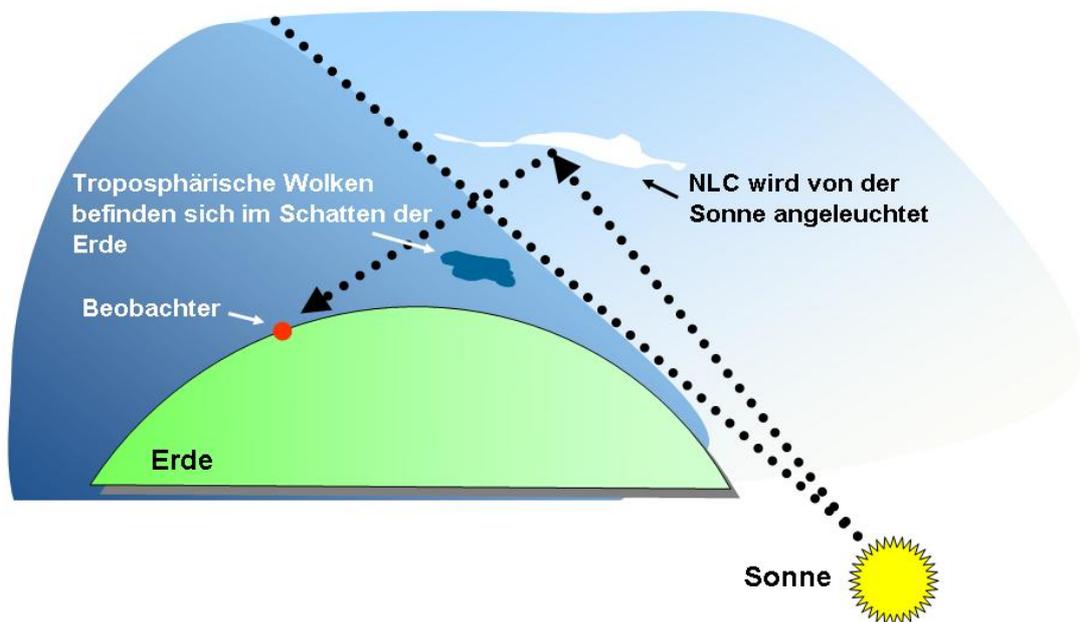


Abbildung 1.2: Leuchtende Nachtwolken können im Gegensatz zu troposphärischen Wolken, bei Nacht als leuchtende Wolken beobachtet werden.

Erstmals wurden NLC 1885 in Nordeuropa beobachtet [*Jesse*, 1885; *Leslie*, 1885]. Aufgrund ihrer Höhe sind sie nicht mit Ballonsonden zu erreichen. Es bleiben also Raketenmessungen, die jedoch einen hohen technischen und finanziellen Aufwand bedeuten und pro Flug nur eine Momentaufnahme der dortigen Situation liefern [*Witt*, 1969]. Desweiteren sind Messungen mit Satelliten möglich, die zwar ein globales Bild der NLCs liefern, bisher jedoch einen noch höheren personellen, technischen und finanziellen Aufwand bedeuten und in der Regel ebenfalls nur Momentaufnahmen über einem festen Ort ergeben, da die Satelliten nicht stationär über einem Punkt auf der Er-

de verweilen. Darüber hinaus ist eine genaue Bestimmung der NLC-Höhe aus den Satellitendaten nur schwer möglich. Bei den ebenfalls möglichen Radarmessungen werden geladene Teilchen beobachtet, deren Strukturen im Bereich der genutzten Radarwellenlänge liegen, womit keine Aussagen über Teilchengrößen gemacht werden können. Die dort beobachteten Strukturen werden als MSE (mesospheric summer echo, mesosphärisches Sommerecho) bzw., das Pendant zur NLC, als PMSE (polar mesospheric summer echo, polares mesosphärisches Sommerecho) bezeichnet. Ihre Unterkante befindet sich im gleichen Höhenbereich wie die der NLC, wobei die PMSE in größere Höhen hinein reicht. Eine weitere Möglichkeit NLC in diesem Höhenbereich über einen längeren Zeitraum an einem festen Ort zu untersuchen, bieten Lidars (**L**ight **d**etecting **a**nd **r**anging). Diese Instrumente erlauben es, Temperaturen im Bereich vom Erdboden bis in etwa 110 km Höhe zu bestimmen [Alpers *et al.*, 2003]. Sie ermöglichen es, Aussagen über die Zusammensetzung der Atmosphäre zu treffen, Teilchengrößen und -dichten zu bestimmen und Winde in großen Höhen zu messen.

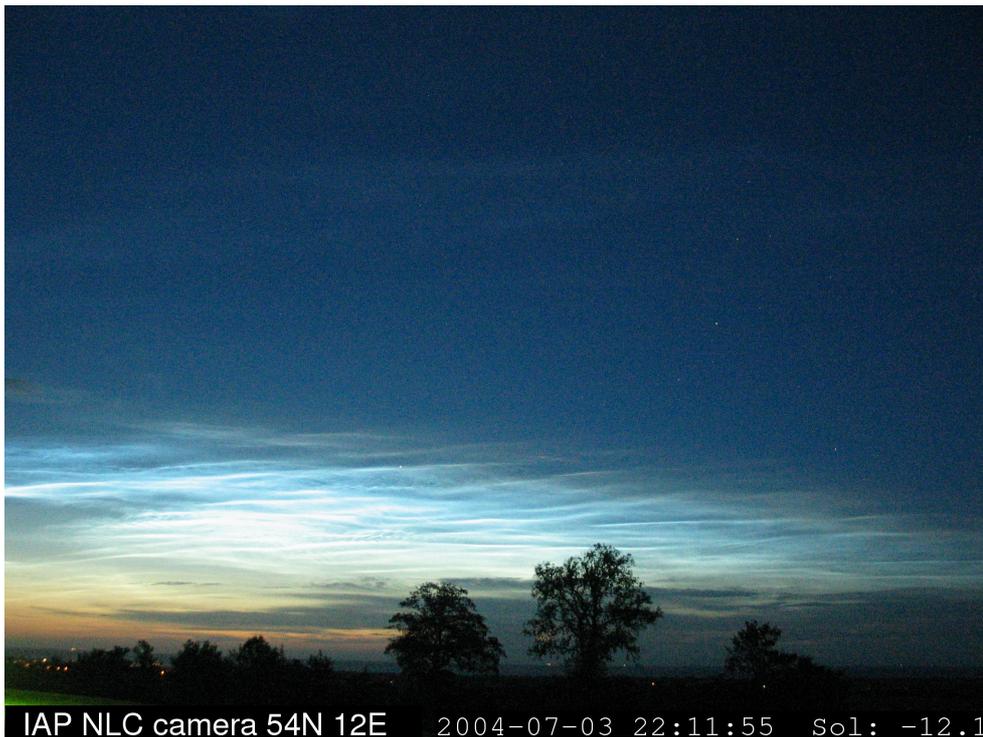


Abbildung 1.3: NLC sind aufgrund ihrer Höhe bei Nacht mit bloßem Auge als leuchtende Wolken sichtbar. Dieses Photo wurde am 03. Juli 2004 am IAP in Kühlungsborn (54°N) aufgenommen.

Im Vorfeld der vorliegenden Arbeit wurden Lidarmessungen auf Spitzbergen (78°N) in der Zeit von Mai 2001 bis August 2003 mit dem mobilen Kalium-Resonanz-Lidar des IAP (Leibniz Institut für Atmosphärenphysik) durchgeführt. Bei dem verwendeten Lidar handelt es sich um ein Instrument, das Laserlicht mit einer Wellenlänge von etwa 770 nm emittiert und damit die in der Mesopausenregion vorhandenen freien Kaliumatome anregt, wodurch es zu Resonanzfluoreszenz kommt. Das rückgestreute Signal wird empfangen und ausgewertet. So ist es möglich die Kaliumdichte sowie Temperaturen im Bereich der Kaliumschicht zu bestimmen. Eine weitere Anwendung ist die Untersuchung von NLC anhand von Miestreuung.

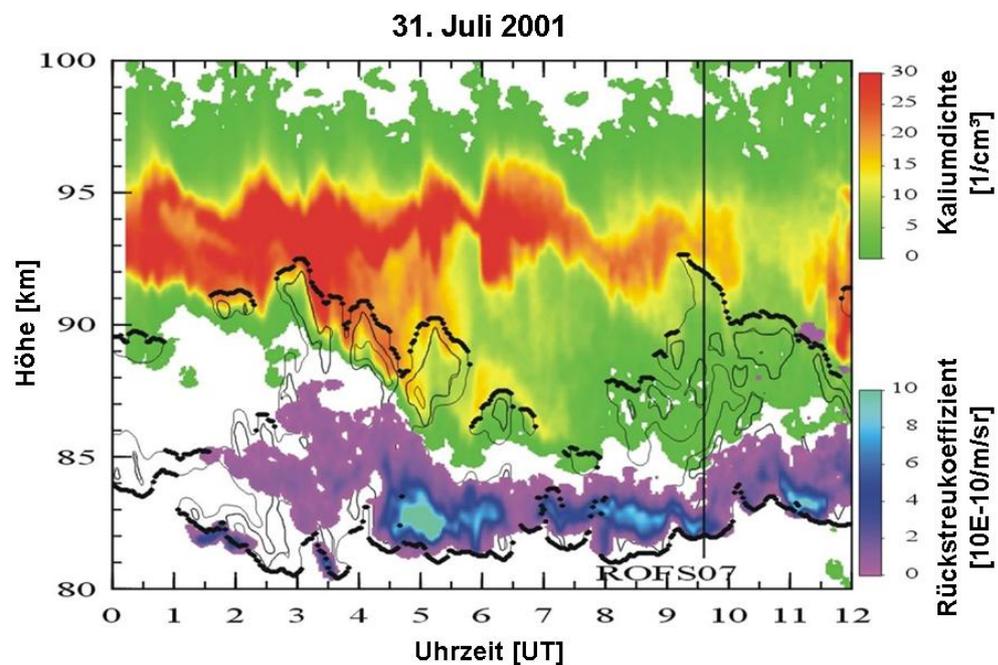


Abbildung 1.4: Beispiel einer Messung auf Spitzbergen (78°N) am 31. Juli 2001. Die Kaliumschicht (rot bis grün, obere Skala), die NLC (blau bis violett, untere Skala), die PMSE (schwarze Isolinien) und der Zeitpunkt eines Raketenanstiegs (schwarze Linie gegen 9:30 Uhr.)

Gegenstand dieser Arbeit ist die statistische Auswertung von NLC-Messungen, die auf Spitzbergen vorgenommen wurden. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4 dargestellt und diskutiert sowie ein Vergleich mit den NLC-Messungen

bei 69° nördlicher Breite, über ALOMAR (**A**rctic **L**idar **O**bservatory for **M**iddle **A**tmosphere **R**esearch) vorgenommen. Abbildung 1.4 zeigt am Beispiel des 31. Juli 2001 gleichzeitige Messungen von Kalium, NLC (mobiles Kalium-Lidar) und PMSE (SOUSY-Svalbard-Radar) auf Spitzbergen. Im Rahmen der ROMA-Campagne (**R**ocketborne **O**bservation of the **M**iddle **A**tmosphere) auf Spitzbergen wurden Temperaturmessungen mit fallenden Kugeln vorgenommen. Der Zeitpunkt eines Raketenstartes mit der fallenden Kugel gegen 9:30 UT ist ebenfalls eingezeichnet.

Ein prinzipielles Problem von Lidarmessungen bei Tageslicht ist das Streulicht, welches durch die Sonne verursacht wird. Um das zu untersuchende Signal vom Sonnenuntergrund zu trennen, wird versucht dieses Signal zu maximieren. Aufgrund von geringen Kaliumdichten im Mesopausenbereich der polaren Breiten im Sommer und Sättigungseffekten bei der Anregung der Kaliumatome, wie sie in Abschnitt 2.2.1 näher erläutert werden, wurden jedoch prinzipielle Grenzen des Systems erreicht. Dabei wächst die Stärke des Rückstreusignals nicht mehr proportional mit der Energie des eingestrahlt Lichtes, was große Ungenauigkeiten bei der Berechnung der Kaliumdichte und Temperatur verursacht, an. Somit ist eine Erhöhung des Rückstreusignals mit dem Kaliumlidar nicht effektiv und es wurde mit der Entwicklung eines neuen Lidars begonnen. Dieses neue Lidar arbeitet ähnlich wie das Kaliumlidar jedoch bei einer Wellenlänge von etwa 386 nm, was einer Resonanzlinie von Eisen entspricht. Aufgrund der Eigenschaften der Eisenatome kommt es erst bei wesentlich höheren Energiedichten zur Sättigung. Infolge einer Verkleinerung des Teleskopsichtfeldes, wodurch der Anteil des Sonnenuntergrundes verringert wird, ist eine deutliche Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund erreichbar. Um die zu untersuchende Wellenlänge aus dem breitbandigen Untergrund zu separieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Fabry-Perot-Interferometer (Etalon) zusammen mit einem Interferenzfilter als optischer Filter integriert. Um dieses Etalon effektiv zu nutzen, waren Versuche und Berechnungen zu seinen Eigenschaften notwendig. Die hieraus resultierenden Ergebnisse verlangten eine komplette Neugestaltung des Nachweiszweiges für das Eisenlidar.

Kapitel 2

Grundlagen

Zu den wichtigsten physikalischen Größen bei der Beschreibung der Atmosphäre gehören der Druck, die Dichte, die Temperatur, der Wind, die Luftfeuchtigkeit und die Strahlungsverhältnisse. Besonders bei der Entstehung von Wolken, im speziellen NLC, ist neben dem Wasserdampfgehalt die Temperatur von großer Bedeutung.

2.1 Temperatur

Die Unterteilung der Erdatmosphäre anhand der Temperatur führt dazu, dass verschiedene Sphären bestimmt werden (siehe Abbildung 1.1). Der untere Bereich, der vom Erdboden bis in einen Höhenbereich von etwa 9-12 km reicht, wird als Troposphäre bezeichnet. Hier findet alles statt, was allgemein als Wetter bezeichnet wird. Bis zu ihrer Obergrenze, der Tropopause, nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe ab, wobei sich die Tropopause laut Definition dort befindet, wo der Temperaturgradient über einen Bereich von mindestens 2 km größer als -2 K/km ist. Darüber liegt die Stratosphäre, in der die Temperatur ansteigt bis sie in der Stratopause ein Maximum erreicht, das in einer Höhe von ca. 50 km liegt. In der darüberliegenden Mesosphäre nimmt die Temperatur wieder ab, bis sie in der Mesopause ein Minimum erreicht. Die Höhe dieses Minimums liegt im Winter bei etwa 100 km und im Sommer zwischen 86 km und 90 km über dem Erdboden („2-Niveau-Mesopause“ nach *von Zahn et al.* [1996]). Oberhalb der Mesopause beginnt die Thermosphäre, in der die Temperatur mit der Höhe stark zunimmt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 1.1 für 70° nördlicher Breite dargestellt. Die Daten für Sommer und Winter entstammen der MSIS90 [*Hedin*, 1991].

2.2 Verschiedene Streumechanismen von Licht

2.2.1 Resonanzstreuung

Bei der Resonanzfluoreszenz oder auch Resonanzstreuung wird ein Elektron durch ein Photon auf ein reelles, energetisch höherliegendes Niveau angehoben, von dem es dann wieder durch spontane Emission unter Aussendung eines Photons der gleichen Wellenlänge in den Ausgangszustand zurückkehrt. Entscheidend für die Nutzung beim Lidar ist, dass die Absorptions- und Emissionsfrequenz identisch sind und kein Energieverlust zwischen beiden Übergängen auftritt. Dieser Streuprozess tritt bei der Streuung an Metallatomen in der Mesopausenregion auf und wird von Resonanzlidars ausgenutzt. Aufgrund der sehr geringen natürlichen Linienbreite bei der Resonanzstreuung ist es möglich, deren Verbreiterung durch den Dopplereffekt infolge der Teilchenbewegung zu messen und somit die Temperatur der Teilchen zu bestimmen. Die Resonanzstreuung hat einen sehr hohen Streuquerschnitt im Bereich von $10^{-18} \text{ m}^2 \text{sr}^{-1}$ und macht daher bei Resonanzlidars den größten Teil des Signals im Bereich der Mesopause aus. Beim Kaliumlidar ist zusätzlich die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Übergangs zu beachten.

Das Rückstreusignal bei der Resonanzstreuung ist im allgemeinen proportional zur eingestrahnten Leistung. Wird die Leistungsdichte jedoch zu groß, ist dies nicht mehr der Fall und man spricht von Sättigung. Dies geschieht, wenn innerhalb eines Laserpulses ein Photon auf ein bereits angeregtes Atom trifft. Da dieses Atom nicht in der Lage ist ein weiteres Photon zu absorbieren, kann es zu stimulierter Emission kommen, woraufhin das Atom seinen angeregten Zustand unter Aussendung eines Photons verlässt und das entstehende Photon zusammen mit dem eingestrahnten Licht in Einstrahlrichtung entweicht. Das Erreichen der Sättigung hängt neben der eingestrahnten Leistung stark von den Eigenschaften des genutzten atomaren Übergangs ab. Entscheidend ist hierbei die Lebensdauer des Übergangs. Sie beschreibt die Zeit, die vergeht bis das Elektron aus dem Angeregten in den Grundzustand zurückkehrt.

2.2.2 Rayleighstreuung

Rayleighstreuung tritt an Teilchen auf, deren Durchmesser d kleiner als die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes ist. Die Wahrscheinlichkeit der Rayleighstreuung wächst mit λ^{-4} . Dies bedeutet, dass beispielsweise blaues Licht aufgrund der kleineren Wellenlänge wesentlich stärker gestreut wird als rotes Licht, womit man die blaue Färbung des Himmels erklären kann. Die Rayleighstreuung ist leicht winkelabhängig mit kleinen Maxima für 0° und 180° .

Der Streuquerschnitt dieses Prozesses liegt im Bereich von $10^{-24} \text{ m}^2 \text{sr}^{-1}$. Bei jedem Lidar kommt es in der Atmosphäre zu Rayleighstreuung, weshalb dieser Streuprozess von großer Bedeutung bei der Untergrundbestimmung und Optimierung des Rückstreusignals ist. Außerdem ist die Rayleighstreuung von der Anzahl der Streuzentren und somit der Luftdichte bzw. dem Luftdruck abhängig, woraus sich die Temperatur berechnen lässt, wenn man einen oberen Temperaturstartwert kennt. Bei der Konstruktion des Eisenlidars wurde speziell darauf hin gearbeitet, die Rayleighstreuung bis in die Mesopausenregion hinein mit zu nutzen, um Temperaturen berechnen zu können. Der obere Temperaturstartwert soll mit Hilfe der Resonanzstreuung aus der Eisenschicht gewonnen werden, womit man unabhängig von den Daten einer Referenzatmosphäre ist.

2.2.3 Miestreuung

Zu Miestreuung kommt es an Teilchen, deren Größe $d \geq \lambda$ ist. Diese Teilchen sind in der Regel Aerosole wie Staub und Wasserdampf, die bis ca. 20 km und in Ausnahmefällen bis 35 km Höhe beobachtet werden. Desweiteren wird Miestreuung an leuchtenden Nachtwolken (NLC) beobachtet. Die Miestreuung ist nur sehr schwach von der Wellenlänge abhängig, weshalb die NLC eindeutig von der Kaliumschicht unterschieden werden kann. Der Rückstreuquerschnitt liegt mit Werten um $10^{-6} \text{ m}^2 \text{sr}^{-1}$ bis zu 18 Größenordnungen über dem der Rayleighstreuung. Durch Messung der Intensität und Depolarisation des rückgestreuten, polarisierten Laserlichtes bei verschiedenen Wellenlängen kann man auf die Größe und Form der streuenden Partikel schließen.

Abbildung 2.1 zeigt am Beispiel einer Messung mit dem mobilen Kalium-Resonanz-Lidar vom 30. zum 31. Juli 2001 das Rückstreusignal aufgrund der verschiedenen Streuprozesse aus den unterschiedlichen Schichten. Um die einzelnen Streuprozesse unterscheiden zu können, ist eine Betrachtung des Signal bei verschiedenen Wellenlängen notwendig. Dies wird beim Kaliumlidar vorgenommen. Dabei ist eine starke Wellenlängenabhängigkeit der Resonanzstreuung sichtbar, während die Mie- und Rayleighstreuung wellenlängenunabhängig sind. Das mit steigender Höhe abfallende Signal aus der Rayleighstreuung wird mit der exponentiell abfallenden Luftdichte erklärt.

Das Signal aus dem Bereich unterhalb von 28 km Höhe wird durch einen Chopper geblockt.

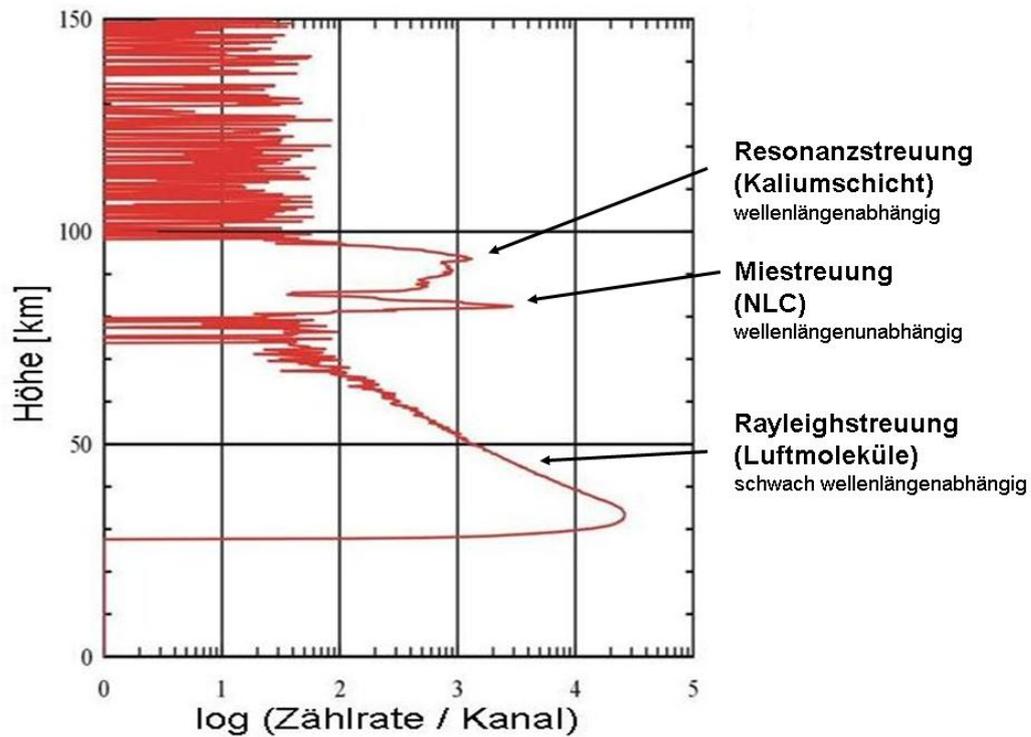


Abbildung 2.1: Die für das Experiment wichtigsten Streumechanismen.

Neben diesen Streuprozessen gibt es noch die Rotations- bzw. Vibrations-Ramanstreuung und die Streuung auf der Cabannes-Linie. Diese Streuprozesse sind in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht von Bedeutung.

Kapitel 3

Lidars am IAP

3.1 Das Lidar-Prinzip

Der Name Lidar (**L**ight **d**etecting **a**nd **r**anging) entstand aus dem Funktionsprinzip des Instruments. Es wird ein Signal ausgesandt, das an den zu untersuchenden Objekten über verschiedene Effekte gestreut und schließlich wieder empfangen und ausgewertet wird. Bei denen am IAP verwendeten Lidars werden Lichtpulse durch gepulste Laser erzeugt, deren Länge im Bereich von 100 ns liegt. Über verschiedene Umlenkspiegel wird das Licht in die Atmosphäre abgestrahlt. Dort wird es durch Rayleigh-, Mie- und Raman-Streuung an den verschiedenen Partikeln wie Aerosolen und Wasser in der Luft gestreut. Aus der Streucharakteristik der Teilchen kann man deren Größe und Form erkennen. Anhand der Rayleighstreuung kann die Luftdichte gemessen und daraus die Temperaturen bestimmt werden. Dies wird mit dem RMR-Lidar (Rayleigh-Mie-Raman-Lidar) am IAP durchgeführt. Ein weiteres Rückstreuprinzip nutzt man an den freien Metallatomen in der Metallschicht im Bereich von 80 km bis 100 km Höhe. Hier kommt es zu Resonanzstreuung (siehe Abschnitt 2.2.1), anhand derer man die Anzahl und somit die Dichte der jeweiligen Atome bestimmen kann. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die Wellenlänge der Lichtquelle mit der einer Resonanzlinie übereinstimmt. Aufgrund der temperaturabhängigen Teilchenbewegung kommt es zur Verbreiterung der Resonanzlinie, die mit Hilfe einer ausreichend schmalbandigen Lichtquelle ausgemessen werden kann. Mit Hilfe dieser Dopplerverbreiterung des rückgestreuten Signals lässt sich die Temperatur der Atome ableiten, welche der Temperatur der Atmosphäre in dieser Höhe entspricht. Das rückgestreute Licht wird in Teleskopen empfangen und in eine Glasfaser eingekoppelt, die im optischen Nachweiszweig endet. Um das sehr starke Rückstreusignal aus geringen Höhen zu blocken und den Detektor zu schützen, wird

ein Chopper genutzt, der sich direkt hinter der Glasfaser im Nachweiszweig befindet. Hinter dem Chopper passiert das Licht verschiedene Linsen, Strahlteiler und Filter, die dafür zuständig sind, die zu untersuchende Wellenlänge zu selektieren. Insbesondere gilt es bei Tag den Untergrund, der durch das Sonnenlicht stark erhöht wird, zu unterdrücken, und die Tageslichtfähigkeit des Lidars zu erreichen. Dies geschieht üblicherweise mit Etalons oder FADOFs in Zusammenhang mit Interferenzfiltern [Fricke-Begemann, 2004]. Das transmittierte Licht wird dann mit einem sehr empfindlichen Detektor registriert. Hierzu dienen Photomultiplier oder APDs (Avalanche Photo Diode). Die elektrischen Impulse des Detektors werden über einen Vorverstärker und einen Pulsdiskriminator an einen Zähler geleitet.

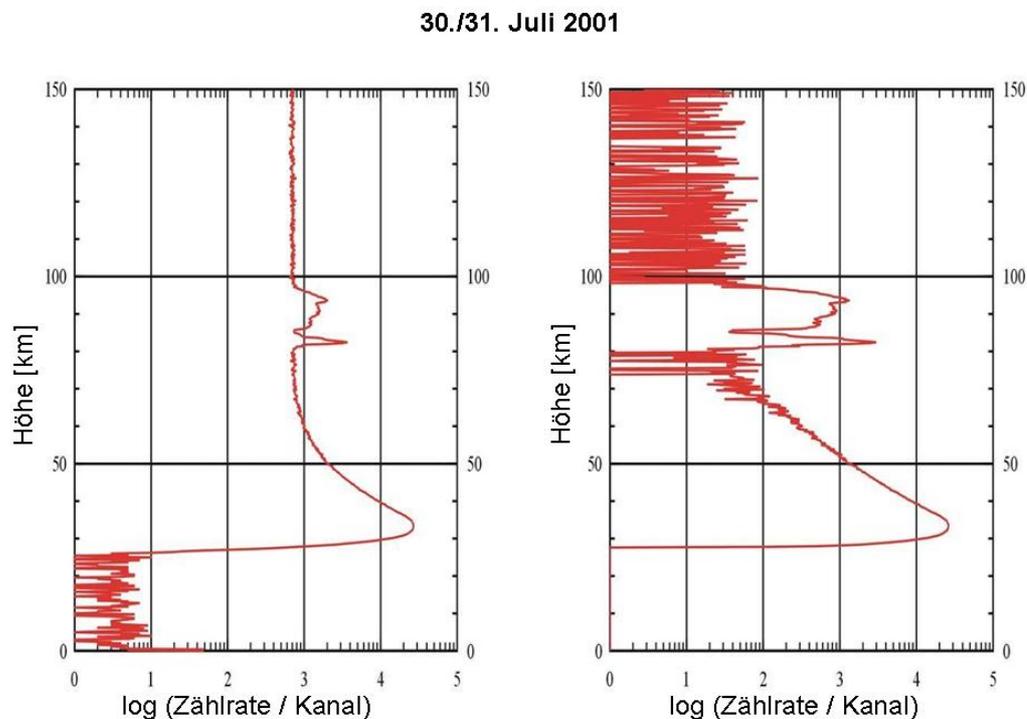


Abbildung 3.1: Beispiel für ein Höhenprofil des Rückstreusignals bei einer Messung auf Spitzbergen (78°N) vom 30. zum 31. Juli 2001 mit Tageslicht. Im linken Profil vor und im rechten nach Abzug des Untergrundes.

Um die Höhe zu bestimmen, in der das Licht gestreut wurde, wird die Zeit gemessen, die zwischen Aussendung und Empfang des Lichtes vergeht. Dies geschieht in den Zählern, in denen die Zahl der Impulse in kurzen äquidistan-

ten Zeitintervallen verschiedenen Höhenkanälen (Speichern) zugeordnet wird. In den Lidars des IAP werden die Höhenkanäle der Zähler nach jedem Laserpuls von einem PC ausgelesen und die zeitliche Integration ebenfalls von diesem übernommen. Der PC ermöglicht ein effektives Erfassen der Werte und das Darstellen in einem Rückstreuprofil unter Abzug des Untergrundes bereits während der Messung. Ein solches Profil ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Zu beachten ist dort, dass die Zählrate auf einer logarithmischen Skala aufgetragen ist. Dieses Profil wurde auf Spitzbergen (78°N) vom 30. zum 31. Juli 2001 unter Tageslichtbedingungen aufgenommen. Zu erkennen sind im linken Profil die Rückstreusignale aus Kaliumschicht und NLC, die sich unter Betrachtung der Rückstreuprofile bei verschiedenen Wellenlängen genau identifizieren lassen. Desweiteren ist auch der hohe, höhenunabhängige Untergrund durch Streulicht ersichtlich. In der rechten Abbildung wurde dieser Untergrund abgezogen, nachdem er in einem Höhenbereich von 120 km bis 150 km bestimmt und als höhenunabhängig vorausgesetzt wurde. Hier erkennt man ein deutliches heraustreten von Kaliumschicht und NLC sowie den exponentiellen Abfall des Rayleigh-Signals mit der Höhe.

3.2 Die Lidar-Gleichung

Das Lidar ist ein sehr komplexes Instrument, dessen Signal durch verschiedene Faktoren beeinflusst wird. Um diese zu beschreiben, nutzt man die Lidar-Gleichung, die das komplette System von Laser, Atmosphäre, Teleskop und Detektor berücksichtigt. Im einfachsten Fall hat sie folgende Gestalt:

$$I(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z) = C(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z) \cdot \frac{\beta(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)}{z^2} \cdot \Gamma^{\downarrow}(\lambda^{\downarrow}, z) \cdot \Gamma^{\uparrow}(\lambda^{\uparrow}, z) + I_{\text{Untergrund}}, \quad (3.1)$$

wobei die einzelnen Parameter im folgenden erläutert sind.

$I(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$ ist die Intensität des Rückstreusignals in Abhängigkeit von der Höhe z . Die Lidar-Gleichung beschreibt, wie dieses Signal entsteht und von welchen Parametern es abhängt.

$C(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$ ist eine Gerätekonstante, welche die Eigenschaften im Sende-, sowie Empfangs- und Nachweiszweig charakterisiert. Im Sendezweig sind die Ausgangsleistung des Lasers und die Reflektivität der Auskoppelspiegel zu beachten. Die effektive Empfangsfläche und die geometrischen Verhältnisse im Teleskop sowie der Überlapp zwischen Laserstrahl und Sichtfeld des Teleskops sind wichtige Parameter im Empfangszweig.

Dabei können ein unvollständiger Überlapp und die geometrischen Verhältnisse im Teleskop zu einer Höhenabhängigkeit der Gerätekonstanten führen. Transmissions- und Reflektionswerte von Spiegeln und Linsen im Nachweiszweig sowie die Quanteneffizienz der Detektoren können wellenlängenabhängig sein. Dieser Einfluss muss beachtet und eventuell bei der Auswertung des Signals berücksichtigt werden.

$\beta(\lambda^\uparrow, z)$ wird Volumenrückstreukoeffizient genannt und stellt die eigentliche Messgröße dar, in die insbesondere die Luftdichte eingeht, die letztlich mit dem Lidar gemessen werden soll. Er kann je nach Streuprozess (siehe Abschnitt 2.2) unterschiedliche Werte annehmen.

$1/z^2$ ist ein geometrischer Faktor, der sich aus der Tatsache ergibt, dass das Teleskop des Lidars nur einen kleinen Teil des in der Atmosphäre gestreuten Lichtes auffangen kann. Dabei nimmt die Signalstärke pro Fläche mit dem Quadrat des Abstandes vom Streuzentrum ab. Im Falle des Lidars entspricht dieser Abstand der Höhe z .

$\Gamma^\uparrow(\lambda^\uparrow, z)$ ist die Transmission zwischen dem Auskoppelspiegel und der Höhe z . Das Licht wird nicht nur in einer bestimmten Höhe durch Streuung in der Atmosphäre beeinflusst, sondern auf dem Weg dorthin kommt es auch zu Transmissionsverlusten durch Extinktion in der Luft und je nach Wellenlänge und Höhenintervall zusätzlich durch Aerosole und die Ozonschicht.

$\Gamma^\downarrow(\lambda^\downarrow, z)$ beschreibt die Verluste, die durch Extinktion auf dem Weg vom Streuzentrum zurück zum Teleskop des Lidars berücksichtigt werden müssen. Da eingestrahlt und rückgestreutes Licht nicht unbedingt die gleiche Wellenlänge haben, können sich für beide Richtungen unterschiedliche Werte für die Transmissionsverluste ergeben.

$I_{\text{Untergrund}}$ beschreibt den Untergrund, der von der Zähllektronik im Nachweiszweig und vom in der Atmosphäre gestreuten Hintergrundlicht herührt. Dieser Hintergrund ist höhenunabhängig und hat seine Quellen in Sonne, Mond, Sternen und urbanem Licht.

3.3 Das Kalium-Lidar

Seit 1994 betreibt das IAP ein mobiles Kalium-Resonanz-Lidar, welches in einen Standard-20-Fuß-Frachtcontainer eingebaut ist (siehe Abbildung 3.2). Ein zweites Kalium-Lidar wird seit 1998 stationär in Kühlungsborn (54°N, 12°O) betrieben.



Abbildung 3.2: Das mobile Kalium-Lidar des IAP auf Spitzbergen.

Beide Geräte sind bis auf einige kleine Details, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, prinzipiell identisch. Sie nutzen beide Resonanzstreuung (siehe Abschnitt 2.2) auf der $K(D_1)$ Resonanzlinie der Kaliumatome (770 nm), die sich im Bereich der Mesopause befinden. Für Resonanzstreuung mit Lidargeräten kommen nur Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zustand in Frage, da bei den in der Mesopause herrschenden Temperaturen von 150 K bis 200 K nur der Grundzustand in ausreichendem Maße besetzt ist. Bei der $K(D_1)$ Resonanzlinie findet folgender Übergang statt:

$$4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{1/2}^0. \quad (3.2)$$

Aus diesem Übergang resultiert eine Wellenlänge in Luft von 769,8974 nm [Alpers, 1993; Saloman, 1993]. Ein weiterer Übergang kann wie folgt stattfinden:

$$4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2}^0. \quad (3.3)$$

Jedoch kann dieser Übergang mit einer Wellenlänge von 766,4911 nm in Luft [Alpers, 1993; Saloman, 1993] nicht für bodengebundene Lidaruntersuchungen genutzt werden, da er sich im Bereich der Absorptionsbanden des molekularen Sauerstoffs O_2 befindet. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des IAP-Kalium-Lidar-Systems erläutert. Der sche-

matische Aufbau des Lidars sowie das Funktionsprinzip des Lasers sind in Abbildung 3.3 dargestellt.

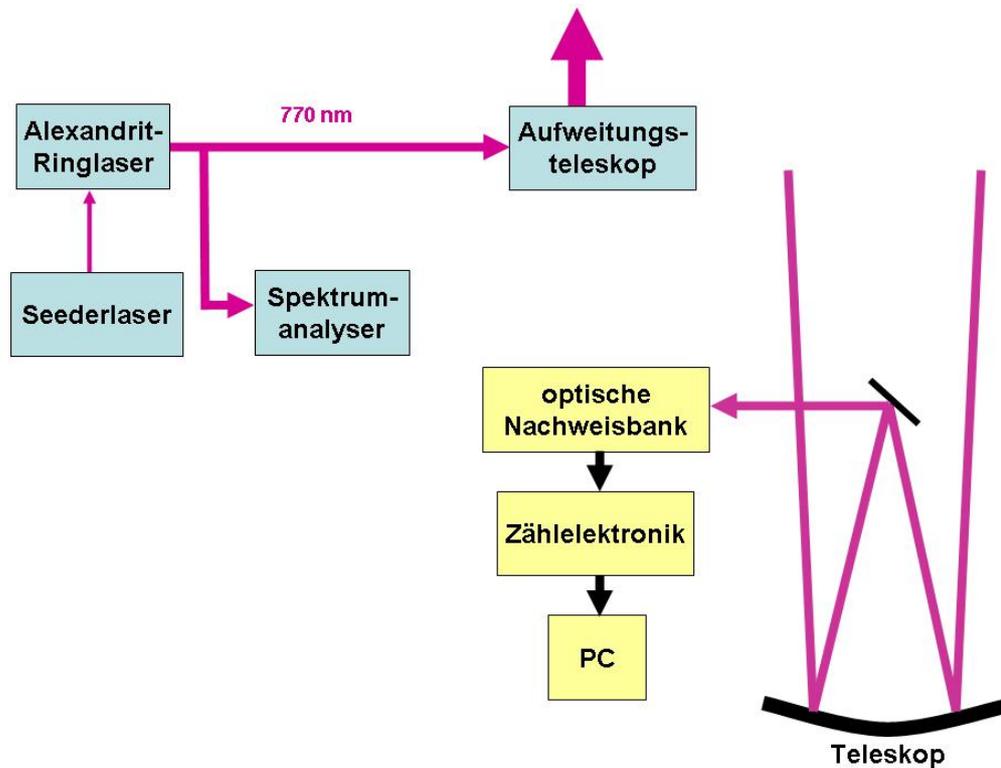


Abbildung 3.3: Prinzipieller Aufbau des Kalium-Resonanz-Lidars.

3.3.1 Der Alexandritlaser

Zum Aufbau eines Lidars gehört, wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, eine starke Lichtquelle. Da man kleine Divergenzen und hohe Energien in kurzen Lichtpulsen in einem schmalen Wellenlängenbereich anstrebt, werden hierfür Laser genutzt. Dies hat zur Konsequenz, dass die Lidarentwicklung stark an die Entwicklungen in der Lasertechnik gekoppelt ist.

Um die $K(D_1)$ Resonanzlinie des Kaliums gezielt untersuchen zu können, ist es notwendig, einen sehr schmalbandigen Laser bei einer Wellenlänge von 770 nm zu nutzen, der sich über einen Bereich von etwa $3,2\text{ pm}$ durchstimmen lässt. Aufgrunddessen wird ein stark modifizierter, gepulster Laser der Firma Light Age Inc, Modell PAL 101 verwendet. Hierbei handelt es sich um einen Ringlaser, der durch einen „Injection-Seeder“ schmalbandig auf die gewünschte Wellenlänge gezwungen wird.

Das aktive Medium dieses Feststofflasers stellt ein Alexandrit-Kristall ($BeAl_2O_4 : Cr^{3+}$) dar, der es ermöglicht, einen durchstimmbaren Laser im Wellenlängenbereich von 710 nm bis 820 nm nutzen zu können. Abbildung 3.4 zeigt den Alexandrit-Ringlaser im mobilen Kalium-Lidar.

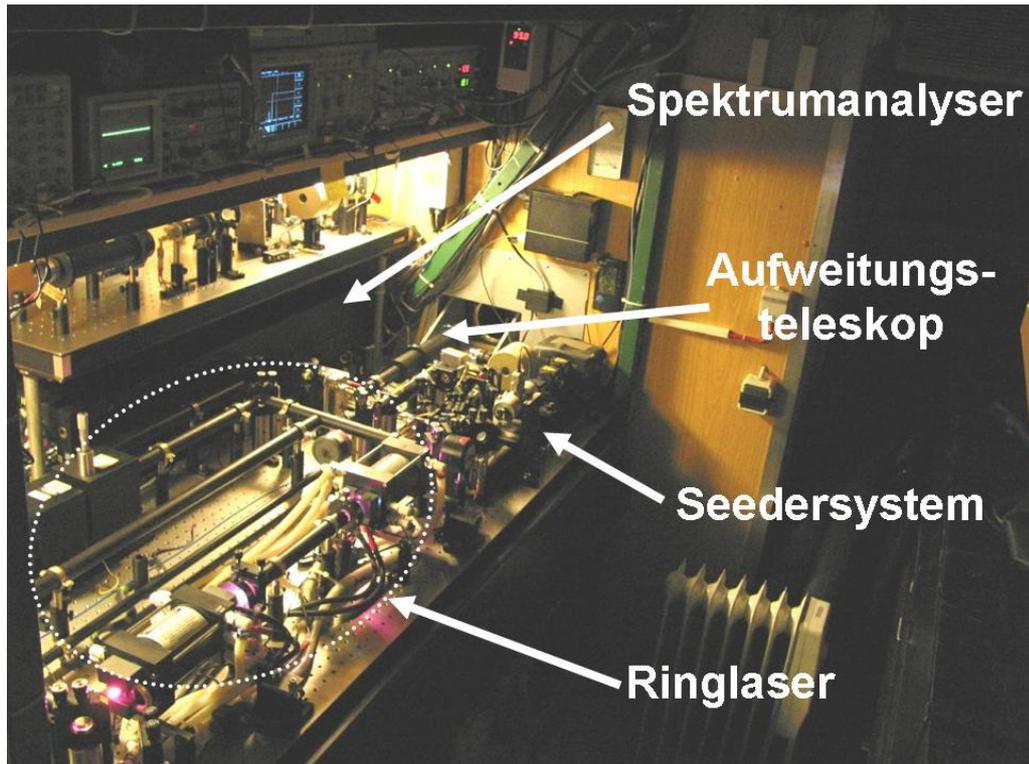


Abbildung 3.4: Der Alexandrit-Ringlaser des mobilen Kalium-Lidars.

Um die Strahldivergenz beim Austritt in die Atmosphäre von 0,4 mrad auf ca. 150 μ rad zu verkleinern, wird der ausgehende Strahl durch ein Aufweitungsteleskop auf einen Durchmesser von etwa 10 mm vergrößert. Aus technischen Gründen ist es schwer möglich die Divergenz genau zu messen, weshalb man durch Vergleich mit dem bekannten Sichtfeld des Teleskops eine Abschätzung vornimmt. Danach liegt die Strahldivergenz bei etwa 200 μ rad. Hinter dem Aufweitungsteleskop wird der Strahl dann senkrecht in die Atmosphäre umgelenkt. Die in Tabelle 3.1 angegebenen Werte sind typische Betriebswerte, die je nach Justage und Einstellung etwas schwanken können. Ausführlichere Beschreibungen des Lasers befinden sich in *Schmitz et al.* [1995] sowie *Fricke-Begemann* [1997].

LasermEDIUM	Alexandrit ($BeAl_2O_4 : Cr^{3+}$)
Aufbau	Ring, unidirektional
Wellenlänge	770 nm, durchstimmbar
spektrale Breite	≤ 20 MHz
Polarisation	linear
Repetitionrate	37 Hz
Pulsenergie	200 mJ
Pulsdauer	250 ns
Pulslänge	75 m
Strahldivergenz	0,4 mrad

Tabelle 3.1: Eigenschaften des mobilen Alexandritlasers

3.3.2 Der Seeder

Der Seeder wird in den Resonator des Alexandritlasers eingekoppelt und sorgt dort für stimulierte Emission, die vorzugsweise auf der Wellenlänge des eingekoppelten Lichtes erfolgt. Hieraus ergibt sich ein Laserstrahl, der genauso wie der des Seeder-Lasers sehr schmalbandig ist. Außerdem ist es so möglich den Alexandritlaser kontinuierlich über einen Bereich von etwa 3,2 pm im Bereich der Kalium D_1 -Linie durchzustimmen, indem man den Seeder-Laser durchstimmt. Der Seeder besteht aus einer Halbleiter-Laserdiode, deren Licht über ein Reflektionsgitter auf die Diode rückgekoppelt wird. Daraus entsteht ein externer Resonator, dessen Wellenlänge einstellbar ist. Dieser stabilisierte Diodenlaser (TUI Laser GmbH, Modell DL 100) ist außerdem temperaturstabilisiert, da die Wellenlänge einer Laserdiode stark von der Temperatur abhängt, und es ohne diese kaum möglich wäre den Laser über einen längeren Zeitraum bei einer Wellenlänge, auf etwa 0,1 pm genau, zu halten. Durch Verwendung dieses Systems ist es möglich einen Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 770 nm zu erhalten und stufenlos über einen kleinen Bereich durchzustimmen.

3.3.3 Der Spektrumanalyser

Ein kleiner Teil des emittierten Laserlichtes wird in den Spektrumanalyser eingekoppelt, der es ermöglicht, in Echtzeit die relative Wellenlänge und die spektrale Reinheit zu bestimmen. Der Spektrumanalyser besteht aus einem Fabry-Perot-Interferometer, dessen Plattenabstand durch Piezoelemente konstant gehalten wird. Der freie Spektralbereich beträgt bei 770 nm etwa 2 pm und das spektrale Auflösungsvermögen liegt bei 20 MHz im Bereich von

etwa 0,1 pm. Das entstehende Interferenzbild wird beim mobilen Kalium-Lidar auf 512 linear angeordnete Photodioden abgebildet, deren Signal dann am PC weiter ausgewertet wird. Dieser ordnet jeden Puls einem von 18 Kanälen zu, die jeweils 0,18 pm im Spektrum entsprechen.

3.3.4 Der Empfangs- und Nachweiszweig

Zum Empfang des rückgestreuten Signals im mobilen Kalium-Lidar dient ein parabolischer Teleskopspiegel mit einem Durchmesser von 80 cm und einer Brennweite von 190 cm. Da die optischen Achsen von Teleskop und Laserstrahl in einem Abstand von etwa 50 cm verlaufen, spricht man von einem biaxialen System, bei dem Teleskopsichtfeld und Laserstrahl erst in einer Höhe von etwa 20 km zum Überlapp kommen. Im Brennpunkt des Spiegels befindet sich eine Glasfaser, deren Position mit einem Pico-Motor verändert werden kann, um die Faser trotz der temperaturbedingten Ausdehnung des Teleskopgestells anhand des Signals stets im Brennpunkt zu halten. Die Glasfaser endet in der optischen Nachweisbank, in der das Licht zuerst den Chopper passiert, der verhindert, dass zu viel Licht aus den unteren Kilometern auf den Detektor trifft und diesen übersteuert. Hinter dem Chopper wird das Licht mit einer Linse parallelisiert, passiert einen Interferenzfilter und trifft dann auf einen Strahlteiler, der das zirkular polarisierte Licht in seine beiden linear polarisierten Komponenten aufspaltet. Jede der beiden Komponenten passiert einen der beiden FADOFs (**F**araday-**A**nomalous-**D**ispersion-**O**ptical-**F**ilter), die, aufgrund des Zeeman-Effektes und der anomalen Dispersion an einer atomaren Linie, die Polarisation des Lichtes in einem von der Stärke des Magnetfeldes abhängigen, spektralen Bereich um einen kleinen Winkel drehen. Dieser Winkel ist von der Länge der Kaliumzelle im FADOF und der Sättigung also der Temperatur abhängig. Da die Länge der Zelle konstant ist, wird durch die Temperatur der Sättigungsdampfdruck in der Zelle so eingestellt, dass eine Drehung von 90° erfolgt. Ein zweiter Polarisator der Analysator hinter jeder Zelle sorgt dafür, dass nur der um 90° gedrehte Teil des Lichtes passieren kann. Abbildung 3.5 zeigt die beiden FADOFs sowie die Polarisatoren und Analysatoren. Beide Polarisations Ebenen werden dann wieder in einem Strahl vereint und auf die APD (**A**valanche-**P**hoto-**D**iode) gelenkt. Dank des sehr schmalbandigen FADOFs und des kleinen Teleskopsichtfeldes ist es möglich den Signaluntergrund stark zu verkleinern und Messungen bei Tageslicht durchzuführen.

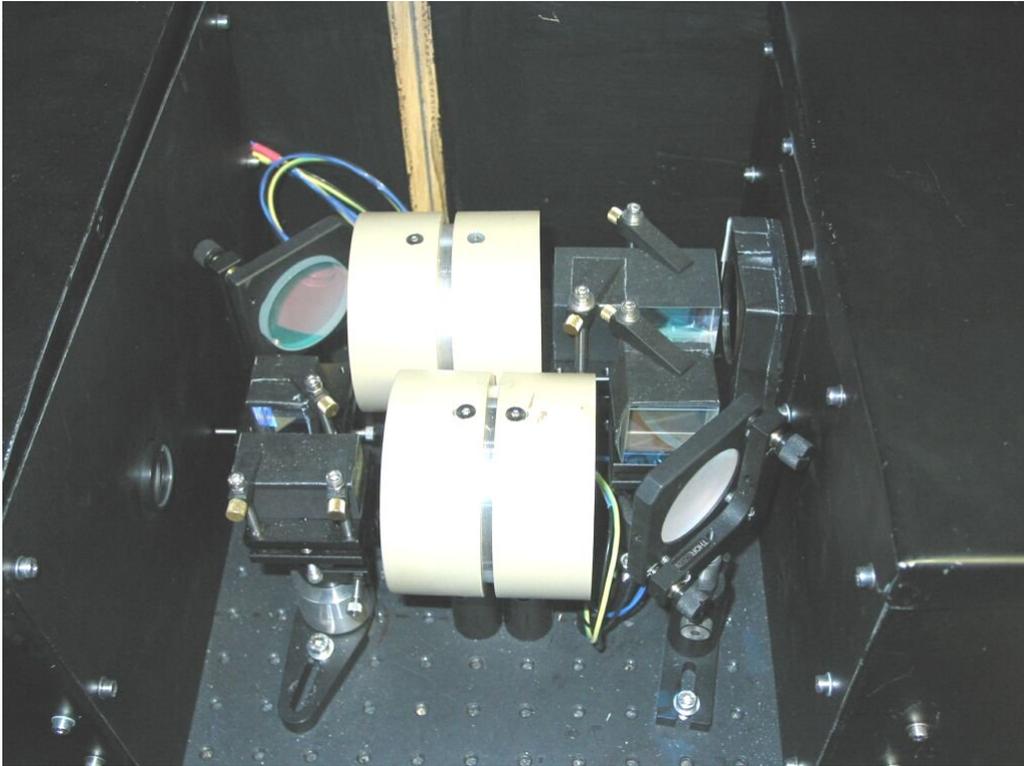


Abbildung 3.5: Die beiden im Kaliumlidar verwendeten FADOFs (gelbe Zellen). Desweiteren sind die Polarisatoren zu erkennen (Lichteinfall von links).

Die APD erzeugt für einen Teil der auftreffenden Photonen einen elektrischen Puls. Wieviele der tatsächlich eintreffenden Photonen registriert werden, wird durch die Photon Detection Efficiency beschrieben, die vom Hersteller mit 68% angegeben wird. Diese setzt sich aus der Quanteneffizienz der Kathode und der Detektionsschwelle, des in die APD integrierten Diskriminators, zusammen.

3.3.5 Die Datenaufnahme

Um alle zeitlichen Prozesse im System zu steuern, wird eine Synchronisationselektronik genutzt, die die Blitzlampen des Alexandritlasers mit dem Chopper synchronisiert. Der Zeitpunkt, an dem letztendlich der Laserpuls den Laser verlässt und in die Atmosphäre austritt, wird mit einer Photodiode bestimmt, woraufhin die Zähl elektronik gestartet wird. Diese registriert in Intervallen von $1,3 \mu\text{s}$, was einer Höhenauflösung von 200 m entspricht, alle die APD verlassenden elektrischen Pulse. Registriert der Zähler also ein Photon pro Höhenkanal, so kommt man auf eine Zählrate von 0,75 MHz.

Die Bandbreite des Systems beträgt jedoch 15 MHz. Typischerweise erhält man etwa ein Photon innerhalb von 10 Laserpulsen aus dem Maximum der Kaliumschicht bei einer Höhenauflösung von 200 m. Von einem PC wird der Zähler nach jedem Laserpuls ausgelesen und die Daten im Arbeitsspeicher gehalten. Da für die meisten Anwendungen keine zeitliche Auflösung von 1/37 Sekunde notwendig ist, wird das Rückstreuungssignal von 4000 Laserpulsen im PC aufsummiert und erst dann auf die Festplatte geschrieben. Hieraus resultiert eine starke Reduzierung des Speicherbedarfs und eine zeitliche Auflösung von etwa 2 Minuten.

3.3.6 Der Aufstellungsort

Das komplette Gerät ist in einen Standard-20-Fuß-Frachtcontainer installiert und kann somit überall mobil eingesetzt werden. Bisher wurden Messungen bei Juliusruh (54°N, 13°O) einer Außenstelle des IAP auf Rügen von Oktober 1994 bis November 1995 durchgeführt. Desweiteren befand sich das Instrument an Bord des Forschungseisbrechers „Polarstern“ des Alfred Wegener Instituts. Diese Messungen fanden vom 17.03.1996 bis 18.06.1996 im Bereich der Antarktis und des Atlantiks statt. Die Route führte von Kapstadt, über Punta Arenas, nach Wilhelmshafen. Von Ende Mai 1996 bis November 1998 war das Gerät am IAP in Kühlungsborn (54°N, 72°O) stationiert. Von Dezember 1998 bis Dezember 2000 wurden Messungen auf Teneriffa (28°N, 17°W) durchgeführt. Die nächste Station war von Januar 2001 bis Mai 2001 wieder am IAP in Kühlungsborn, wo der Container einer Generalüberholung unterzogen wurde. Von Mai 2001 bis August 2003 wurde das Lidar auf Spitzbergen (78°N) stationiert. Seit September 2003 befindet sich das Experiment am IAP in Kühlungsborn und wird für die Messung von Eisen in der Mesopause umgerüstet.

3.4 Andere Lidars am IAP

Das IAP betreibt neben dem mobilen Lidar noch ein stationäres Kaliumlidar, das in Zukunft ebenfalls für Eisenmessungen genutzt werden soll und mit dem mobilen Gerät weitgehend identisch ist. Desweiteren wird ein Lidarsystem, basierend auf zwei durch einen Excimer-Laser gepumpte Farbstofflasern, die wahlweise auf Resonanzlinien von Ca , Ca^+ , Fe und Na betrieben werden können, betrieben. Hiermit wurden auch Messungen zum Nachweis von Meteoren und NLC unternommen. Zur Untersuchung der Atmosphäre unterhalb der Mesopause bis hinab in die Troposphäre wird ein Rayleigh-Mie-Raman-Lidar genutzt. Dieses besteht aus einem Nd:Yag-Laser, der Licht der

Wellenlängen 355 nm, 532 nm und 1064 nm erzeugt. Nach Rayleighstreuung in der Atmosphäre werden diese im Nachweiszweig direkt detektiert, wobei für 532 nm die Möglichkeit besteht im Bereich der Troposphäre und unteren Stratosphäre mit einem Photomultiplier und von der Stratosphäre bis in die obere Mesosphäre mit einer APD zu messen. Desweiteren werden die Signale, die aufgrund von Vibrations-Raman-Streuung auftreten, bei 407 nm (H_2O) und 387 nm (N_2) sowie 608 nm (N_2) detektiert. Außerdem werden Rotations-Raman-Messungen durchgeführt, bei denen das Rückstreusignal auf den Stokes-Wellenlängen 529 nm und 530 nm empfangen wird. Dieses Lidar ermöglicht die Bestimmung von Temperaturen und Teilchengrößen und -dichten sowie deren Form bzw. Ausrichtung. Ein weiteres Lidarsystem wurde zur Untersuchung von NLCs und Ozon bei einer Wellenlänge von 308 nm genutzt und basiert auf einem Excimerlaser.



Abbildung 3.6: Das Hauptgebäude des IAP in Kühlungsborn mit dem Strahl des RMR-Lidars.

Kapitel 4

Anwendungen für Resonanzlidars

Anhand der Resonanzstreuung lassen sich verschiedene Parameter in der Atmosphäre untersuchen. So gibt die Dopplerverbreiterung des gestreuten Signals Aufschluss über die Bewegung und somit die Temperatur der Kaliumatome. Über die Stärke des Signal lassen sich Rückschlüsse auf die Teilchenzahl und Teilchendichte schließen. Untersucht man die horizontale und vertikale Komponente der Teilchenbewegung, die über einen größeren Zeitraum einen konstanten Hintergrund geben, einzeln so erhält man die jeweilige Komponente des Windes in der Kaliumschicht. Dabei kommt es aufgrund des Dopplereffekts zu einer spektralen Verschiebung des Rückstreusignals, woraus sich die Bewegungskomponente der Atome entlang der Strahlrichtung bestimmen lässt. Um horizontale Winde zu messen, ist es jedoch notwendig mit einem gekippten also von der Senkrechte abweichenden Strahl das Luftvolumen zu untersuchen und somit die horizontale Komponente des Windes zu bestimmen.

4.1 Messungen mit dem mobilen Kalium-Lidar

Seit 1995 werden Temperaturmessungen mit dem mobilen Kaliumlidar des IAP unter Verwendung eines Alexandrit-Ringlaser vorgenommen. Seitdem wurde das System ständig weiterentwickelt und verbessert. Ziel der Entwicklungen war stets eine Verbesserung des Signals und Unterdrückung des Untergrundes sowie eine höhere Stabilität, Ausfallsicherheit und Automatisierung des Lasers. Um das Instrument gezielt weiterentwickeln und trotzdem Messungen durchführen zu können, wurde 1998 ein stationäres Kaliumlidar mit annähernd gleichem Aufbau in Betrieb genommen, das zur regelmäßigen Gewinnung von Daten über Kühlungsborn und zur Weiterentwicklung des mobilen Kalium-Lidars sowie zur Erprobung neuer Techniken genutzt wird.

Die einzelnen Stationen des mobilen Kalium-Lidars sind Abschnitt 3.3.6 zu entnehmen.

4.2 NLC auf Spitzbergen

Nach einer Generalüberholung des mobilen Kalium-Lidars wurde dieses im Mai 2001 auf einem Hochplateau in der Nähe des Ortes Longyearbyen auf Spitzbergen (78°N) installiert und lieferte ab Juni 2001 Informationen über die Temperatur sowie die Kaliumdichte im Bereich der Mesopause. Darüberhinaus konnten NLC (leuchtende Nachtwolken) nachgewiesen und deren Häufigkeit untersucht werden.

Messgröße \ Jahr	2001	2002	2003
erste Messung	11.6.	28.2.	31.3.
erste NLC	11.6.	-	11.6.
letzte NLC	12.8.	-	21.8.
letzte Messung	4.10.	24.3.	21.8.
gemessene NLC [Stunden]	142	0	83
Messzeit in der NLC-Saison [Stunden]	184	0	121
gesamte Messzeit [Stunden]	275	120	261
NLC-Häufigkeit	77%	-	69%

Tabelle 4.1: Messungen auf Spitzbergen, 78°N

Bei NLC handelt es sich um Eiswolken in einer ungewöhnlichen Höhe von etwa 80 km bis 90 km, die nur im Sommer in den polaren Breiten in Erscheinung treten. Diese Höhe ist ungewöhnlich, da sich bei dem dort vorherrschenden Wasserdampfgehalt nur bei sehr niedrigen Temperaturen Eis-

teilchen bilden können. Die Bildung dieser Eisteilchen hängt vom Druck, der Temperatur und dem Wasserdampfsättigungsverhältnis ab. Zur Berechnung der Sättigung werden die Größe:

$$p_{H_2O} = X_{H_2O} \cdot p, \quad (4.1)$$

sowie:

$$p_{\infty} = e^{28,548 - \frac{6077,4}{T}} \quad (4.2)$$

benötigt, wobei X_{H_2O} das Volumen-Mischungsverhältnis des Wasserdampfes, p der Luftdruck und p_{H_2O} der Partialdruck des Wasserdampfes sind. Die Größe p_{∞} gibt den Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfes auf einer Eisoberfläche an und ist in vereinfachter Form nur noch von der Temperatur T abhängig [Gadsden und Schröder, 1989]. Mit Hilfe dieser Parameter lässt sich das Sättigungsverhältnis S wie folgt errechnen:

$$S = \frac{p_{H_2O}}{p_{\infty}}. \quad (4.3)$$

Typische Werte für das Sättigungsverhältnis von Wasser im Bereich der NLC auf Spitzbergen liegen bei $S=1$ bis $S=2$.

Zur Quantifizierung einer NLC nutzt man deren Volumenrückstreukoeffizient:

$$\beta_{NLC}(z, \lambda) = n_{NLC}(z) \cdot \frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega}, \quad (4.4)$$

wobei n_{NLC} die Anzahldichte der NLC-Partikel und $\frac{d\sigma(180^\circ)}{d\Omega}$ der effektive Rückstreuquerschnitt eines NLC-Teilchens bei einer bestimmten Größenverteilung der NLC-Teilchen und einer genutzten Wellenlänge von 770 nm sind. Eine ähnliche Gleichung lässt sich für die dort auftretenden Luftmoleküle aufstellen, wobei man den Volumenrückstreukoeffizienten dieser mit β_m bezeichnet. Zur Bestimmung des Volumenrückstreukoeffizienten der NLC nutzt man in der Praxis das Verhältnis:

$$\beta_{NLC} = (R_{NLC}(z) - 1) \cdot \beta_m(z), \quad (4.5)$$

wobei $R_{NLC}(z)$ das Rückstreuverhältnis ist, welches sich wie folgt ergibt:

$$R_{NLC}(z) = \frac{S(z)}{S_m(z)}. \quad (4.6)$$

Dabei sind $S(z)$ das gesamte Rückstreusignal nach Untergrundabzug und $S_m(z)$ das Rückstreusignal aus den Luftmolekülen. Zur Bestimmung des Volumenrückstreukoeffizienten der Luftmoleküle (β_m) wird die Gleichung:

$$S = S_m = c \cdot \beta_m \quad (4.7)$$

genutzt, wobei S das Rückstreusignal aus den Höhen 40 und 60 km, in denen keine Kaliumatome und Aerosole vorhanden sind, ist. Das Rückstreusignal der Luftmoleküle wird aus den Luftdichten, die der CIRA-1986 [Fleming *et al.*, 1990] entnommen sind, berechnet und den gemessenen Werten gleichgesetzt, woraus sich die Konstante c ergibt. Im Bereich der NLC lässt sich mit Hilfe der Konstanten c der Volumenrückstreukoeffizient der Luftmoleküle $\beta_m(z)$ berechnen. Neben den NLC treten im Bereich der Mesopause auch freie Kaliumatome auf, an denen es mit dem Kaliumlidar zu Resonanzstreuung kommt. Dieses Rückstreusignal ist stark wellenlängenabhängig, während das Rückstreusignal der NLC wellenlängenunabhängig ist. So ist es mit dem mobilen Kaliumlidar möglich NLC und die Kaliumschicht gleichzeitig zu untersuchen. Die Möglichkeit der Unterscheidung von NLC und Kaliumschicht hängt jedoch stark vom Verhältnis beider Signale zueinander ab. So ist es in der Regel schwer eine NLC von einer Kaliumschicht mit starkem Volumenrückstreukoeffizienten zu unterscheiden. Ebenso verhält es sich bei einer NLC mit starkem Volumenrückstreukoeffizienten und einer Kaliumschicht mit schwachem Volumenrückstreukoeffizienten.

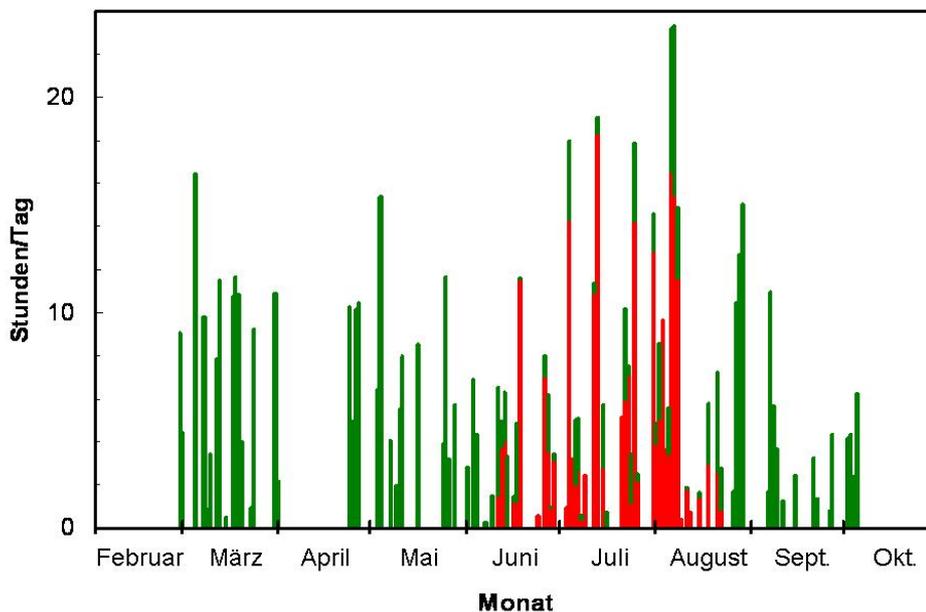


Abbildung 4.1: NLC-Messungen auf Spitzbergen in den Jahren 2001 bis 2003. Die grünen Balken geben die tägliche Messzeit, die roten den Anteil der gemessenen NLC an.

Die zur statistischen Auswertung genutzten Daten wurden schon im Voraus aufgearbeitet, so dass die Rohdaten bereits vorhanden waren. Die Aufgabe bestand darin, die Daten aus der Datenbank zu extrahieren und statistisch auszuwerten. In der Datenbank befindet sich für jeden Tag bzw. jede Messnacht eine Datenbank-Datei, welche alle Rückstreuprofile sowie die dazugehörigen ausgewerteten NLC- und Kaliumdaten, wie die verschiedenen charakteristischen NLC-Höhen und die Kaliumdichte enthält. Hierbei wurden insgesamt 19656 Profile darunter 6757 mit NLC untersucht. Eine Darstellung der Messzeiten und beobachteten NLC befindet sich in Tabelle 4.1, sowie Abbildung 4.1. Dabei sind in Abbildung 4.1 die täglichen Messzeiten in grünen Balken sowie der Anteil der gemessenen NLC in roten Balken für die Jahre 2001 bis 2003 aufsummiert dargestellt.

In der Zeit vom 11.06.2001 bis zum 22.08.2003 wurden über 656 Stunden Messungen durchgeführt, wobei es zu einer Messzeit von 306 Stunden während der NLC-Saison kam, die von Anfang Juni bis Ende August reicht. Beginn und Ende der Messungen sind ebenfalls in Tabelle 4.1 dargestellt. Dabei ist hier zu beachten, dass in der Zeit vom 12. August 2001 bis zum 26. August 2001 aufgrund der Wetterlage keine Messungen möglich waren.

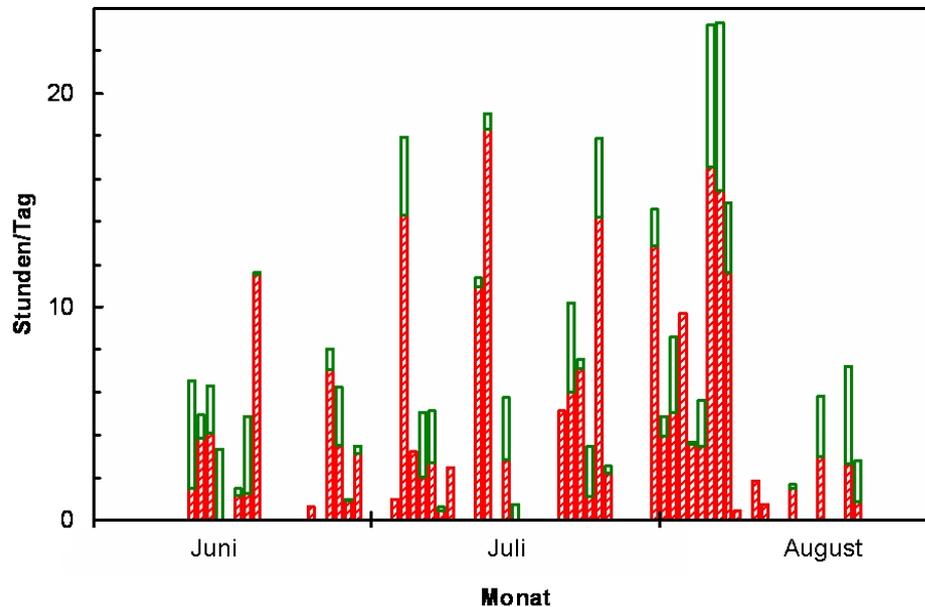


Abbildung 4.2: NLC-Beobachtungen in der Zeit von Juni 2001 bis August 2003. Die grünen Balken geben die tägliche Messzeit und die roten den Anteil der gemessenen NLC an.

Abbildung 4.2 zeigt in den grünen Balken die tägliche Messzeit und in den roten Balken den Anteil der beobachteten NLC. Dargestellt ist ein Ausschnitt aus Abbildung 4.1 mit allen gemessenen Daten während der NLC-Saisonen 2001 und 2003 auf Spitzbergen. Zu bemerken ist, dass es nur sehr wenige Messungen ohne NLC gab. Bei diesen Fällen handelte es sich ausschließlich um Messungen von sehr kurzer Dauer. Als Fazit hieraus kann man also das Vorhandensein von NLC als einen mittleren Zustand während der NLC-Saison auf Spitzbergen bezeichnen.

4.3 Vergleich der Daten von 2001 und 2003

In Anlehnung an die Veröffentlichung von *Höffner et al.* [2003], in der die Messungen des Jahres 2001 ausgewertet sind, wurden die Daten des Jahres 2003 nach den gleichen Kriterien analysiert. In den folgenden Abschnitten sind die einzelnen Messgrößen und die dazugehörigen Auswertekriterien dargestellt und den Ergebnissen von 2001 gegenübergestellt.

4.3.1 Die Beobachtungswahrscheinlichkeiten

Zur Untersuchung der NLC-Häufigkeit wurden Messungen, die kürzer als eine Stunde sind nicht berücksichtigt. Diese sind in den folgenden Abbildungen mit einem Kreuz markiert. Die NLC-Häufigkeit pro Tag ist in Abbildung 4.3 als grüne Balken dargestellt. Bildet man das Mittel der NLC-Häufigkeit über jedes einzelne Profil (2 min), so erhält man für 2001 einen Wert von 77% und für 2003 eine Häufigkeit von 69%. In beiden Saisonen zusammen ergibt sich eine Häufigkeit von 74%. Dies ist in der rot gestrichelten Linie dargestellt. Um den Verlauf der NLC-Häufigkeit auf saisonale Trends hin zu untersuchen, wurde die NLC-Saison in zwei etwa gleich lange Zeitintervalle geteilt. Im Zeitraum vom 11. Juni bis zum 16. Juli betrug die NLC-Häufigkeit über die einzelnen Profile gemittelt 74,0% und im Zeitraum vom 17. Juli bis zum 22. August 73,5%, was in den durchgehenden roten Linien dargestellt ist. Mittelt man über die einzelnen Messtage, so erhält man für die erste Hälfte eine Häufigkeit von 67,6% und für den zweiten Teil 73,1%, was aus den durchgehenden schwarzen Linien ersichtlich wird. Untersucht man anhand dieser Werte das Verhalten der NLC-Häufigkeit in beiden Zeitabschnitten, so erhält man eine gleich bleibende Häufigkeit zu Beginn und am Ende einer NLC-Saison.

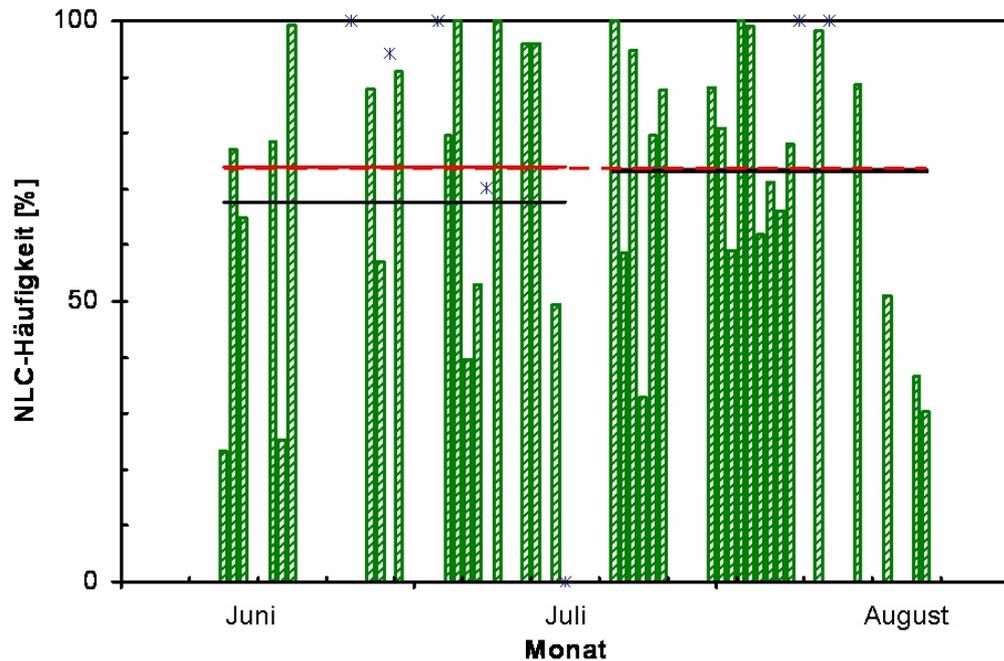


Abbildung 4.3: NLC-Häufigkeit in den Saisonen 2001 und 2003 über Spitzbergen, 78°N. Messungen unter einer Stunde sind als blaue Kreuze dargestellt. Die rot gestrichelte Linie gibt die mittlere Häufigkeit über den gesamten Zeitraum an, während die durchgehenden Linien verschiedene Mittelwerte im jeweiligen Zeitintervall wiedergeben.

4.3.2 NLC-Höhen

Ein wichtiges Kriterium zur Charakterisierung von NLC ist deren Höhe. Aus ihr lassen sich verschiedene Schlussfolgerungen ziehen, wenn man auch die NLC-Höhen anderer Orte und einen zeitlichen Verlauf kennt. So lassen sich Annahmen zur Temperatur in diesem Bereich machen und Untersuchungen von Langzeittrends der Temperatur und des Wasserdampfgehaltes vornehmen.

Bestimmung der NLC-Höhen

In der Auswertung wurden unter anderem die Höhen der NLC-Maxima, die minimalen und maximalen Höhen der NLC und deren Mittelwerte sowie die oberen und unteren Halbwertshöhen bestimmt. Dabei werden vom Originalsignal der höhenunabhängige Untergrund sowie der exponentiell mit der Höhe

abfallende Untergrund durch Rayleighstreuung abgezogen. Was übrig bleibt sind das wellenlängenabhängige Signal aus der Resonanzstreuung am Kalium, das wellenlängenunabhängige Signal der NLC sowie Störungen. Aus diesem Signal lassen sich neben den Höhen der NLC auch deren Volumenrückstreukoeffizient und die Kaliumdichte sowie Temperatur aus der Resonanzstreuung gewinnen. Die Höhe des NLC-Maximums wurde für jedes gespeicherte Rückstreuprofil (4000 Laserpulse) dort bestimmt, wo der Volumenrückstreukoeffizient sein Maximum annimmt und wird im folgenden als NLC-Höhe bezeichnet. Als Halbwertshöhen wurden die Höhen bestimmt, in denen der Volumenrückstreukoeffizient die Hälfte seines maximalen Wertes annimmt. Aufgrund der Einteilung in Höhenkanäle ist dieser Wert nicht immer exakt einem Höhenkanal zuzuordnen. Deshalb werden jeweils die beiden Höhenkanäle bestimmt, in denen der Volumenrückstreukoeffizient gerade noch über dem halben Maximalwert und unter dem halben Maximalwert liegt. Zwischen diesen beiden Höhen wird der Verlauf der Volumenrückstreukoeffizienten als linear angenommen und somit die Höhe des halben Maximalwertes des Volumenrückstreukoeffizienten interpoliert. Die Bestimmung der minimalen und maximalen Höhe einer NLC-Schicht hängt stark von der Empfindlichkeit des Instrumentes, der Laserenergie und dem Verhältnis der Rückstreusignale von NLC und Kaliumschicht ab. Hierbei ist das Instrument bei einer geringen Kaliumdichte wesentlich empfindlicher gegenüber NLC-Partikeln mit geringem Volumenrückstreukoeffizienten als bei hohen Kaliumdichten.

NLC-Höhen über Spitzbergen

Zur Bestimmung der mittleren NLC-Höhe wurden die täglich bestimmten mittleren Höhen des NLC-Maximums dargestellt und der Mittelwert über alle Messungen mit einer Dauer von mehr als einer Stunde gebildet. In Abbildung 4.4 sind die Messungen von mehr als einer Stunde Dauer durch rote Kreuze gekennzeichnet, während die Messungen unter einer Stunde Dauer durch rote Kreise dargestellt sind. Die daraus resultierende mittlere NLC-Höhe beträgt für die Jahre 2001 und 2003 zusammen 83,5 km. Vergleicht man die mittlere NLC-Höhe der Saison 2001 mit der der Saison 2003, so sieht man keinen signifikanten Höhenunterschied. Berechnet man die mittlere quadratische Abweichung der täglichen NLC-Höhen von der mittleren NLC-Höhe, so erhält man einen Wert von $\pm 0,6$ km, welcher für die Saison 2001 bei $\pm 0,7$ km und für die Saison 2003 bei $\pm 0,6$ km lag. Die täglichen quadratischen Abweichungen vom Mittelwert sind in den roten Balken in Abbildung 4.4 dargestellt. Ihr Mittelwert beträgt $\pm 0,4$ km für den gesamten Messzeitraum. Messungen unter einer Stunde sind dabei nicht berücksichtigt. Für die Saisonen 2001 und 2003 einzeln liegt dieser Wert ebenfalls bei

$\pm 0,4$ km und weicht rechnerisch nur in der zweiten Stelle hinter dem Komma von diesem ab. Untersucht man die maximalen Abweichungen der Höhen, so erhält man eine asymmetrische Verteilung um den Mittelwert. Die maximalen und minimalen NLC-Höhen pro Messnacht sind in Abbildung 4.4 in den grünen Balken dargestellt. Mittelt man über alle maximalen täglichen Abweichungen nach oben und unten separat, so ergibt dies eine mittlere maximale Abweichung nach oben von 1,8 km und nach unten von 1,6 km für beide Jahre zusammen. 2001 lag diese nach oben bei 1,9 km sowie nach unten bei 1,8 km und 2003 nach oben bei 1,7 km sowie nach unten bei 1,5 km. Hieraus ist zu erkennen, dass die maximalen Abweichungen in der Saison 2003 um etwa 0,2 km nach oben und 0,3 km nach unten kleiner waren als 2001. Ein Grund dafür ist, dass die tägliche Messzeit 2001 im Mittel größer war als 2003 und somit größere Variationen wahrgenommen wurden. Betrachtet man lediglich die Tage, an denen auch gemessen wurde, so betrug die Messzeit während der NLC-Saison 2001 etwa 6 Stunden und 22 Minuten und 2003 nur 4 Stunden und 3 Minuten. Über den gesamten Zeitraum gemittelt wurde eine tägliche Messzeit von 5 Stunden und 7 Minuten erreicht.

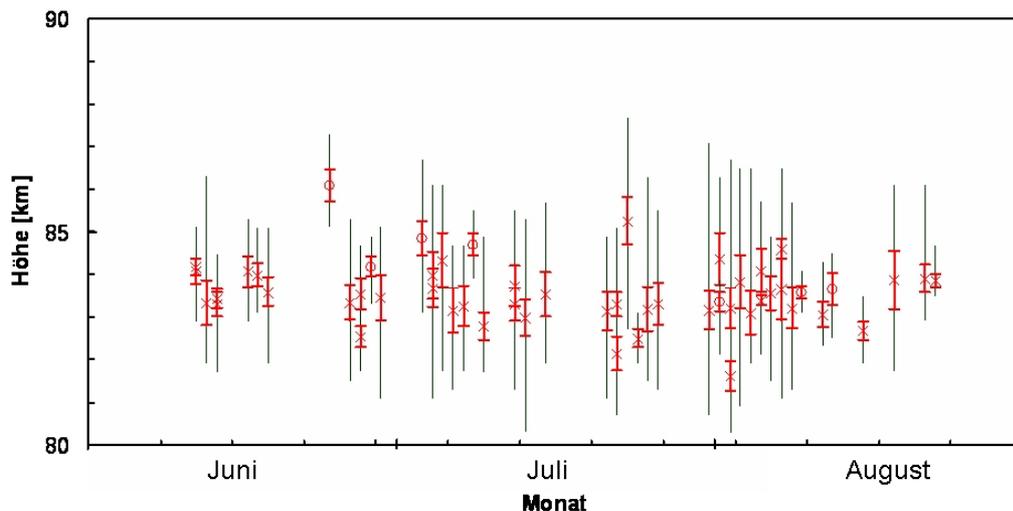


Abbildung 4.4: Höhe der NLC. Die Höhe des Maximums ist mit einem Kreuz für Messungen von mehr als einer Stunde Dauer und einem Kreis für Messungen unter einer Stunde gekennzeichnet. RMS-Variabilität in den roten Balken und maximale sowie minimale Höhe des NLC-Maximums pro Messtag in den grünen Balken.

Betrachtet man die Höhen der NLC in Abbildung 4.4, so erkennt man eine annähernd konstante Höhe der NLC während der NLC-Saison. Hieraus

kann man schließen, dass die Temperatur unterhalb der mittleren NLC-Höhe während der NLC-Saison niemals tief genug wird, um die Bildung einer NLC zuzulassen.

Wie bereits in vorherigen Ausführungen zu erkennen ist, weichen die mittleren quadratischen Abweichungen, je nachdem welche zeitliche Auflösung genutzt wird, stark voneinander ab. Deshalb ist es naheliegend, alle aufgenommenen Profile einzeln darzustellen und hieraus den Mittelwert sowie die mittlere quadratische Abweichung zu bestimmen. Bei den folgenden Betrachtungen ist zu beachten, dass hier auch Messungen unter einer Stunde Dauer Beachtung finden, da die verwendeten Rückstreuprofile mit einer zeitlichen Auflösung von etwa 2 Minuten vorliegen. In Abbildung 4.5 ist die Beobachtungsrate gegen die Höhe des NLC-Maximums im Rahmen der Höhenauflösung des Lidars von 200 m für die Saisonen 2001 und 2003 aufgetragen. Grundlage hierfür sind 6757 Einzelprofile mit vorhandener NLC. Die Beobachtungsrate ist auf das Maximum dieser Verteilung normiert.

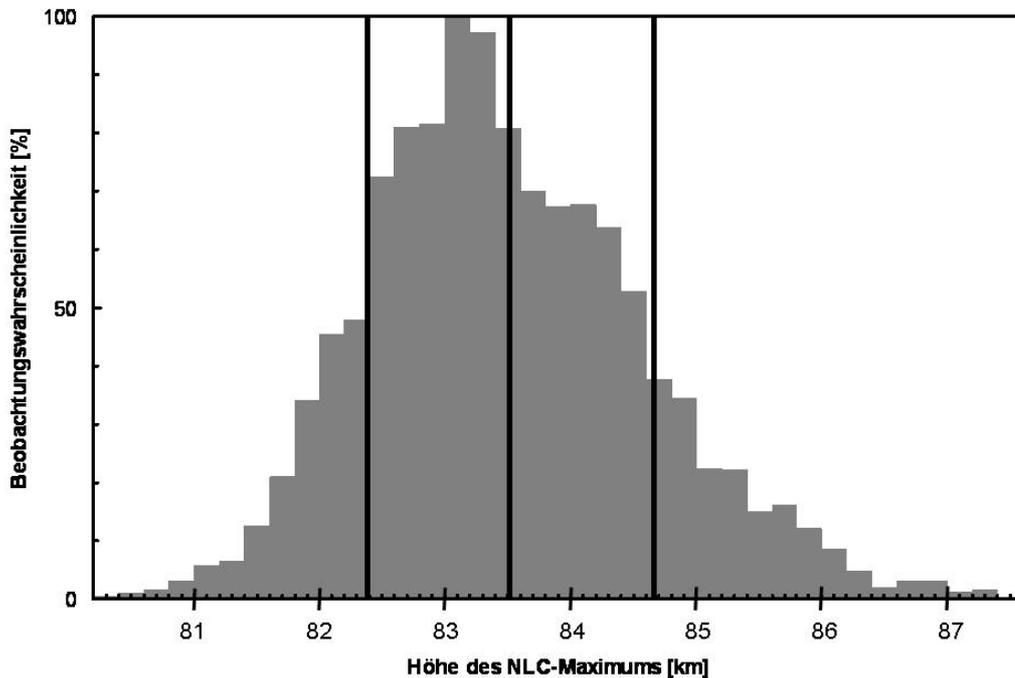


Abbildung 4.5: Höhe des NLC-Maximums und dessen Beobachtungsrate normiert am Maximum der Verteilung für die Saisonen 2001 und 2003. Die durchgehenden Linien kennzeichnen den Mittelwert sowie die RMS-Variabilität.

Die hieraus resultierende mittlere NLC-Höhe beträgt 83,5 km, was mit dem Mittelwert über die einzelnen Messnächte identisch ist, obwohl hier auch Messungen unter einer Stunde berücksichtigt wurden. Führt man diese Mittelung für die einzelnen Jahre getrennt durch, so erhält man jedoch leicht abweichende Werte. So betrug die NLC-Höhe nach Mittelung über alle 4549 Einzelprofile im Jahr 2001 83,6 km und im Jahr 2003 83,3 km (2208 Einzelprofile), was leicht von den Mittelwerten über die Messtage abweicht (83,5 km, siehe oben). Die quadratische Abweichung vom Mittelwert ist hier jedoch wesentlich größer als bei der Mittelung über größere Zeitintervalle, so beträgt sie für den gesamten Messzeitraum 1,1 km, was auch bei Betrachtung der beiden Jahre einzeln herauskommt. Desweiteren ist in Abbildung 4.5 die oben bereits angesprochene asymmetrische Höhenverteilung der NLC-Maxima mit einem zu geringeren Höhen verschobenem Verteilungsmaximum zu erkennen.

In den bisherigen Analysen wurde die Höhe der NLC lediglich anhand der Anzahl der Ereignisse (eines NLC-Maximums) in der jeweiligen Höhe untersucht. Im Folgenden wird auch der Wert des Volumenrückstreukoeffizienten im Maximum berücksichtigt. Trägt man für ein Rückstreuprofil aus der NLC den Rückstreukoeffizienten gegen die Höhe auf, so kann man die Höhe des Schwerpunktes dieser Verteilung bestimmen. Sie berechnet sich als:

$$z_C = \frac{\sum(\beta \cdot z)}{\sum \beta}, \quad (4.8)$$

wobei z die Höhe und β den Volumenrückstreukoeffizienten darstellen. Nach Gleichung 4.8 ergibt die Schwerpunkthöhe der NLC über den gesamten Messzeitraum gemittelt $z_C = (83,6 \pm 1,1)$ km. Die Werte beider Jahre einzeln weichen im Rahmen der Varianz nicht voneinander ab. Für 2001 betrug die Schwerpunkthöhe $(83,7 \pm 1,1)$ km und im Jahr 2003 betrug sie $(83,5 \pm 1,0)$ km. Die Dicke der NLC ist als die Differenz der maximalen und minimalen Höhe einer NLC definiert. Der Mittelwert der NLC-Dicke wurde in der Saison 2001 mit 2,6 km und 2003 mit 2,3 km bestimmt. Im Gesamtmittel ergab sich eine Dicke von 2,5 km, wobei die mittlere Höhe der NLC-Oberkante 1,4 km über der mittleren NLC-Höhe des Maximums und die mittlere Höhe der NLC-Unterkante 1,1 km unter der mittleren NLC-Höhe des Maximums lag. Hier sieht man bereits eine asymmetrische Höhenverteilung der NLC um ihr Maximum. Um die Halbwertsdicke der NLC, die oft als charakteristische Größe genannt wird, angeben zu können, werden die Höhen bestimmt, in denen der Volumenrückstreukoeffizient den halben Wert des Maximums annimmt. Aufgrund der Einteilung in Höhenkanäle kann dieser Wert nicht

exakt bestimmt werden. Deshalb werden die Höhen der nächsten Werte über und unter dem halben Wert des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten bestimmt und mit einer linearen Interpolation die Höhen bestimmt, in denen dieser Wert angenommen würde. Diese Höhen müssen nicht unbedingt symmetrisch um das Maximum verteilt sein. Im gesamten Messzeitraum lagen diese Höhen 0,9 km über und 0,7 km unter der Höhe des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten. Dies zeigt, dass die Verteilung der Eispartikel um das Maximum im Mittel leicht zu größeren Höhen tendiert. Um dies nochmals zu veranschaulichen bildet man die Mitte der Halbwertshöhen („center of half width“), wie sie in *Fiedler et al.* [2004] definiert ist. Dies ergibt eine Höhe von 83,6 km, was leicht über der Höhe des NLC-Maximums (83,5 km, siehe oben) liegt. Für das Jahr 2001 im Einzelnen lag diese Höhe bei 83,6 km ist identisch mit der Höhe des Maximums. Im Jahr 2003 kam es zu einer Abweichung nach oben. Hier betrug die Mitte der Halbwertshöhen 83,4 km, wobei die Höhe des Maximums bei 83,3 km lag. Die asymmetrische Höhenverteilung der NLC wird deutlich, wenn man die charakteristischen Höhen betrachtet. Eine schematische Darstellung dieser Höhen und ihrer Lage über Spitzbergen befindet sich in Abbildung 4.6.

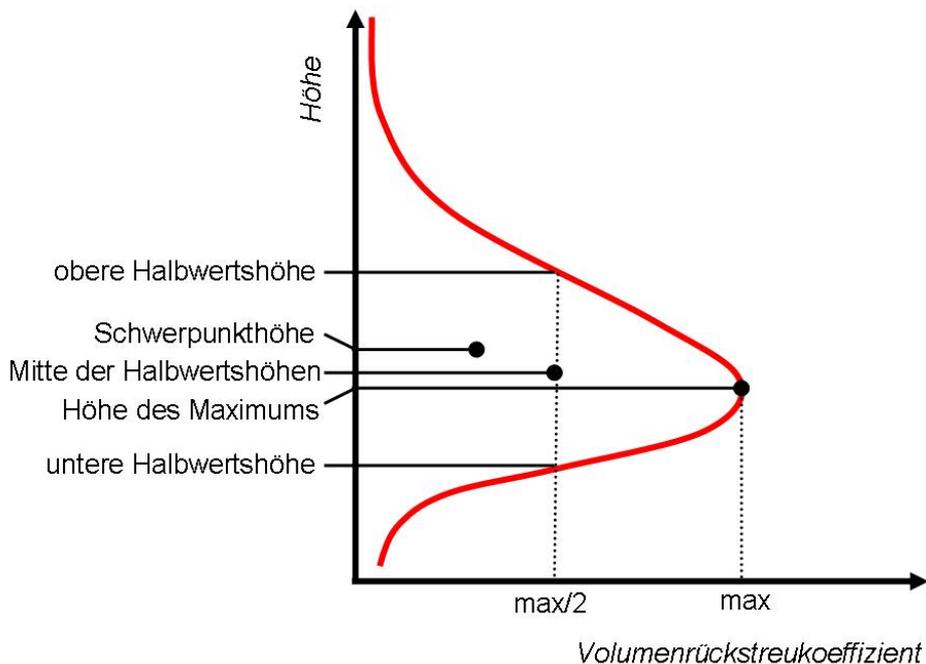


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der charakteristischen NLC-Höhen und ihrer Lage über Spitzbergen.

Eine Zusammenfassung aller charakteristischen Höhen der NLC befindet sich in Tabelle 4.2.

4.3.3 Volumenrückstreukoeffizient

Die Stärke des Volumenrückstreukoeffizienten lässt Schlussfolgerungen auf die Teilchengröße, -dichte und deren Ausrichtung zu. Da diese Eigenschaften jedoch nicht getrennt beobachtet werden können, ist es notwendig die Ergebnisse von Modellrechnungen zur weiteren Interpretation heranzuziehen. In *Berger und von Zahn* [2002] wird auf die Sedimentation der Eisteilchen eingegangen, die das Absinken dieser beschreibt. Hiernach nimmt die Sedimentationsgeschwindigkeit linear mit der Größe der Teilchen zu und es kommt allmählich zu einer Verteilung der Teilchen innerhalb der NLC, bei der sich die größeren und schwereren Partikel im unteren Bereich der NLC aufhalten, während sich die kleinen und leichten Teilchen noch im oberen Bereich der NLC befinden.

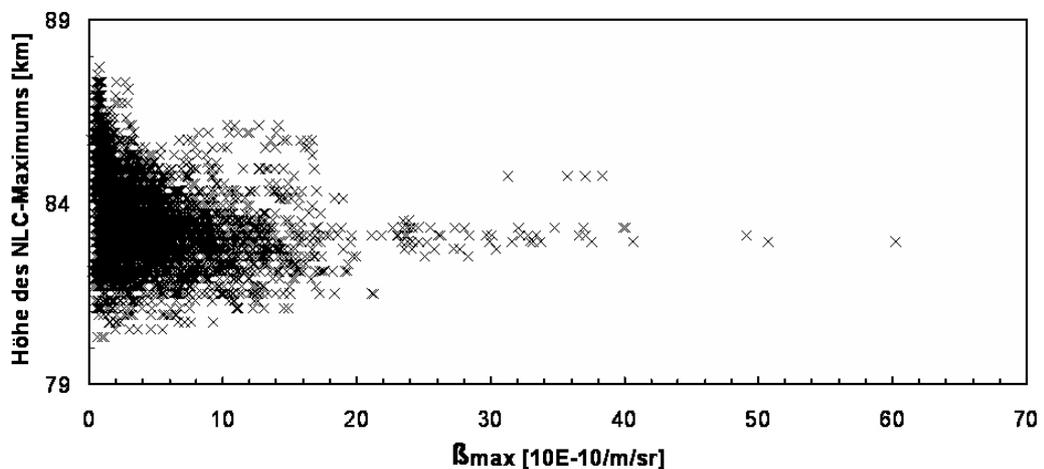


Abbildung 4.7: Höhe des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten für die Saisonen 2001 und 2003. Dargestellt sind alle Einzelprofile.

Betrachtet man vergleichend die Höhenverteilung der maximalen Volumenrückstreukoeffizienten, wie sie in Abbildung 4.7 dargestellt ist, so ist diese Verteilung eine Bestätigung der obigen Aussage aus den Modellrechnungen.

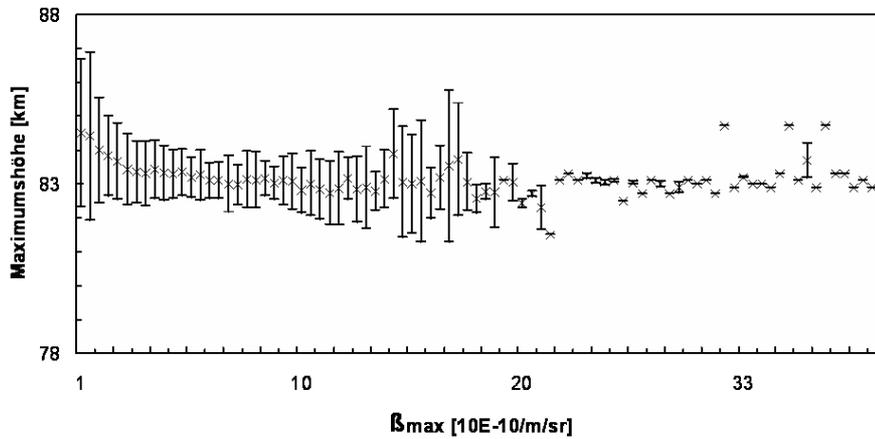


Abbildung 4.8: Höhe des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten gemittelt in Kanälen mit einer Breite von $0,4 \cdot 10^{-10}/\text{m/sr}$ für die Saisonen 2001 und 2003. In den Balken ist die RMS-Variabilität dargestellt.

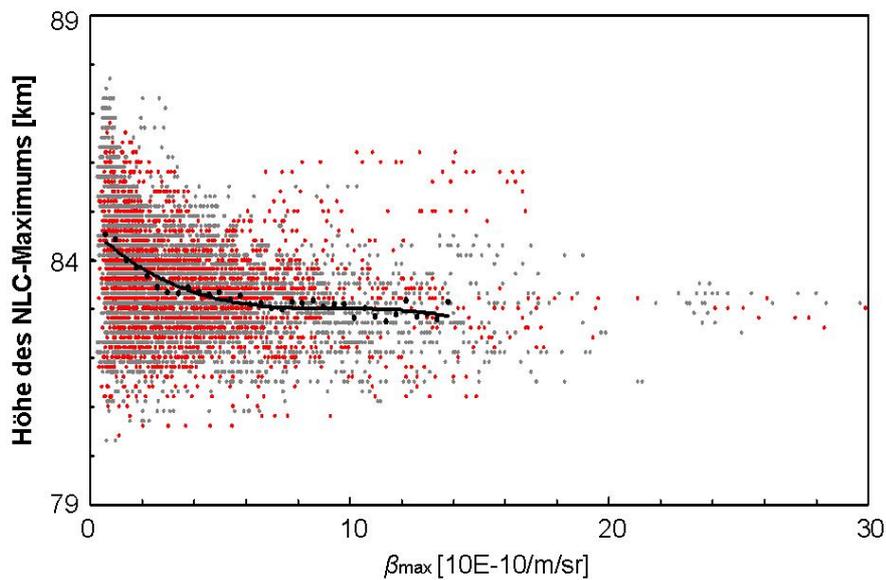


Abbildung 4.9: Höhe des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten aus jedem Profil. In den grauen Punkten ist die Saison 2001 und in den roten die Saison 2003 dargestellt. Die schwarzen Punkte stellen den Mittelwert über beide Saisonen pro Kanal mit einer Breite von $0,4 \cdot 10^{-10}/\text{m/sr}$ dar.

Zur besseren Veranschaulichung wurden die maximalen Volumenrückstreukoeffizienten in Kanäle mit einer Breite von $0,4 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ eingeteilt und erneut in Abbildung 4.8 zusammen mit der jeweiligen RMS-Variabilität dargestellt. Hier erkennt man deutlich eine Tendenz kleinerer Volumenrückstreukoeffizienten zu größeren Höhen, wobei die RMS-Variabilität für kleine Volumenrückstreukoeffizienten relativ groß ist. Die in Abbildung 4.9 gezeigten Daten entsprechen denen aus Abbildung 4.7, wobei Ereignisse mit einem Volumenrückstreukoeffizienten von mehr als $30 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ als nicht signifikante Ausreißer behandelt und somit nicht berücksichtigt wurden. Desweiteren sind die Daten der beiden Saisonen farblich unterscheidbar (2001 grau, 2003 rot) und die Mittelwerte der Kanäle mit einer Breite von $0,4 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ schwarz eingezeichnet. Hierdurch wird der Effekt der Sedimentation nochmals veranschaulicht und ein Vergleich mit den modellierten Daten erleichtert, die in Abbildung 4.10 für eine Wellenlänge von 532 nm bei 78°N aufgetragen sind.

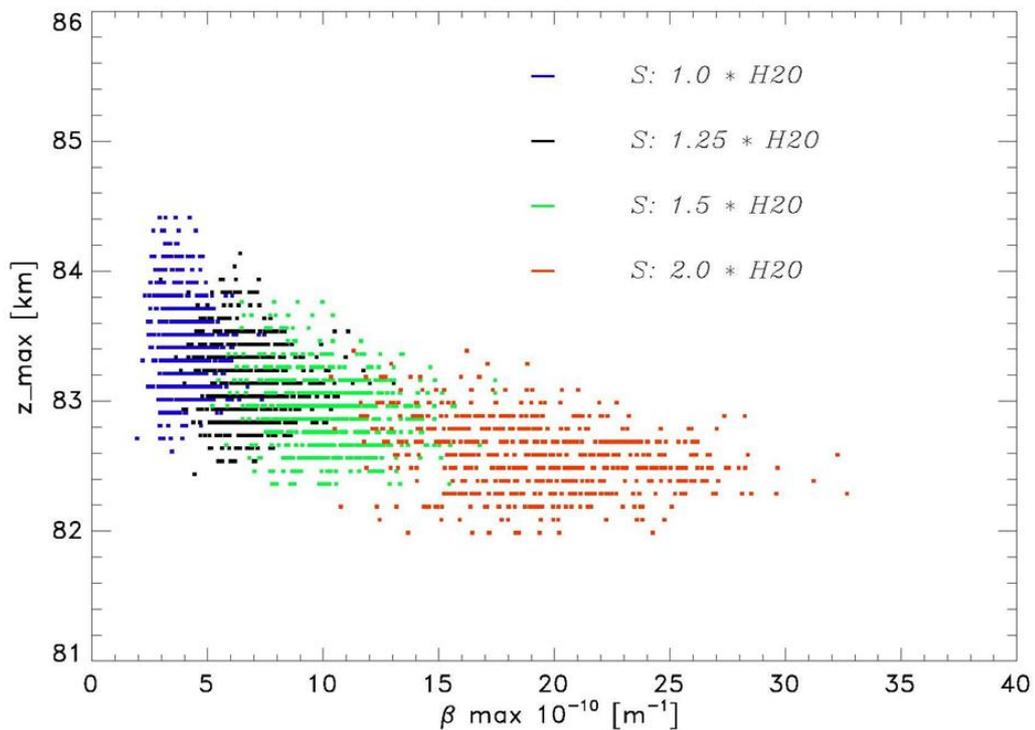


Abbildung 4.10: Der maximale Volumenrückstreukoeffizient bei 532 nm über Spitzbergen für verschiedene Wasserdampfsättigungsverhältnisse S aus COMMA/IAP.

Bemerkenswert dabei ist die Übereinstimmung des Höhenbereiches mit den gemessenen Werten und das Auftreten von Teilchen mit größerem Volumenrückstreukoeffizienten zu geringeren Höhen. Sie entstammen dem Modell COMMA/IAP und ihre Berechnung ist in *Berger und von Zahn* [2002] publiziert. Zu beachten ist bei den modellierten Daten jedoch, dass diese für eine Wellenlänge von 532 nm errechnet wurden. Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Volumenrückstreukoeffizienten also kein direkter Vergleich mit den Daten des Kalium-Lidars möglich. Eine mögliche Umrechnung auf eine Wellenlänge von 770 nm ist in Abschnitt 4.4 gezeigt. Im Modell wurde der maximale Volumenrückstreukoeffizient für verschiedene Wasserdampf-sättigungsverhältnisse berechnet, wobei $S=1$ für einfache Sättigung der Luft mit Wasserdampf steht. Alle Werte $S>1$ stellen eine Übersättigung dar.

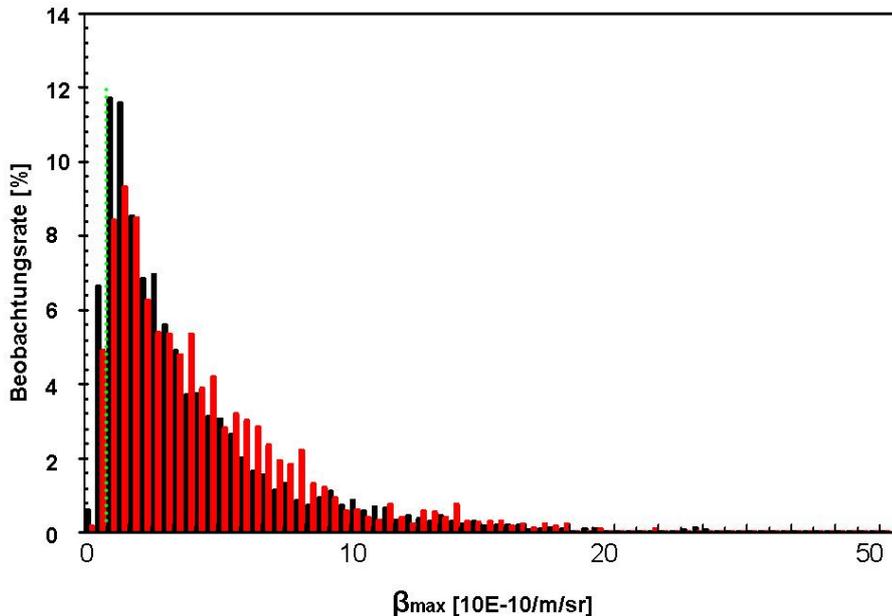


Abbildung 4.11: Auftreten von NLC mit dem jeweiligen Volumenrückstreukoeffizienten in Kanälen mit einer Breite von $0,4 \cdot 10^{-10} \text{ m/sr}$, normiert an der Gesamtzahl der NLC-Ereignisse. Schwarz ist die Saison 2001 und rot die Saison 2003 dargestellt. Die NLC-Bestimmungsgrenze auf ALOMAR ist als grün gepunktete Linie gezeichnet.

Zur weiteren Untersuchung von NLC wurde die Beobachtungswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Volumenrückstreukoeffizienten in Kanälen der Breite $0,4 \cdot 10^{-10} \text{ m/sr}$ untersucht und in Abbildung 4.11 dargestellt. Deut-

lich erkennt man in beiden Jahren eine wesentlich höhere Beobachtungsrate von NLC-Maxima mit hohem Volumenrückstreukoeffizienten. Während in der Saison 2001 generell mehr NLC mit starken Volumenrückstreukoeffizienten (helle NLC) als in der Saison 2003 beobachtet wurden, so wurden in der Saison 2003 mehr NLC mit mittlerem Volumenrückstreukoeffizienten (mittlerer Helligkeit) beobachtet. Um diese Variation genauer untersuchen zu können, ist es notwendig, weitere Messungen vorzunehmen. Der mittlere maximale Volumenrückstreukoeffizient über beide Jahre betrug $4,1 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$. In der Saison 2001 waren es $3,9 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ in der Saison 2003 dagegen $4,6 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$, was einer Zunahme um 15% entspricht. Derartige Variationen sind durchaus bekannt und wurden auch über ALOMAR beobachtet [Fiedler *et al.*, 2004]. Ein eingehender Vergleich zu den Daten von ALOMAR befindet sich in Abschnitt 4.4. Zu beachten ist bei diesen Ergebnissen jedoch, dass die mittlere quadratische Abweichung vom mittleren Volumenrückstreukoeffizienten mit $4,2 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ im gleichen Größenbereich wie der Mittelwert selbst liegt.

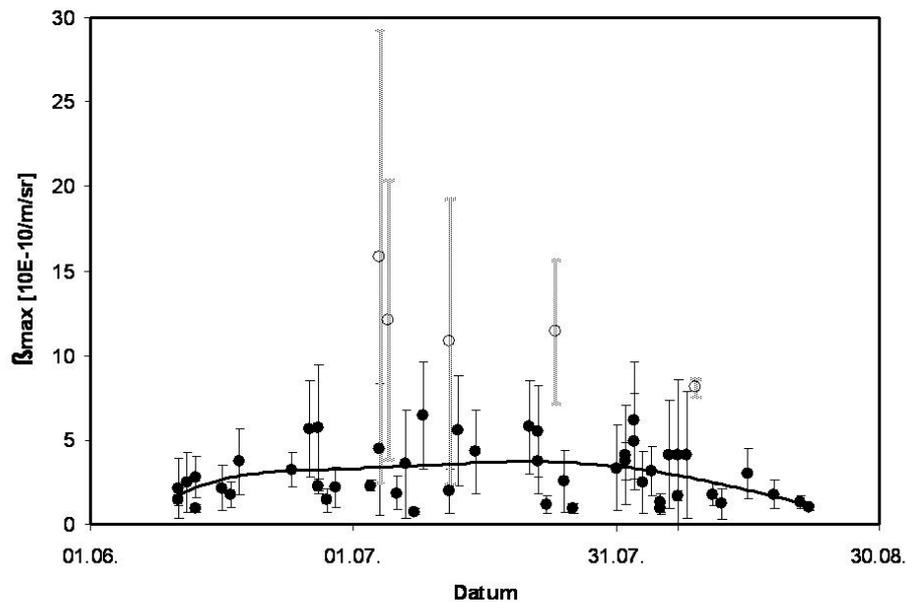


Abbildung 4.12: Der maximale Volumenrückstreukoeffizient gemittelt über jede einzelne Messnacht innerhalb der NLC-Saisonen 2001 und 2003. Zur Bestimmung des mittleren Verlaufes (schwarze Linie) wurden die als offene Kreise aufgetragenen Daten nicht berücksichtigt. Die Balken geben die RMS-Variabilität an.

Neben der Zu- und Abnahme der NLC-Häufigkeit zu Beginn und am Ende der NLC-Saison ist auch eine Zu- und Abnahme des maximalen Volumentrückstreukoeffizienten zu beobachten, was in Abbildung 4.12 für die Jahre 2001 und 2003 dargestellt ist. Dabei wurden Messungen mit außergewöhnlich hohem Volumentrückstreukoeffizienten, die in der Abbildung als offene Kreise dargestellt sind, ausgeschlossen. Berücksichtigt man, dass PMSE bereits kurz vor der ersten NLC und auch noch kurz nach der letzten NLC beobachtet werden, so lässt sich dieser Verlauf weiterführen. Dies lässt auf ein langsames Anwachsen sowie Abnehmen der Teilchengrößen und -dichten zu Beginn und am Ende der NLC-Saison schließen. In Tabelle 4.2 sind die wichtigsten Ergebnisse der statistischen Auswertung für den gesamten Messzeitraum zusammengefasst.

Messgröße	2001+2003	RMS	2001	2003
Häufigkeit [%]	74	28	77	69
Höhe des Maximums [km]	83,5	0,6	83,6	83,3
Schwerpunkthöhe [km]	83,6	1,1	83,7	83,5
Mitte der Halbwertshöhen [km]	83,6	1,0	83,6	83,4
Halbwertsdicke [km]	1,6	0,8	1,7	1,4
Dicke [km]	2,5	1,3	2,6	2,3
$\beta_{max}[10^{-10}/\text{m}/\text{sr}]$	4,1	4,2	3,9	4,6

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der wichtigsten NLC-Messgrößen auf Spitzbergen. Die angegebene RMS-Variabilität bezieht sich auf den gesamten Messzeitraum in den NLC-Saisonen 2001 und 2003.

Zu beachten ist in Tabelle 4.2, dass der maximale Volumentrückstreukoeffizient sehr starken Variationen unterlegen ist, was Vergleiche mit diesen Daten nur bedingt zulässt.

4.4 Vergleich mit den Daten von ALOMAR

Parallel zu den Kampagnen auf Spitzbergen wurden Messungen in der Außenstelle ALOMAR durchgeführt, die sich in Nordnorwegen zusammen mit

der Andøya Rocket Range auf der Insel Andøya befindet (69°N). Das auf ALOMAR genutzte Lidar zur Beobachtung von NLC ist ein RMR-Lidar, das bei einer Wellenlänge von 532 nm betrieben wird. Die dort vorgenommenen Messungen liefern ebenfalls Informationen über NLC-Höhe, -Häufigkeit und -Helligkeit. Bei den Messungen der Helligkeit bzw. des Volumenrückstreu- koeffizienten ist jedoch zu beachten, dass diese wellenlängenabhängig sind. Um die Daten dennoch vergleichen zu können, nutzt man das Farbverhältnis (engl.: color ratio (CR)). Dieses gibt das Verhältnis zweier Volumen- rückstreu- koeffizienten zueinander bei verschiedenen Wellenlängen an. Dieses Verhältnis hängt stark von der Größe der streuenden Teilchen ab. Unter Berücksichtigung einer lognormalen Verteilung der Teilchenradien sphärischer Partikel von $r_m = 40$ nm und einer Verteilungsbreite von $\sigma = 1,4$ ergibt sich ein Wert von $CR = 3,2$ [Höffner et al., 2003]. Dabei ist jedoch zu bemerken, dass das Farbverhältnis in diesem Fall von etwa $CR = 2,5$ bis $CR = 4,5$ variiert, wenn man andere Teilchengrößen annimmt [Höffner et al., 2003]. Der Volumenrückstreu- koeffizient lässt sich unter dieser Annahme wie folgt umrechnen:

$$\beta_{max}(770 \text{ nm}) = 0,3125 \cdot \beta_{max}(532 \text{ nm}). \quad (4.9)$$

Desweiteren ist die unterschiedliche Empfindlichkeit beider Instrumente zu beachten. So wurde bei der NLC-Auswertung von ALOMAR ein Volumen- rückstreu- koeffizient von $1,25 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ (umgerechnet auf 770 nm) als minimaler Wert zur eindeutigen Identifikation einer NLC genutzt, während mit dem Kaliumlidar wesentlich geringere Volumenrückstreu- koeffizienten einer NLC zugeordnet werden können. Dies hat Auswirkungen auf den mittleren Volumenrückstreu- koeffizienten. Um die Daten dennoch zu vergleichen, ist es notwendig, die gleiche untere Grenze für den Volumenrückstreu- koeffizienten bei den Daten von Spitzbergen anzuwenden. In Tabelle 4.3 sind die auf die Wellenlänge 770 nm korrigierten Werte von ALOMAR den Daten von Spitzbergen unter Berücksichtigung einer NLC-Bestimmungsgrenze von $\beta_{max} = 1,25 \cdot 10^{-10}/\text{m}/\text{sr}$ und den Originaldaten gegenübergestellt. Der Vergleich der mittleren maximalen Volumenrückstreu- koeffizienten ergibt im Rahmen der Ungenauigkeit keine signifikanten Unterschiede. Stellt man angesichts dieser großen Ungenauigkeit trotzdem einen groben Vergleich an, so erhält man etwas höhere Werte über Spitzbergen, im Vergleich zu ALOMAR. Dies ist auf höhere Teilchendichten und größere Teilchen infolge niedrigerer Temperaturen und einer leicht höheren Wasserdampfkonzentration zurückzuführen, wie es auch durch das Modell COMMA/IAP beschrieben wird [Berger und von Zahn, 2002].

Messgröße, Jahr	ALOMAR	Spitzbergen *	Spitzbergen
β_{max}			
2001 [10^{-10} /m/sr]	3,5	4,8	3,9
2003 [10^{-10} /m/sr]	3,0	5,5	4,6
NLC-Höhe			
2001 [km]	83,7	83,4	83,6
2003 [km]	83,2	83,3	83,3
NLC-Häufigkeit			
2001 [%]	21	77	77
2003 [%]	28	69	69
Halbwertsdicke			
2001 [km]	1,3	1,7	1,7
2003 [km]	1,2	1,4	1,4

Tabelle 4.3: Vergleich der Daten von ALOMAR mit denen von Spitzbergen (rechte Spalte) umgerechnet auf eine Wellenlänge von 770 nm. Die Daten von Spitzbergen unter Berücksichtigung eines minimalen Volumenrückstreu-
koeffizienten von $\beta_{max} \geq 10^{-10}$ /m/sr (*, mittlere Spalte).

In der NLC-Häufigkeit und -Halbwertsdicke unterscheiden sich beide Werte stark. Vergleicht man die NLC-Häufigkeit über Spitzbergen (74%) mit der über ALOMAR (69°N), die bei etwa 25% liegt, so sieht man eine deutliche Zunahme in Richtung höherer geographischer Breiten, was ebenfalls an der leicht höheren Wasserdampfkonzentration und den niedrigeren Temperaturen über Spitzbergen liegt. Ein signifikanter Unterschied in der NLC-Höhe ist nicht erkennbar, obwohl für Spitzbergen etwas größere Höhen aufgrund der höheren Lage der Mesopause erwartet wurden. Um dies genauer untersuchen zu können, bedarf es weiteren Messdaten von Spitzbergen. In Hinblick auf die asymmetrische Höhenverteilung der NLC um ihr Maximum ist zu bemerken, dass sich die mittlere NLC-Höhe unter Ausschluss von NLC mit kleinem Volumenrückstreu-
koeffizienten zu geringeren Höhen verlagert. Dies bestätigt, dass kleine Volumenrückstreu-
koeffizienten hauptsächlich in grösse-

ren Abständen oberhalb des NLC-Maximums beobachtet werden. Die Daten von ALOMAR entstammen *Fiedler et al.* [2004] und persönlichen Gesprächen mit J. Fiedler [2004].

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Messungen ergeben keine signifikanten Änderungen in Höhe, Häufigkeit und Dicke der NLC über die NLC-Saisonen 2001 und 2003. Insbesondere kann ebenfalls keine systematische Änderung der NLC-Höhe innerhalb der NLC-Saison nachgewiesen werden. Die Untersuchungen zur NLC-Dicke und Halbwertsdicke bestätigten eine asymmetrische Höhenverteilung der NLC um ihr Maximum und ihren Schwerpunkt. Die Darstellung der Höhenverteilung des Volumenrückstreukoeffizienten unterstützt die aus Modellrechnungen resultierenden Ergebnisse. Der Vergleich zu den Daten über ALOMAR spiegelt die Erwartungen einer größeren NLC-Häufigkeit und NLC-Dicke über Spitzbergen wieder.

Kapitel 5

Das mobile Eisen-Lidar des IAP

5.1 Beschreibung des Eisen-Lidars

Aufgrund der geringen Kaliumdichte im nördlichen Sommer sowie Sättigungseffekten bei der Anregung der Kaliumatome wurden die Grenzen des Kaliumlidars erreicht. So sind Tageslichtmessungen infolge des starken Untergrundes im Vergleich zum schwachen Signal nur noch schwer möglich. Eine Erhöhung des Signals durch Verkleinerung des Teleskopsichtfeldes ist nicht möglich, da es aufgrund der höheren Energiedichte zur Sättigung innerhalb der Kaliumschicht führt. Desweiteren ist es nicht möglich die Energie des Lasers weiter zu erhöhen, da dies auf den gleichen Effekt führen würde. Eine erfolgversprechende Lösung bietet die Umrüstung des Lidars auf eine Resonanzlinie des Eisens. Der entscheidende Vorteil dabei ist die Möglichkeit zur Verkleinerung des Teleskopsichtfeldes, da ein Sättigungseffekt bei Eisenatomen erst im Bereich höheren Energiedichten einsetzt. Ein weiterer Vorteil der Resonanzstreuung am Eisen ist die geringere Empfindlichkeit gegen Variationen des Untergrundes Wellenlängen. Die Verkleinerung des Teleskopsichtfeldes geschieht durch Verkleinerung des Glasfaserdurchmessers, der wiederum eine Verringerung der Restdivergenz im Nachweiszweig zur Folge hat. Hieraus eröffnet sich die Möglichkeit zur effektiven Verwendung eines kleinen Etalons. Dieses Etalon muss auf seine verschiedenen Eigenschaften hin untersucht und auf etwa 0,1 pm genau stabilisiert werden, was Gegenstand dieser Arbeit ist.

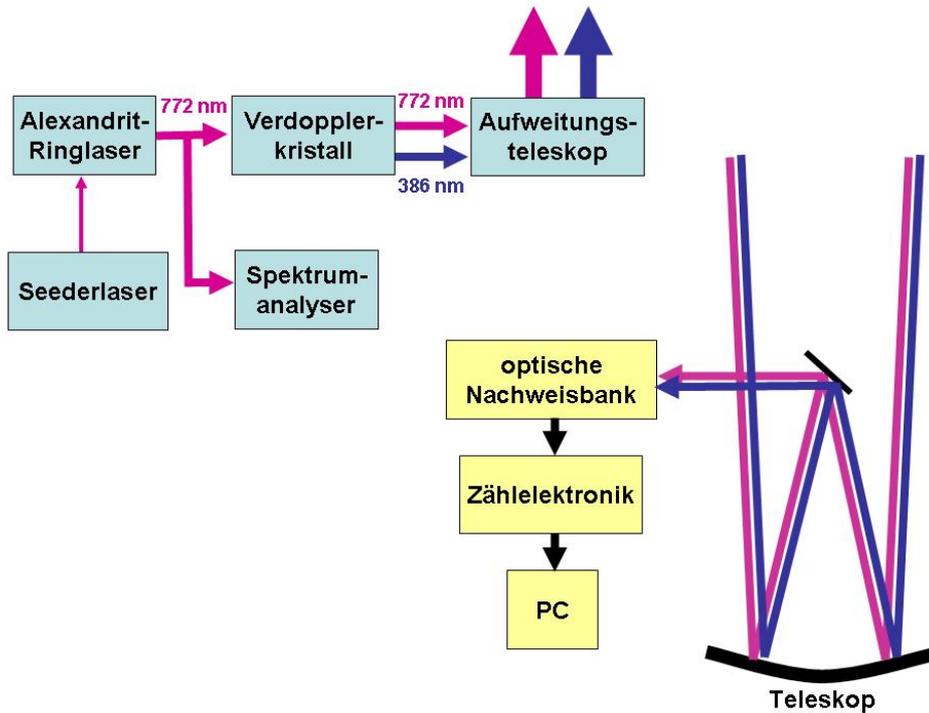


Abbildung 5.1: Prinzipieller Aufbau des Eisen-Resonanz-Lidar.

Im Oktober 2002 wurde mit der Umrüstung des stationären Kaliumlidars begonnen und erste Messungen mit dem Eisenlidar im Dezember 2002 vorgenommen [Lautenbach und Höffner, 2004]. Der Umbau des kompletten mobilen Gerätes wurde im Oktober 2003 begonnen. Die genutzte Resonanzlinie des Kaliums liegt bei einer Wellenlänge von etwa 770 nm , während die des Eisens bei 386 nm liegt (siehe Abschnitt 3.3). Die doppelte Wellenlänge der Resonanzwellenlänge des Eisens beträgt etwa 772 nm , was die Möglichkeit eröffnet den vorhandenen Alexandritlaser zu nutzen und mit Hilfe eines Verdopplerkristalls die gewünschte Wellenlänge zu erreichen. Das Funktionsprinzip des Eisenlidars ist Abbildung 5.1 zu entnehmen. Eine weitere Resonanzlinie des Eisens, deren Rückstreuquerschnitt etwa 2,1 mal so groß ist wie der bei 386 nm , liegt bei einer Wellenlänge von 372 nm . Diese Wellenlänge ist jedoch technisch schwieriger zu erreichen, da dies einen grundlegenden Umbau des Lasers erfordern würde. Darüberhinaus erhält man bei 372 nm einen etwa doppelt so hohen Sonnenuntergrund wie bei 386 nm [Höffner, 1990] sowie einen etwas höheren Untergrund durch Rayleighstreuung ($\sim \lambda^{-4}$). Eine genauere Behandlung der Vor- und Nachteile von Messungen bei diesen Wellenlängen befindet sich in Alpers [1993] sowie Lautenbach und Höffner [2004]. Der Seeder wurde auf etwa 772 nm abgestimmt und der Alexandritlaser da-

durch ebenfalls bei dieser Wellenlänge betrieben. Da Verdopplerkristalle nur für einen Teil des Lichtes die Wellenlänge halbieren, sind also gleich zwei Wellenlängen nutzbar. Die 386 nm werden zur Resonanzstreuung am Eisen genutzt, während die 772 nm zwar nicht mehr für Kalium aber zur Rayleighstreuung bis runter in etwa 40 km Höhe nutzbar sind. Dies eröffnet vor allem die Möglichkeit, Temperaturen im Bereich der Eisenschicht durch zwei verschiedene Streuprozesse zu erhalten und somit Temperaturprofile über einen Höhenbereich von 40 km bis 105 km zu bestimmen.

5.2 Der Nachweiszweig des Eisen-Lidars

Für den Umbaus des Kalium-Lidars auf die Eisen-Resonanzlinie bei einer Luftwellenlänge von 385,9910 nm wurde der Empfangszweig des Lidars neu konzipiert. Da beim Frequenzverdoppeln mit dem Kristall nur ein Teil des Lichtes umgewandelt wird, kann Licht der verdoppelten Frequenz (386 nm) und Licht der Originalwellenlänge (772 nm) zur Untersuchung der Atmosphäre genutzt werden. Bei der Konstruktion des Nachweiszweiges wurde bereits die Ergänzung um die Originalwellenlänge berücksichtigt.

Zur Untersuchung des Aufbaus und zur Justage der Optiken im Labor wurde ein durchstimmbarer Diodenlaser genutzt, der bei einer Wellenlänge von 386 nm betrieben werden sollte. Da Laserdioden bei dieser Wellenlänge nicht gezielt produziert werden können, wurden aus Großproduktionen die Dioden selektiert, die zufällig in der Nähe dieser Wellenlänge liegen. Es wurde wieder ein System der Firma TUI Laser GmbH (Modell DL 100) genutzt und versucht durch Rückkopplung sowie Variation von Strom und Temperatur die erstrebte Wellenlänge zu erreichen. Aufgrund der Eigenschaften der Laserdiode gelang dies jedoch nicht. Der Laser wird für Testmessungen bei einer Wellenlänge von etwa 399 nm betrieben, um in einem Bereich von 30 pm kontinuierlich durchstimmbaar zu sein. Es wurden auch Wellenlängen um 387 nm erreicht jedoch nur mit sehr niedriger Energie und geringer Stabilität. So war es nicht möglich, die Wellenlänge über einen größeren Bereich um 387 nm kontinuierlich durchzustimmen und das Gerät über längere Zeit bei dieser Wellenlänge zu halten. Um den Laser dennoch zur Justage des Nachweiszweiges nutzen zu können, wurde eine etwas größere Wellenlänge (≈ 399 nm) gewählt. So ist es zwar mit diesem Laser nicht mehr möglich, die optischen Filter auf der Eisenlinie (386 nm) zu untersuchen, zur Untersuchung des Etalons und zur Justage der Optiken mit Ausnahme des Interferenzfilters ist jedoch das Licht dieser Wellenlänge ausreichend.

5.3 Anforderungen an die Empfangsoptiken

Um die Tageslichtfähigkeit zu gewährleisten, musste ein schmalbandiger optischer Filter gefunden werden, der das Hintergrundlicht der Sonne weitgehend unterdrückt. Hierzu gilt es, zwei Möglichkeiten zu berücksichtigen. Zum Einen bestand die Idee zur Nutzung eines FADOFs, zum Anderen die der Nutzung eines Fabry-Perot-Interferometers (Etalon). Die Idee eines FADOFs wurde schnell verworfen, weil dieser eine Glaszelle erfordert, in der die Konzentration des gasförmigen Eisens durch Temperaturanpassung kontrolliert werden kann. Da aber der Siedepunkt von Eisen bei einer Temperatur von etwa 1700 K liegt und es angesichts dieser hohen Temperatur nur schwer möglich ist, einen kleinen und einfachen Aufbau zu erreichen sowie normales Glas als Gehäuse zu verwenden, wurde auf ein Etalon zurückgegriffen. Die Verwendung des Etalons ist vor allem aufgrund der Verkleinerung der Restdivergenz im Nachweiszweig infolge einer Sichtfeldverkleinerung effektiv. Dies ermöglicht die Verwendung eines Etalons, das aufgrund seiner geringen Größe eine hohe Qualität sowie Stabilität gegenüber Langzeitdrifts aufweist. Als weitere Folge dessen ist es möglich, kleine Optiken mit einem Durchmesser von 1 Zoll zu verwenden, was den Aufbau und dessen mechanische Stabilität vereinfacht.

Ein weiterer Punkt, der beim Aufbau zu berücksichtigen war, bestand in der Mobilität des Gerätes. Alle Bauteile müssen fest und gegen starkes Rütteln unempfindlich konstruiert und befestigt sein. Diese Bedingung ist für kleine und leichte Bauteile einfacher zu erfüllen als für schwere.

5.4 Das Etalon

5.4.1 Funktionsweise eines Etalons

Ein Etalon besteht aus zwei reflektierenden Flächen, die parallel zueinander angeordnet sind. Hierzu werden unter anderem Festkörper genutzt, deren innere Flächen parallel zueinander stehen und reflektierend wirken. Eine weitere und stark verbreitete Konstruktion besteht aus zwei planparallelen Glasplatten, deren innere Flächen mit einer Verspiegelung versehen sind. In unserem Fall handelt es sich dabei um eine Schwerpunktverspiegelung mit einer Reflektivität um 90%. Das eintreffende Licht wird also an den Flächen reflektiert und ein kleiner Teil ausgekoppelt. Die Reflektivität der Etalonplatten bestimmt die Wahrscheinlichkeit, wie oft ein Lichtstrahl zwischen den Platten reflektiert wird, bevor er das Etalon verlässt und bestimmt die Blockung des Etalons. Als Blockung eines Etalons wird der prozentuale An-

teil des eingestrahnten Lichtes angegeben, der in einem Transmissionsminimum gerade nicht transmittiert wird. Um einen konstanten Plattenabstand für alle einfallenden Lichtstrahlen zu erreichen, ist es wichtig, die Etalonplatten möglichst parallel zu positionieren. Die Ebenheit der Etalonplatten ist für die Qualität der Abbildung wichtig. Hierbei ist es notwendig, dass alle Strahlen den gleichen optischen Weg zwischen den Platten zurücklegen, wobei es auf eine Genauigkeit von einigen Nanometern ankommt. Beim Austreten aus dem Etalon interferieren die verschiedenen Strahlen und es kommt nur bei Licht, dessen ganzes Vielfaches seiner Wellenlänge dem Plattenabstand entspricht, zur positiven Interferenz im Unendlichen. Alle davon abweichenden Wellenlängen interferieren weniger stark, bis es zunehmend zur negativen Interferenz kommt. Der Plattenabstand, die Art und Qualität der Verspiegelung sowie die Parallelität und Ebenheit der Platten sind also von großer Bedeutung.

Um ein Etalon als optischen Filter im Frequenzraum einsetzen zu können, ist es jedoch notwendig paralleles Licht zu nutzen. Ist dies nicht gegeben, sinken Transmission sowie Blockung und der Filter wird breitbandiger. Desweiteren ist die Restdivergenz von entscheidender Bedeutung, da sie für die Qualität der Abbildung verantwortlich ist. Wird die Restdivergenz größer, so kommt es niemals zu totaler positiver bzw. negativer Interferenz, weshalb diesem Parameter besondere Beachtung bei der Konstruktion des Nachweiszweiges geschenkt wurde.

Die Länge des optischen Weges zwischen den Platten hängt vom dazwischen befindlichen Medium und dessen Dichte ab. Bei einem mit Luft gefüllten Etalon (Air Spaced), wie es für den Nachweiszweig des Eisen-Lidars verwendet wird, besteht die Möglichkeit, den Druck zwischen den Etalonplatten gezielt zu variieren. Zur Variation des Druckes wird das Etalon in ein druckdichtes Gehäuse integriert. In diesem Gehäuse kann durch aktive Regelung des Luftdrucks, die optische Weglänge zwischen den Platten geändert und somit die Zentralwellenlänge sowie die Wellenlänge, für die das Etalon in senkrechter Stellung optimiert wurde, verschoben werden. Eine zweite Variante, die Lage der Durchlasskurve zu variieren, ist ein Verkippen des Etalons, woraufhin das parallele Licht schräg durch das Etalon läuft und somit die optische Weglänge größer wird. Bedingung hierfür jedoch sind eine ausreichend große freie Apertur des Etalons sowie kleine Kippwinkel, da es sonst aufgrund von Reflexionen an den Rändern des Etalons zu einer Verschlechterung der Abbildung kommen kann. Desweiteren ist zu beachten, dass beim Verkippen des Etalons im Allgemeinen die Transmission und Blockung sinken, weshalb das Etalon in den folgenden Abschnitten auf dieses Verhalten hin untersucht wurde. Die maximale Transmission eines Etalon wird bei der Zentralwellenlänge in senkrechter Stellung als das prozentuale Verhältnis von

transmittiertem zu eingestrahlttem Licht bestimmt. Unter diesen Bedingungen nimmt die Transmission ihren maximalen Wert an. Der spektrale Verlauf der Transmission eines Etalons entspricht der Airy-Funktion. Die Peakbreite (FWHM) eines solchen Verlaufes wird an den Stellen bestimmt, an denen die Transmission auf Ihren halben Wert sinkt. Am Beispiel, des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Etalons in Kombination mit einem passenden Interferenzfilter, wird in Abbildung 5.2 der spektrale Verlauf der Transmission gezeigt.

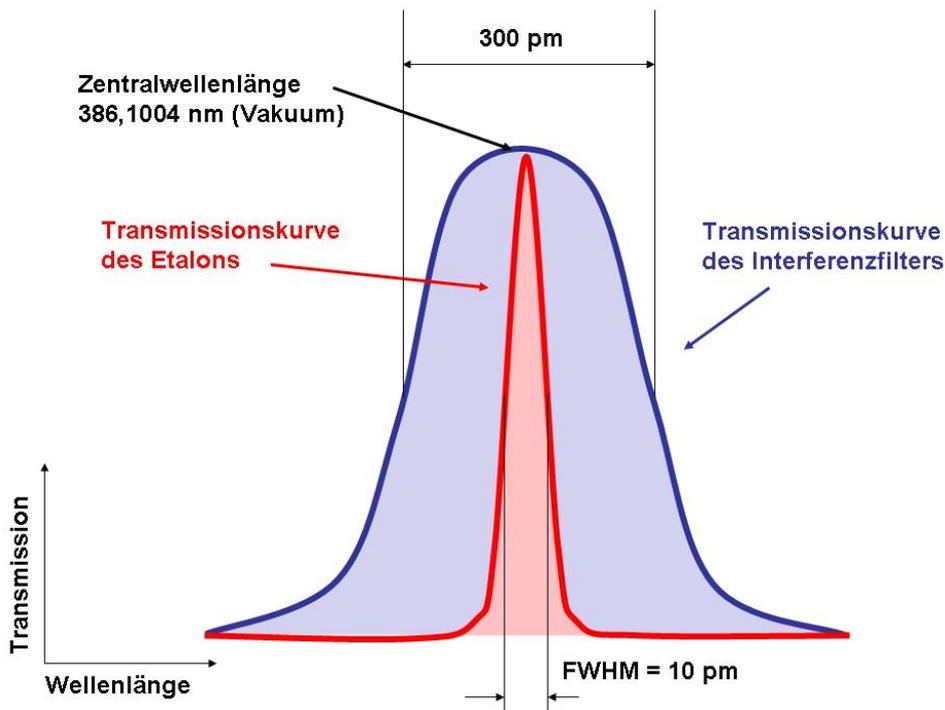


Abbildung 5.2: Transmissionskurve von Etalon und Interferenzfilter.

Zu beachten ist, dass für jede Lichtwellenlänge ein Transmissionsmaximum aufgrund positiver Interferenz auftritt, deren ganzes Vielfaches der Länge des Etalons entspricht. Daraus folgt, dass nach einem gewissen spektralen Bereich (freier Spektralbereich) ein weiteres Transmissionsmaximum folgt. Dies gilt prinzipiell für jede Wellenlänge. Aus dem Verhältnis von freiem Spektralbereich zur Halbwertsbreite des Transmissionsmaximums ergibt sich eine weitere charakteristische Größe für ein Etalon die Finesse. Da es sich bei der Plattenverspiegelung jedoch um eine sehr schmalbandige Schwerpunkverspiegelung handelt, wird nur Licht der Wellenlängen zwischen den Platten reflektiert, die innerhalb dieser Verspiegelung liegen. Das Licht aller anderen

Wellenlängen passiert das Etalon ungehindert. Um das Licht mit den Wellenlängen, die sich außerhalb der Verspiegelung befinden, ebenfalls zu blocken, wird die Verwendung eines Interferenzfilters in Zusammenhang mit dem Etalon notwendig. In Abbildung 5.3 wird dieser Zusammenhang deutlich, wobei in der Abbildung der freie Spektralbereich des verwendeten Etalons und die Halbwertsbreite des dazu genutzten Interferenzfilters eingetragen sind.

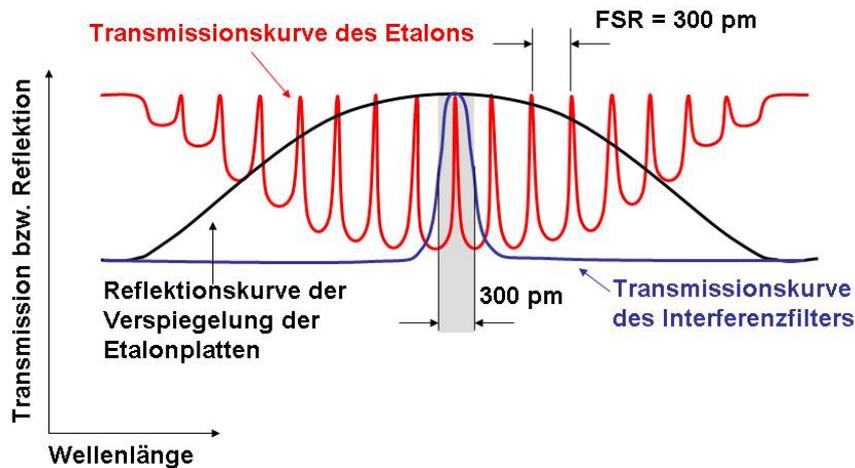


Abbildung 5.3: Transmission von Etalon und Interferenzfilter.

5.4.2 Eigenschaften des verwendeten Etalons

Das genutzte Etalon ist ein Air-Spaced Fabry-Perot-Etalon und wurde als Spezialanfertigung bei der Firma Coronado Technology Group hergestellt. Die technischen Spezifikationen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die freie Apertur des Etalons wurde bewusst klein spezifiziert, da so ein kürzerer Aufbau und eine bessere Qualität der Etalonplatten sowie wesentlich geringere Kosten entstehen. Wie bereits in Abschnitt 5.4.1 erwähnt, hängt die Qualität eines Etalons von der Ebenheit der Etalonplatten ab. Dies ist für kleine Platten wesentlich einfacher zu optimieren als für große Platten. Auch sind die thermische und mechanische Stabilität eines kleinen Etalons größer, wodurch man ein preiswertes und qualitativ hochwertiges Etalon erhält.

freie Apertur	25 mm
CWL (Zentralwellenlänge)	386,1004 nm (Vakuum)
FWHM (Peakbreite)	10 pm
FSR (freier Spektralbereich)	300 pm
Finesse	30
T_{max} (maximale Transmission)	90%
thermischer Ausdehnungskoeffizient	$8 \cdot 10^{-6}$ nm/K
Zelllänge	20 mm
Zelldurchmesser	60 mm

Tabelle 5.1: Eigenschaften des Etalons (Herstellerangaben).

Die große Peakbreite des Etalons von 10 pm ist notwendig, da die Halbwertsbreite des dazu verwendeten Interferenzfilters kleiner als ein freier Spektralbereich des Etalons sein muss, um dessen nächste Transmissionsmaxima auszublenden. Da aber die Transmission von Interferenzfiltern, deren Halbwertsbreite schmäler als 300 pm ist, schlecht wird, ist ein möglichst großer freier Spektralbereich des Etalons erwünscht. Desweiteren wird die Laserwellenlänge während der Messung ständig in einem Bereich von etwa 1 pm um die Eisenlinie variiert. Da aber die Transmissionsmaxima eines Etalons keine konstante spektrale Transmission über einen größeren Bereich aufweisen, sondern der Airy-Funktion entsprechen, ist es sinnvoll eine breitere Transmissionskurve auf Kosten geringerer Blockung anzustreben, woraus ein Bereich von etwa 1 pm mit annähernd konstanter Transmission im Maximum resultiert. Eine möglichst gleichmäßige spektrale Transmission ist zur Temperaturberechnung notwendig. Die dabei zu erreichende Genauigkeit der spektralen Lage der Zentralwellenlänge des Etalons liegt im Bereich von etwa 0,1 pm.

Um das Etalon im späteren Betrieb gezielt abstimmen und stabilisieren zu können, wurden Messungen mit Hilfe eines Diodenlasers unternommen. Dabei wurde ein Testaufbau wie in Abbildung 5.10 vorgenommen und die Energie an der Stelle des Photomultipliers mit einem Energiemeter gemessen. Die dabei verwendete Glasfaser hatte einen Modenfelddurchmesser von $4,2 \mu\text{m}$. Diese Singlemode-Glasfaser wurde verwendet, um die Transmission unter idealen Bedingungen bei einer geringen Restdivergenz (kleiner Modenfelddurchmesser) zu bestimmen. Durch Drehen einer Mikrometerschraube wurde das Etalon in einer Achse gekippt und somit die Zentralwellenlänge verändert. Hierbei war die Mikrometerschraube in einem Abstand von 45 mm von der Kippachse entfernt, woraus ein Kippwinkel von $1,2^\circ$ bei einer Änderung von 1 mm an der Mikrometerschraube folgt. Abbildung 5.4 zeigt

die relative Transmission beim entsprechenden Kippwinkel des Etalons normiert auf das Signal ohne Etalon. Die Transmission wurde durch Messung mit einem Energiemeter bestimmt.

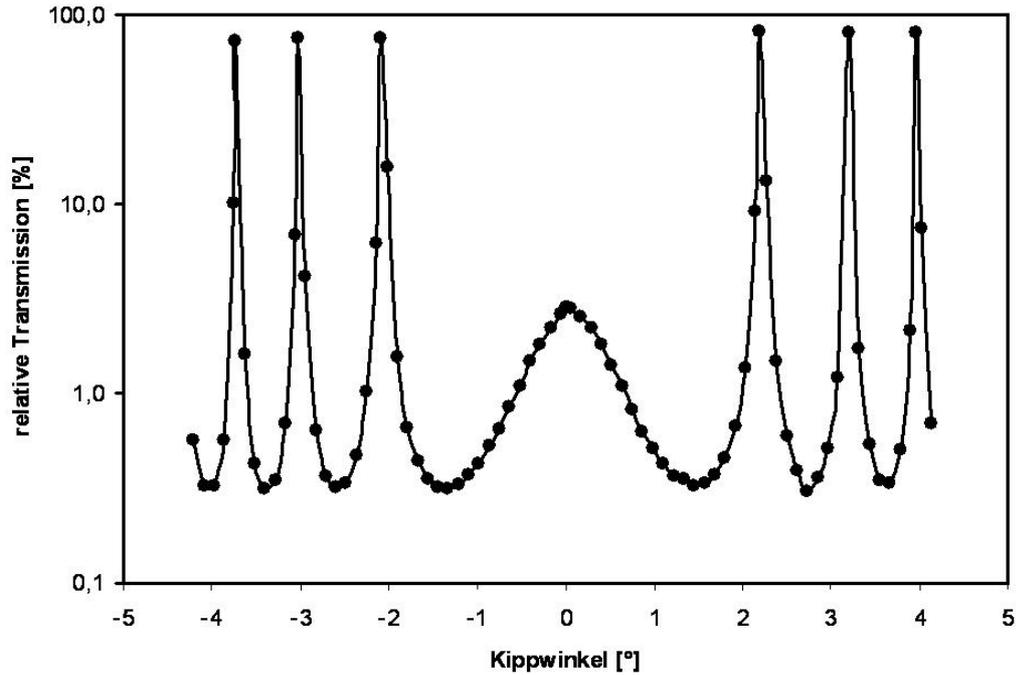


Abbildung 5.4: Kippen des Etalons mit Singlemodefaser $NA=0,07$, $MFD=4,2 \mu\text{m}$.

Deutlich zu erkennen sind die Maxima der Ringstruktur. Das Maximum 0. Ordnung weist eine schwache Transmission auf, da die Wellenlänge des verwendeten Lichtes nicht zu positiver Interferenz bei Senkrechtstellung des Etalon führt. Aufgrund der geringen Restdivergenz ist die Transmission in den Maxima 1. Ordnung fast mit der der Maxima höherer Ordnung identisch. Durch Messungen der Energie mit und ohne Etalon auf einem Minimum und einem Maximum konnten Transmission und Blockung des Etalons bestimmt werden. Dies ergab einen Wert von 81% für die Transmission und eine Blockung von mehr als 99,3%. Um das Verhältnis von Signal zu Blockung zu bestimmen, wurden beim Kippen die Maxima und Minima und ihr Verhältnis zueinander bestimmt. Dies ergab für 6 Maxima und 6 Minima im Mittel einen Wert von 244. Zur Bestimmung des freien Spektralbereiches

wird folgende Gleichung genutzt:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2nd}, \quad (5.1)$$

wobei λ die Wellenlänge, n der Brechungsindex des Mediums zwischen den Etalonplatten und d der Plattenabstand ist. Geht man davon aus, dass der vom Hersteller angegebene freie Spektralbereich (300 pm) richtig ist, und setzt $\lambda = 386,1004$ nm sowie $n_{Luft} = 1,000292$ (bei 273,15 K und 1013 hPa) ein, so erhält man nach Umformen einen Plattenabstand von $d=0,248383$ mm. Im Etalon gilt die Beziehung

$$\cos\alpha = \frac{d}{d + \lambda}, \quad (5.2)$$

woraus ein Verkippungswinkel des Etalons $\alpha = 3,2^\circ$ bzw. $\alpha = 55,7$ mrad resultiert. Diese Größe gibt den Winkel der Verkippung an, bei dem das Maximum 1. Ordnung erscheint. Beim Kippen vom Maximum 0. Ordnung zum Maximum 1. Ordnung durchfährt man einen Wellenlängenbereich von 300 pm, was dem freien Spektralbereich des Etalons entspricht. Unter der für kleine Winkel akzeptablen Näherung, dass die Weglängenänderung bei Verkippung linear zum Kippwinkel ist, ergibt dies eine Wellenlängenänderung von etwa 94 pm/Grad oder 5,4 pm/mrad. Würde man versuchen die Zentralwellenlänge des Etalons durch Verkippen um 0,1 pm zu variieren, müsste der Kippwinkel um 0,001 Grad geändert werden.

Zur späteren Justage des Etalons und zur Wahl der richtigen Optiken, ist es notwendig, die maximal nutzbare Divergenz zu kennen. Beim oben genannten Plattenabstand passen bei senkrechtem Lichteinfall etwa $m=643$ Wellenzüge bei 386 nm zwischen die Etalonplatten, was sich mit dem Brechungsindex n wie folgt ergibt.

$$m = \frac{nd}{\lambda} \quad (5.3)$$

Bei einem bestimmten Divergenzwinkel α sind es zudem $m+1=644$ Wellenzüge, wie es in Abbildung 5.5 schematisch dargestellt ist. Hieraus ergibt sich die Beziehung

$$\cos(\alpha) = \frac{n}{n + 1}, \quad (5.4)$$

aus der somit ein Divergenzwinkel von $\alpha \approx 55$ mrad resultiert, bei dem gerade das Maximum 1. Ordnung mit ausgeleuchtet wird. In der Praxis möchte man jedoch nur das Maximum 0. Ordnung bis etwa zur doppelten Halbwertsbreite oder schmaler ausleuchten. Aus dieser Bedingung ergibt sich bei einer Finesse von 30 dann $1/30$ dieses Winkels, um die Halbwertsbreite zu erreichen

und $1/15$ für die doppelte Halbwertsbreite. Dies ergibt also einen maximalen Winkel von etwa $3,66$ mrad für die doppelte Halbwertsbreite, der geplanten Aufbau (siehe Abschnitt 5.5) mit 2 mrad gerade unterschritten wird. Für größere Winkel wird die Unterdrückung des Untergrundes schlechter und für kleinere besser.

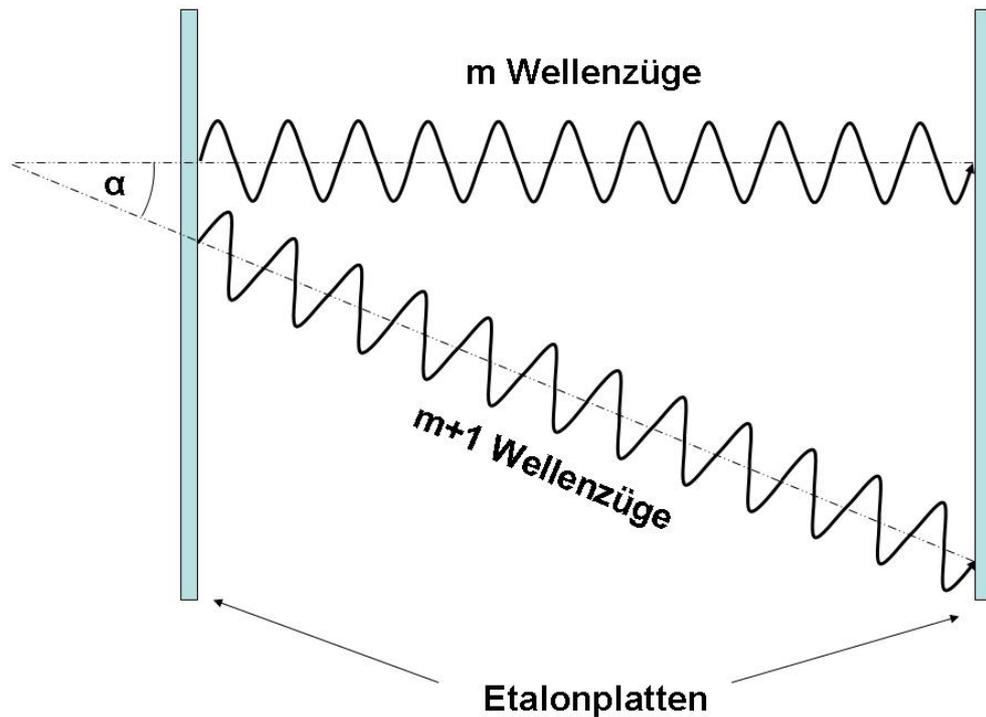


Abbildung 5.5: Bei einem bestimmten Divergenzwinkel α passen m und $m+1$ Wellenzüge zwischen die Etalonplatten.

5.4.3 Das Etalon unter realen Bedingungen

Den Effekt der Verschlechterung der Etaloneigenschaften bei größerer Restdivergenz kann man unter realistischen Bedingungen deutlich erkennen. Im Messbetrieb wurde eine Multimode-Glasfaser mit einer numerischen Apertur von $0,22$ und einem wesentlich größeren Durchmesser als in den Versuchen verwendet. Da der Glasfaserdurchmesser die Größe des Teleskopsichtfeldes bestimmt, ist dieser auch von der Sättigungsgrenze der Eisenatome und der Divergenz des Laserstrahls, der wiederum vom Aufweitungsteleskop und der Stabilität des Lasers selbst beeinflusst wird, abhängig. Da das System zum

Zeitpunkt des Abschlusses dieser Arbeit jedoch noch in der Entwicklung war und die Restdivergenz noch nicht optimiert werden konnte, war noch nicht genau absehbar, welcher Wert für das Teleskopsichtfeld erreicht werden kann. In ersten Versuchen wurde eine Glasfaser genutzt, deren Modenfelddurchmesser mit $200\ \mu\text{m}$ unter dem der Faser bei den Kaliummessungen lag. Die Verwendung einer Multimode-Glasfaser ist darin begründet, dass in diesem Versuch möglichst realistische Bedingungen geschaffen werden sollten. Das Ergebnis dieses Versuches, bei dem wieder die Transmission in Abhängigkeit vom Kippwinkel des Etalons aufgezeichnet wurde, ist in Abbildung 5.6 aufgetragen. Hierbei wurde der Kippwinkel des Etalons mit einer Mikrometerschraube an einem kippbaren Gehäuse eingestellt. Aus dem Kippwinkel α erhält man unter Verwendung der Gleichung:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{\cos(\alpha)} - \lambda_0 \quad (5.5)$$

die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$. Hierbei wurde $\lambda_0 = 385,9910\ \text{nm}$ verwendet, was dem exakten Wert für die Messung am Eisensignal entspricht und in guter Näherung ebenfalls für die Messung mit dem Diodenlaser gilt. Deutlich zu erkennen ist, im Gegensatz zum Versuch mit der Singlemode-Glasfaser in Abbildung 5.4, ein Einbrechen der Transmission zu Maxima höherer Ordnung. Da die schwarz eingezeichneten Messungen ebenfalls mit dem Diodenlaser vorgenommen wurden, ist die genaue Lage der Maxima relativ zur Eisenlinie unbekannt. Es wurden wieder Transmission und Blockung bestimmt. Die Transmission auf dem Maximum 1. Ordnung liegt mit etwa 31% deutlich unter der mit Singlemode-Glasfaser, die Blockung jedoch liegt ebenfalls im Bereich von etwa 99,4%. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund liegt für die Maxima 1. Ordnung bei 44. Aufgrund der starken Winkelabhängigkeit der Transmission auf den Maxima konnte der Wert der maximalen Transmission, welcher auf dem Maximum 0. Ordnung angenommen wird, nicht gemessen werden. Zur Untersuchung der spektralen Lage des Etalons im Vergleich zur Wellenlänge des Rückstreusignals aus der Atmosphäre auf der Eisenlinie wurde während einer Probemessung im Februar 2004 die Transmission auf den verschiedenen Maxima gemessen. In der Messung wurde jeweils über 4000 Laserpulse integriert und wie auch bei den Messungen mit dem Diodenlaser auf das Signal ohne Etalon normiert. Zu erkennen ist, dass die beiden Maxima 1. Ordnung im erwarteten Bereich auf der Hüllkurve der Messungen mit dem Diodenlaser bei einer Transmission von etwa 33% liegen. Dies lässt erwarten, dass die Transmission im Maximum 0. Ordnung bis auf etwa 36% ansteigen kann. Zur weiteren Verbesserung der Transmission besteht die Möglichkeit zur Vergrößerung des Strahldurchmesser unter Verwendung größerer Optiken, um die freie Apertur des Etalons optimal nutzen zu können,

und somit die Restdivergenz zu verkleinern.

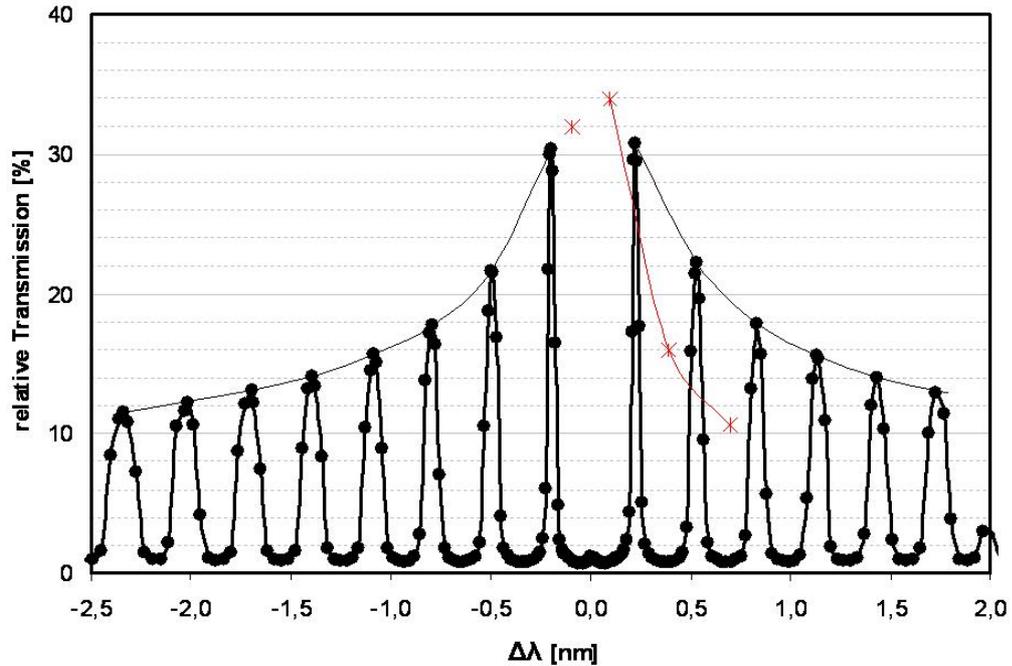


Abbildung 5.6: Kippen des Etalons unter realistischen Bedingungen mit Multimodefaser, $NA=0,22$, $MFD=200 \mu\text{m}$. Versuch mit Diodenlaser (schwarz) und Messung von drei Maxima mit dem Eisenlidar und Photomultiplier am Signal aus der Atmosphäre (rot).

5.4.4 Stabilisierung des Etalons

Die Messungen der Transmission des Etalons am Rückstreusignal aus der Eisenschicht in der Atmosphäre ergeben, dass die Zentralwellenlänge des Etalons unter den vorherrschenden Bedingungen nicht mit der Resonanzlinie des Eisens übereinstimmt. Deshalb ist es notwendig das Etalon durch geeignete Techniken auf die richtige Wellenlänge abzustimmen. Aufgrund des Einflusses von Temperatur und Druckänderungen der Umgebung, ist zu überprüfen, ob es notwendig ist, das Etalon mit einer Druck- und Temperaturstabilisierung zu versehen. Hierzu wurde die Empfindlichkeit des Etalons gegenüber Druckänderung berechnet. Zur Berechnung der Brechungsindexänderung, die notwendig ist, um das Etalon in senkrechter Beleuchtung um einen freien

Spektralbereich durchzustimmen, nutzt man die Gleichung:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2d}, \quad (5.6)$$

aus der sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 386,1004$ nm und einem Plattenabstand von $d = 248,383$ μm eine Änderung des Brechungsindex von $\Delta n = 7,77 \cdot 10^{-4}$ ergibt. Da die Änderung des Brechungsindex proportional zur Druckänderung verläuft, kann man folgende Beziehung nutzen:

$$p_1 = \Delta n \frac{p_0}{n_{Luft} - n_{Vakuum}}. \quad (5.7)$$

Mit $n_{Luft} = 1,000292$ und $n_{Vakuum} = 1$ sowie $p_0 = 1013$ hPa erhält man eine Druckänderung von $\Delta p = 2696$ hPa, um einen freien Spektralbereich durchzustimmen. Hieraus folgt dann ein Verhältnis von 9,0 hPa/pm, was 9 mbar/pm entspricht. In einem Druckdichten Gehäuse mit einem Restvolumen von etwa 2 cm^3 , einem Druckregleranschlussvolumen von etwa 6 cm^3 und einem Maximalvolumen im Druckregelstempel von 1029 cm^3 entsteht ein Gesamtvolumen von etwa 1037 cm^3 , das auf etwa 274 cm^3 komprimiert werden kann. Diese Daten entstammen dem geplanten Gehäuse und der dazu vorgesehenen Druckregelung mit einem Membranbalg, wie sie schematisch in Abbildung 5.7 dargestellt ist. Nutzt man nun die thermische Zustandsgleichung (hier bezeichnet N die Teilchenzahldichte)

$$pV = Nk_B T, \quad (5.8)$$

so erhält man nach kurzer Rechnung das Verhältnis:

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{p_0}{p_1}, \quad (5.9)$$

woraus bei Normaldruck und den oben angegebenen Volumina ein Druck $p_1 = 3834$ hPa und somit eine Druckänderung von 2821 hPa folgt. Diese Druckänderung bewirkt eine Wellenlängenänderung von etwa 313 pm. Mit dieser Regelung kann die Zentralwellenlänge also um einen freien Spektralbereich durchgestimmt werden, was ausreichend ist, um die Lage des Maximums zu optimieren. Bei diesem Aufbau muss der Membranbalg eine Bewegung von etwa 0,015 mm vollziehen, um die Lage der Zentralwellenlänge um 0,1 pm zu variieren. Dieser Wert ist bei der Wahl eines geeigneten Motors zur automatischen Regelung von Bedeutung. Zum Zeitpunkt der Beendigung dieser Arbeit befand sich die Druckregelung jedoch noch in der Planung und konnte somit noch nicht getestet werden.

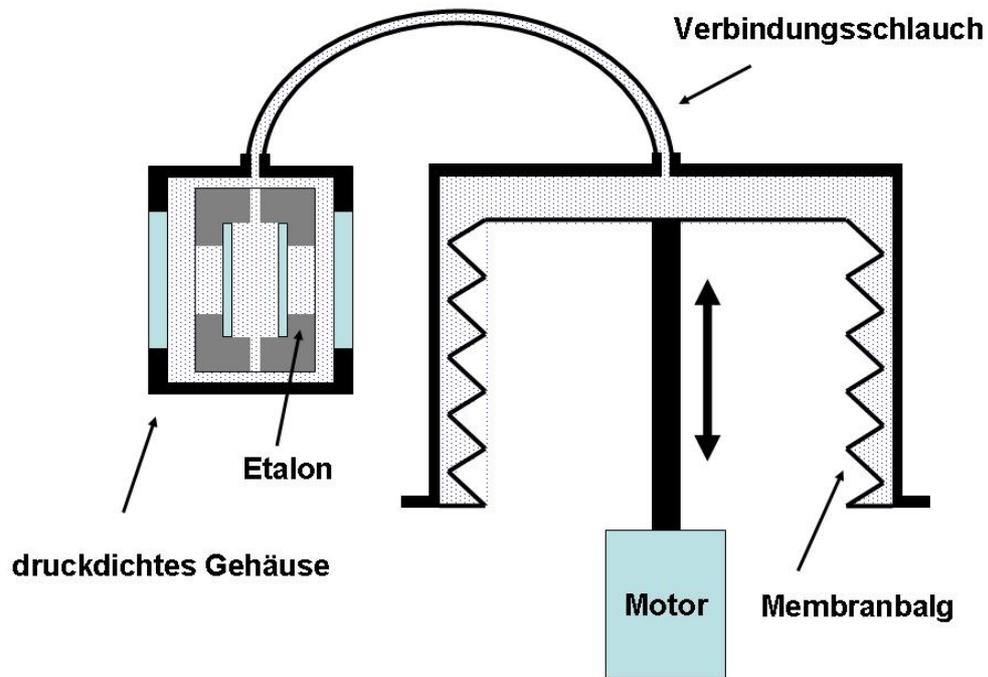


Abbildung 5.7: Die Druckregelung des Etalons mit einem motorisierten Membranbalg

Bei der Änderung der Temperatur hat die thermische Druckänderung keinen Einfluss, da Volumen und Teilchenzahl im Etalon annähernd konstant bleiben. Aufgrund der Ausdehnung des Etalongehäuses ändert sich jedoch dessen Volumen. Der Abstand der Etalonplatten selbst ist mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Distanzhalters von $8 \cdot 10^{-6} \text{ nm/K}$ sehr stabil. Unter Nutzung des oben angenommenen Gehäusevolumens und einer Gehäuselänge von etwa 3 cm sowie einem Durchmesser von 6 cm, kann man die Volumenänderung infolge der thermischen Ausdehnung berechnen. Der thermische Ausdehnungskoeffizient für Aluminium beträgt $22 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Dies ergibt eine Volumenänderung des Gehäuses von etwa $5,6 \text{ mm}^3/\text{K}$. Nutzt man wieder Gleichung 5.9, so erhält man eine Druckänderung von etwa $0,07 \text{ hPa/K}$, was wiederum einer Wellenlängenänderung von 7 fm/K entspricht. Für ein Material mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, wie ihn Konstantan aufweist, ergibt sich sogar eine Änderung von $0,5 \text{ fm/K}$. Angesichts dieser geringen Änderungen gegenüber Temperaturvariation bestehen keine besonderen Anforderungen an das Gehä-

sematerial. Bei den Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit ist auch die thermische Ausdehnung der Druckregelung zu beachten. Nutzt man bei der Konstruktion ein Aluminiumgehäuse, so ergibt sich eine Druckänderung von 0,067 mbar/K, woraus eine Verschiebung der Zentralwellenlänge des Etalon von 0,008 pm/K resultiert. Zusammen mit der Ausdehnung des Etalongehäuses ergibt dies einen Wert von 0,015 pm/K. In Tabelle 5.2 sind die drei Stellgrößen und ihre Auswirkung dargestellt. Tabelle 5.2 zeigt, dass eine Verkippung des Etalons zur Grobabstimmung geeignet, zur Feinabstimmung allerdings nur schlecht geeignet ist, da so kleine Winkel nicht ausreichen exakt und mit angemessenem Aufwand zu reproduzieren sind.

Stellgröße	$\Delta\lambda = 0,1 \text{ pm}$	$\Delta\lambda = 300 \text{ pm}$
Winkel	0,001 °	3,2 °
Druck	0,9 mbar	2,7 bar
Temperatur	6,7 K	20222 K

Tabelle 5.2: Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Zentralwellenlänge des Etalons, um diese um einen Pikometer bzw. einen freien Spektralbereich zu verschieben.

Infolge von Tests (siehe Abbildung 5.6) wurde festgestellt, dass die Transmissionsverluste für die verwendete Glasfaser beim Verkappen noch relativ hoch sind und somit eine Kippung nicht vorteilhaft wäre. Desweiteren würde ein Verkappen des Etalons eine eventuelle Vergrößerung des Strahldurchmessers nicht zulassen. Da das Transmissionsmaximum 0. Ordnung des Etalons etwa 95 pm oberhalb der Eisenlinie liegt, ist eine Druckstabilisierung noch mit angemessenem Aufwand verbunden. Hierzu muss der Druck um etwa 0,9 bar erhöht werden. Um eine maximale Transmission zu erreichen, wurde in der weiteren Entwicklung des Nachweisweiges eine Stabilisierung des Etalons über den Druck konstruiert. Die Temperaturregelung ist kaum zur Feinabstimmung geeignet, da große Temperaturänderungen im Bereich von 100 K und mehr nicht ohne starke Heizung bzw. Kühlung und aufwändige Isolation durchzuführen sind. Es empfiehlt sich also ein möglichst kleines Gehäuse zu konstruieren, das fest montiert werden kann.

5.5 Berechnungen zum Strahlengang

Von großer Bedeutung bei der Konstruktion des Nachweiszweiges ist die Wahl der richtigen Optiken. Das Ziel ist es, möglichst viel Licht aus dem Teleskop in den Nachweiszweig einzukoppeln und nur Licht der zu untersuchenden Wellenlänge auf den Photomultiplier zu bringen. Hierbei sind einige bestimmende Parameter vorgegeben. So ist die numerische Apertur (NA) der Multimode-Glasfaser aufgrund der Eigenschaften des Teleskopspiegels mit $NA = 0,22$ vorgegeben. Dies bedeutet, dass der Sinus des Winkels zwischen Strahlachse der Glasfaser und dem 5%-Niveau des gaußförmigen Strahlprofils einen Wert von 0,22 annimmt.

$$NA = \sin(r'_G), \quad (5.10)$$

Hierbei beschreibt r'_G die Divergenz hinter der Glasfaser. Nur Licht, das in einem Winkel kleiner als r'_G zur optischen Achse der Glasfaser einfällt, kann von ihr weitergeleitet werden. Aufgründdessen ist die numerische Apertur der Glasfaser konstruktionsbedingt so gewählt, dass sich der komplette Teleskopspiegel gerade innerhalb dieses Winkels befindet und der Bereich außerhalb des Spiegels nicht betrachtet wird. Beim Auskoppeln des Lichtes verhält es sich ähnlich, denn das Licht verlässt die Faser nur innerhalb dieses Winkels.

Um bei einer numerischen Apertur der Glasfaser von 0,22 auf die maximal nutzbare Apertur der Optiken von etwa 22 mm zu gelangen, nutzt man zur Berechnung die Beziehung:

$$\frac{r_1}{f_1} = \tan(\alpha), \quad (5.11)$$

wobei r_1 den Radius des Strahls am Ort der ersten Linse und f_1 deren Brennweite beschreibt. Da für kleine Winkel die Näherung $\tan(\alpha) \approx \sin(\alpha)$ gilt, lässt sich Gleichung 5.11 vereinfachen und man erhält für $NA = 0,22$ und $r_1 = 11$ mm einen Wert $f_1 \approx 50$ mm für die Linse L_1 . Die Strahlparameter hinter einer Glasfaser sind in Abbildung 5.8 gezeigt.

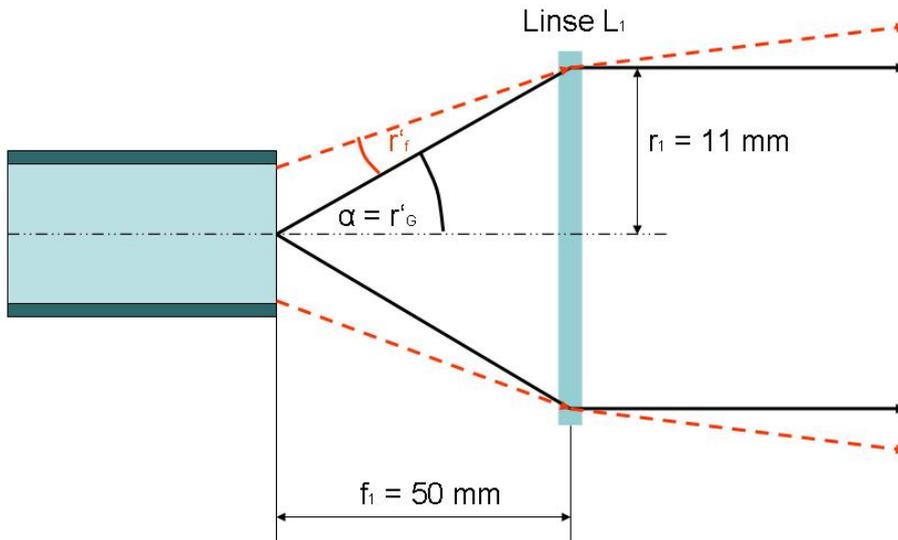


Abbildung 5.8: Die verschiedenen Strahlparameter hinter einer Glasfaser.

Neben der numerischen Apertur der Glasfaser ist ihr Durchmesser, der bei der Lichteinkopplung das Sichtfeld des Teleskops und bei der Auskopplung die Restdivergenz bestimmt, von Bedeutung. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.9 schematisch dargestellt. Bezeichnet man den Glasfaserdurchmesser mit d_G und die Brennweite des Teleskops mit f_T , so kann man das Sichtfeld (Field of View - FOV) des Teleskops für kleine Winkel wie folgt berechnen:

$$FOV = \frac{d_G}{f_T} \quad (5.12)$$

und erhält, für die gegebenen Parameter $f_T = 190 \text{ cm}$ und $d_G = 200 \mu\text{m}$ einen Wert von $FOV = 105 \mu\text{rad}$. Im Nachweiszweig bestimmt der Glasfaserdurchmesser die Restdivergenz, die sich für kleine Winkel vereinfacht als

$$r'_f = \frac{d_G}{2f_1} \quad (5.13)$$

darstellen lässt. Eine schematische Darstellung des Einflusses des Glasfaserdurchmessers auf die Restdivergenz ist Abbildung 5.8 zu entnehmen. Die

Divergenz und somit auch die Restdivergenz der Strahlen im Etalon ist entscheidend für die Funktion des Etalons. Die erreichbare Restdivergenz beträgt 2 mrad für eine Linse L_1 mit der Brennweite $f_1 = 50$ mm und eine Glasfaser mit dem Durchmesser $d_G = 200$ μm .

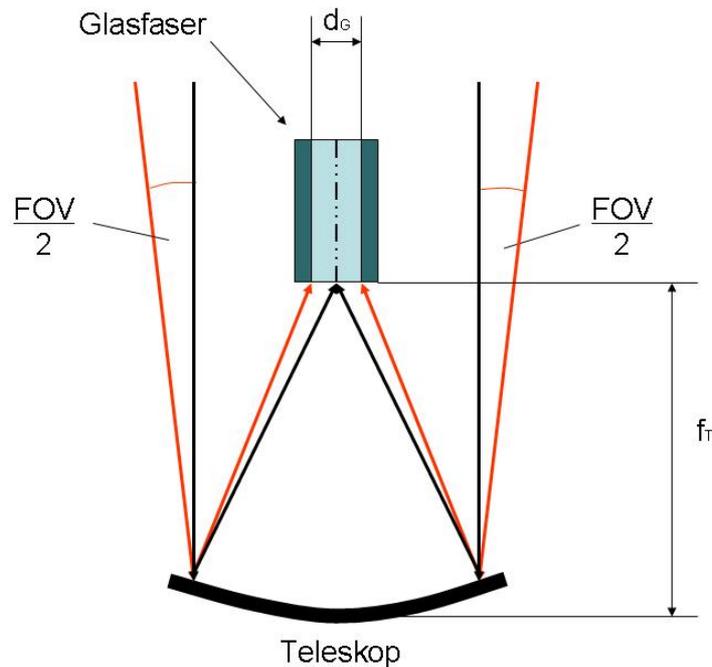


Abbildung 5.9: Einfluss des Glasfaserdurchmessers auf das Teleskopsichtfeld.

In Abbildung 5.10 wird im unteren Teil in schematischer Darstellung der Strahlengang im Testaufbau des Nachweisweiges gezeigt. Nachdem das Licht die Glasfaser verlassen hat, wird es mit einer Linse L_1 parallelisiert und trifft auf einen chromatischen Strahlteiler, der das Licht mit einer Wellenlänge von 772 nm reflektiert und dem für die Zukunft geplanten Nachweisweig für die Originalwellenlänge des Lasers (772 nm) zuführt. Desweiteren wird auch ein Teil des Lichtes bei einer Wellenlänge von 386 nm reflektiert, der später als Referenz und zur Bestimmung des Rayleigh-Signals an den Endpunkten des Wellenlängenscans des Lidars genutzt werden soll. Daraufhin passiert das Licht den Interferenzfilter (IF) und das Etalon. Hinter dem Etalon befindet sich eine Linse L_2 , die das Licht wieder fokussiert, um im Brennpunkt mit einer Blende eine räumliche Filterung von Störungen vorzunehmen. Hinter

der Blende wird das Strahlenbündel durch die Linse L_3 erneut parallelisiert und anschließend mit einer Linse L_4 auf den Photomultiplier (PMT) abgebildet. Im Verlauf der Versuche wurde jedoch die Linse L_4 aus Platzgründen weggelassen und die Abbildung auf den Photomultiplier durch Ändern der Position der Linse L_3 , so dass sich die Blende nicht mehr in Ihrem Brennpunkt befindet, erreicht.

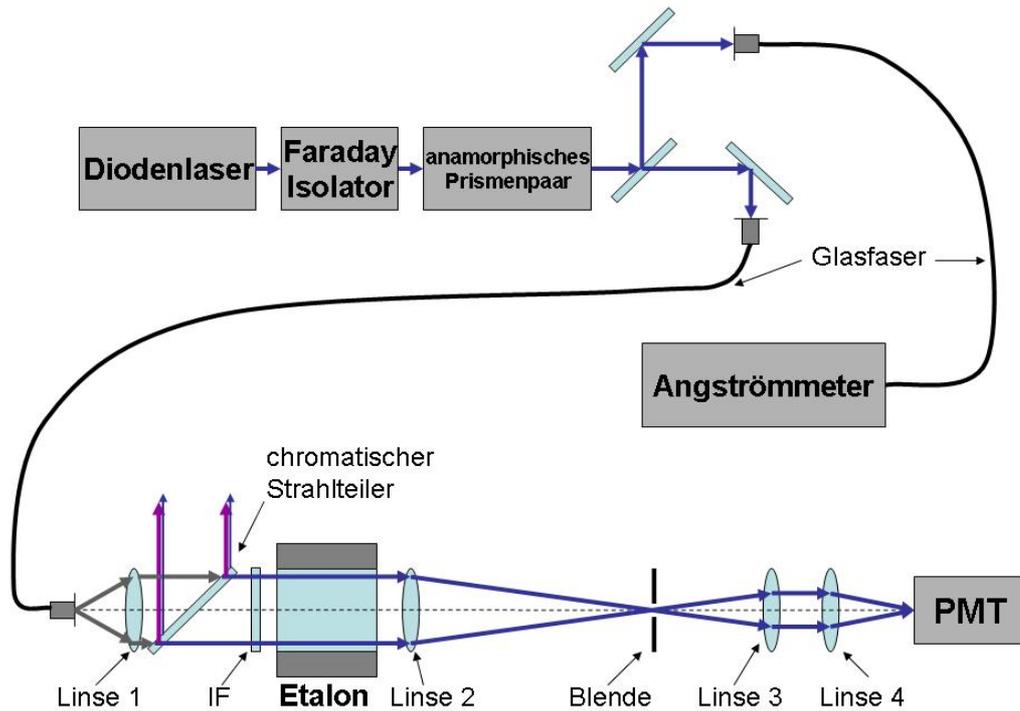


Abbildung 5.10: Testaufbau des Nachweiszweiges des Eisenlidars.

Die Brennweite der Bestformlinse L_2 beträgt $f_2 = 300$ mm; die der Linse L_3 wurde mit $f_3 = 100$ mm gewählt. Aus den Eigenschaften der Linsen L_1 und L_2 ergibt sich unter Berücksichtigung der Restdivergenz der Strahldurchmesser am Ort der Blende. Nimmt man einen Abstand von 200 mm an, so erhält man etwa 3,4 mm Durchmesser am Ort der Blende und 23 mm Durchmesser kurz hinter dem Etalon am Ort der Linse L_2 . Ausgehend von einer angestrebten Sichtfeldverkleinerung zur Untergrundunterdrückung ist die Berechnung dieses Parameters insofern wichtig, als dass hierzu eine Glasfaser mit kleinerem Durchmesser genutzt und der Strahldurchmesser am Ort der Blende kleiner werden würde. Dies ist bei der Wahl der richtigen Blende

von Bedeutung. Neben diesem Durchmesser wurde auch der Strahldurchmesser am Ort der Linse L_3 mit 7,4 mm bestimmt, wobei hier von einer Anordnung mit der Blende im Fokus ausgegangen wurde. Dabei kann direkt das Verhältnis von f_2 zu f_3 mit dem der Durchmesser des primären Strahls ($d(L_2) = 23$ mm, siehe oben) zu dem hinter L_3 gleichgesetzt werden:

$$\frac{f_2}{f_3} = \frac{d(L_2)}{d(L_3)}. \quad (5.14)$$

Der in ersten Versuchen verwendete Photomultiplier-Messkopf genügte den nötigen Anforderungen nicht, so dass ein neuer Messkopf konstruiert werden musste. Eine genauere Beschreibung des Photomultipliers sowie des Messkopfes befindet sich in Anhang A.

5.6 Aufbau und Justage des Nachweiszweiges

Bei der Justage des Nachweiszweiges ist von großer Bedeutung, einen parallelen Strahlengang im Bereich des Etalons und des Interferenzfilters zu erreichen. Dabei wurden zuerst die Position und Ausrichtung der Glasfaser optimiert, um die Strahlachse so auf einer konstanten Höhe und seitlichen Position zu halten. Daraufhin wurde die Linse L_1 eingerichtet und der Strahlengang auf etwa 0,3 mrad genau mit Hilfe eines Shear-Plates (collimation tester) parallelisiert. Auf diese Weise ist es möglich, den Strahlengang jederzeit mit geringem Aufwand und einem einfachen Instrument in einen funktionierenden Basiszustand zu bringen. Aus diesem Basiszustand können die Optiken des Nachweiszweiges schnell und zur guten Funktion ausreichend genau justiert werden. Hierzu werden vorerst die Linsen L_2 , L_3 und L_4 sowie die Blende justiert. Daraufhin kann die Position des Photomultipliers optimiert werden. Der Interferenzfilter sowie das Etalon werden erst danach in den Strahlengang gebracht und anhand ihres Rückreflexes auf die Glasfaser eingerichtet. In Abbildung 5.11 ist der Testaufbau des Nachweiszweiges des neuen Eisen-Lidars zu sehen. Die Linse L_1 ist nicht mehr im Bild, da sie sich in einer Box zusammen mit dem Chopper befindet. Unten links trifft das parallele Licht auf einen Strahlteiler, der Licht mit der Wellenlänge 772 nm ausspiegelt. Das Licht mit einer Wellenlänge von 386 nm verläuft gerade weiter und trifft auf den Interferenzfilter, gefolgt vom Etalon in einem druckdichten Gehäuse. Danach folgen die Linse L_2 , die Blende sowie die Linse L_3 bis das Licht letztendlich auf den Photomultiplier trifft. Bei dem Photomultiplier in Abbildung 5.11 handelt es sich um den Messkopf der Firma Seefelder Messtechnik, der infolge von Versuchen als ungeeignet befunden wurde und in späteren Versuchen ersetzt werden soll. Desweiteren wurde der

Photomultiplier-Messkopf mit einem Positionierungssystem versehen, das es gestattet, den Photomultiplier in allen Achsen zu bewegen. Dies ist notwendig, um die Position der Abbildung auf der Photokathode zu optimieren. Die Aufgabe der Blende besteht darin, Störungen herauszufiltern, die beim Durchgang durch das Etalon (Moden höherer Ordnung) und durch die Linsen (Linsenfehler) auftreten können. Das Licht des Nachweiszweiges für 772 nm verläuft in Abbildung 5.11 nach oben, wird dort umgelenkt und durchläuft einen Interferenzfilter, gefolgt von einer Kombination verschiedener Linsen, um das Licht optimal auf die darauffolgende APD zu fokussieren.

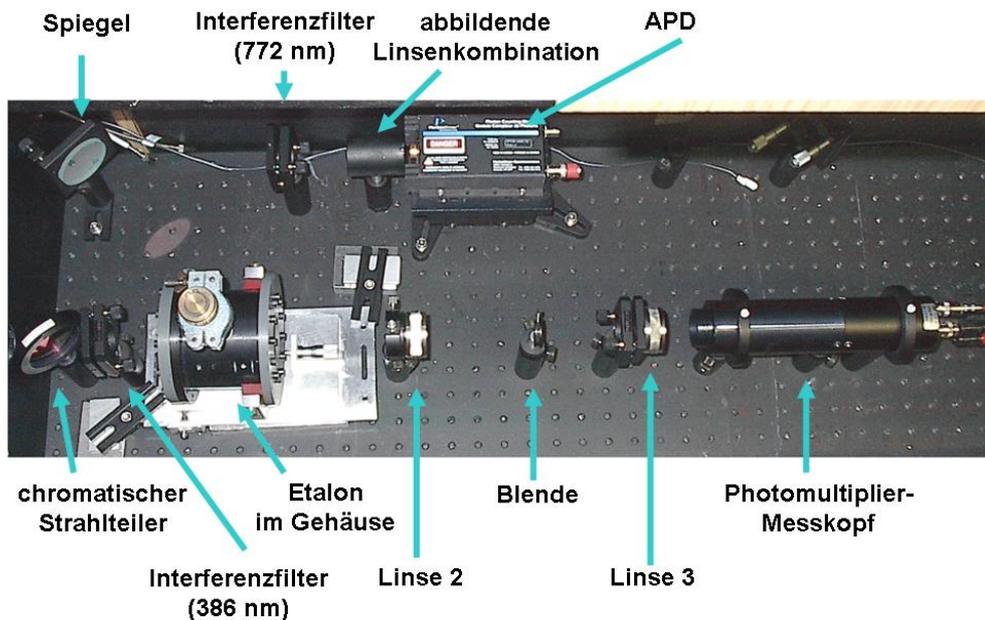


Abbildung 5.11: Der Nachweiszweig des neuen Fe-Lidars.

5.7 Zusammenfassung

Zum Erreichen der Tageslichtfähigkeit mit dem neuen Eisenlidars ist es notwendig den Sonnenuntergrund zu unterdrücken. Hierzu wurde das Teleskop-sichtfeld unter Verringerung des Glasfaserdurchmessers auf vorerst $105 \mu\text{rad}$ verkleinert. Im Nachweiszweig bedeutet der geringere Glasfaserdurchmesser eine kleinere Restdivergenz, was die Verwendung eines relativ kleinen Etalons ermöglichte. In verschiedenen Tests wurden die Eigenschaften dieses Etalons

untersucht. Daraus ergab sich die Notwendigkeit, die Lage Zentralwellenlänge des Etalon aktiv über den Druck zu regeln. Die nötigen Anforderungen an die Regelung wurden berechnet. Desweiteren wurde das Etalon in einen neu konstruierten Nachweiszweig integriert, dessen Optiken dem Etalon angepasst wurden. Als Detektor wurde ein Photomultiplier gewählt und getestet. Aufgrund der dabei auftretenden Probleme wurde eine Neukonstruktion des Photomultiplier-Messkopfes begonnen. Während der Versuche wurden Methoden entwickelt, den Nachweiszweig schnell und genau zu justieren.

5.8 Ausblick

Der endgültige Aufbau des Nachweiszweiges für das neue Eisenlidar ist davon abhängig, was später mit dem Laser-Teleskop-System erzielt werden kann. Dabei ist das minimal erreichbare Teleskopsichtfeld für die Restdivergenz im Nachweiszweig verantwortlich. Die Qualität der Transmission und Blockung des Etalon hängt stark von der Restdivergenz im Nachweiszweig ab. Das Teleskopsichtfeld ist jedoch stark vom Laser und der Strahlaufweitung abhängig, wozu neue Stabilisierungsmechanismen entwickelt werden, die wiederum neue Elektronikern erfordern. Die dazu notwendigen Tests bezüglich der Sättigungsgrenze der Eisenatome jedoch sind teilweise nur mit einem funktionierenden Nachweiszweig durchführbar.

Ferner besteht das Ziel, das Gerät weitgehend computergesteuert zu betreiben und auf die Anwesenheit eines Messtechnikers vor Ort verzichten zu können. Bis dorthin bedarf es jedoch vieler Innovationen, deren Umfang bis heute nicht voll absehbar ist. Für die Nahe Zukunft ist vorerst geplant, zuverlässig Eisenmessungen mit dem Lidar zu unternehmen. Dazu muss das Etalon auf die Resonanzlinie des Eisens justiert und auf längere Zeit druckstabilisiert werden. Hierbei soll das Etalon in ein druckdichtes Gehäuse integriert werden. Zur Druckregelung ist ein motorisierter Membranbalg vorgesehen, der die Lage der Zentralwellenlänge des Etalon anhand des Rückstreusignals aus der Eisenschicht stabilisiert und aktiv regelt. Die Grobabstimmung kann durch abwechselndes Kippen und Nachregeln des Druckes erfolgen. Zum Detektieren des Lichtes wird der PMT in ein neu konstruiertes Gehäuse integriert und getestet. Nach erfolgreichen Tests des Nachweiszweiges für eine Wellenlänge von 386 nm steht die Konstruktion des Nachweiszweiges für die doppelte Wellenlänge 772 nm an. Dieser Zweig soll ebenfalls mit einem Etalon des gleichen Herstellers betrieben und die Detektion des Lichtes mit einer APD vorgenommen werden. Zur Stabilisierung des Etalons und zur Detektion des Rayleigh-Signals ist ein dritter Nachweiszweig ebenfalls bei einer Wellenlänge von 386 nm geplant. Zusätzlich sollen damit auch Temperaturen bis

runter in Höhen von etwa 40 km am Rayleigh-Signal bestimmt werden. Hierbei soll ein zweiter PMT verwendet werden, der mit dem bisher verwendeten baugleich sein wird. Die durch die Verkleinerung des Teleskopsichtfeldes entstehenden Justier- und Stabilitätsprobleme des Empfangs- und Aufweitungsteleskopes sowie des Lasers selbst, sollen durch Messung der Strahldivergenz und -position mit Hilfe einer CCD-Kamera gelöst werden. Hierdurch entsteht die Möglichkeit, die Strahlparameter jederzeit zu messen und die Strahlposition mit einem motorisierten Umlenkspiegel sowie die Strahldivergenz mit dem Aufweitungsteleskop, gezielt automatisch anzupassen.

Anhang A

Der Photomultiplier

Zum Nachweis des rückgestreuten Lichtes wird im IAP-Eisenlidar ein Photomultiplier (Hamamatsu R7205-01) verwendet. Dieser zeichnet sich durch eine besonders hohe Quanteneffizienz von mehr als 25% bei 386 nm und eine geringe Dunkelzählrate von weniger als 10 counts/s aus. Er ist mit einer Bialkali-Kathode mit einem Durchmesser von 10 mm bestückt, die in axialer Richtung beleuchtet wird (front view). Die Photomultiplier-Röhre wurde anfangs zusammen mit einem Photomultiplier-Messkopf (Seefelder Messtechnik, MEA 1530FK V5DB) betrieben, der die nötige Hochspannung sowie die Betriebsspannung aus den Versorgungsspannungen von ± 15 V erzeugt und eine Regelung der Hochspannung ermöglicht.

Bei ersten Tests mit dem Photomultiplier stellte sich heraus, dass die absolute Zählrate unter den erwarteten Werten blieb, woraufhin der Photomultiplier genauer getestet wurde. Dies ergab, dass die Höhe des Pulses am Ausgang des Messkopfes über einen langen Zeitraum (>10 min) stetig abnahm, bis er vom Untergrundrauschen kaum noch zu unterscheiden war. Daraufhin wurden in Kommunikation mit dem Hersteller verschiedene Tests vorgenommen und der Konversionsfaktor des integrierten Linearverstärkers von 2,5 V/mA auf 10 V/mA erhöht. Weiterführende Tests ergaben jedoch keine Besserung des Problems, weshalb der Messkopf nicht nutzbar ist und ein neuer Messkopf konstruiert wurde. In dieser Konstruktion befindet sich der Sockel für die Röhre (Photomultiplier Tube, PMT) in einem Aluminiumgehäuse. Die Hochspannung wird von einer externen Hochspannungsversorgung übernommen. Das Signal des PMT wird direkt an einen externen Vorverstärker weitergegeben, von dem es dann dem Diskriminator und der Zähl Elektronik zugeführt wird.

Anhang B

Abkürzungsverzeichnis

ALOMAR	Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere
APD	Avalanche Photo Diode
CIRA	COSPAR International Reference Atmosphere
COMMA	Cologne Model of the Middle Atmosphere
COSPAR	Committee on Space Research
CR	color ratio (Farbverhältnis)
CWL	Central wavelength (Zentralwellenlänge)
FADOF	Faraday Anomalous Dispersion Optical Filter
FOV	Field of View (Sichtfeld)
FSR	Free Spectral Range (freier Spektralbereich)
IAP	Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik
IF	Interferenzfilter
LIDAR	Light detecting and ranging
MFD	Modenfelddurchmesser
MSE	mesospheric summer echo (mesosphärisches Sommerecho)
NA	numerische Apertur
NLC	noctilucent clouds (leuchtende Nachtwolken)
PMSE	polar mesospheric summer echo (polares mesosphärisches Sommerecho)
PMT	Photomultiplier Tube
PSC	polar stratospheric cloud (polare Stratosphärenwolke)
RMR	Rayleigh-Mie-Raman
ROMA	Rocketborne Observation of the Middle Atmosphere
SOUSY	Sounding System
SSR	SOUSY-Svalbard-Radar

Abbildungsverzeichnis

1.1	MSISE90 bei 70°N	2
1.2	Darstellung des Phänomens der leuchtenden Nachtwolken . . .	3
1.3	Photo einer NLC	4
1.4	Gleichzeitige Messung von Kalium, NLC und PMSE	5
2.1	Streumechanismen im Rückstreuprofil	10
3.1	Rückstreuprofil mit und ohne Untergrundabzug	12
3.2	Photo des Kaliumlidars auf Spitzbergen	15
3.3	Prinzipieller Aufbau des Kalium-Resonanz-Lidars.	16
3.4	Photo des Lasers im mobilen Kaliumlidar	17
3.5	Photo der FADOFs im Kaliumlidar	20
3.6	Photo des IAP-Hauptgebäudes	22
4.1	Messzeiten auf Spitzbergen	26
4.2	Messzeiten während der NLC-Saison	27
4.3	NLC-Häufigkeit auf Spitzbergen	29
4.4	Höhe der einzelnen NLC auf Spitzbergen	31
4.5	Höhenverteilung des NLC-Maximums auf Spitzbergen	32
4.6	Schematische Darstellung der charakteristischen NLC-Höhen .	34
4.7	Höhe der maximalen Volumenrückstreukoeffizienten	35
4.8	Mittlere Höhe der maximalen Volumenrückstreukoeffizienten .	36
4.9	Mittlere Höhe der maximalen Volumenrückstreukoeffizienten, farbig	36
4.10	Höhe des maximalen Volumenrückstreukoeffizienten aus Mo- dellrechnung	37
4.11	Häufigkeit der verschiedenen Volumenrückstreukoeffizienten . .	38
4.12	Saisonale Verteilung des maximalen Volumenrückstreukoeffi- zienten	39
5.1	Prinzipieller Aufbau des Eisen-Resonanz-Lidar.	46
5.2	Transmissionskurve von Etalon und Interferenzfilter.	50

5.3	Transmission von Etalon und Interferenzfilter.	51
5.4	Kippen des Etalons mit Singlemode-Glasfaser	53
5.5	Wellenzüge zwischen den Etalonplatten	55
5.6	Kippen des Etalons unter realistischen Bedingungen	57
5.7	Druckregelung des Etalons	59
5.8	Strahlparameter hinter einer Glasfaser	62
5.9	Sichtfeld des Teleskops	63
5.10	Nachweiszweig des Eisenlidars	64
5.11	Photo des Nachweiszweiges im Eisenlidar	66

Tabellenverzeichnis

3.1	Eigenschaften des Alexandritlasers	18
4.1	Messungen auf Spitzbergen, 78°N	24
4.2	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse	40
4.3	Vergleich von ALOMAR mit Spitzbergen	42
5.1	Eigenschaften des Etalons	52
5.2	Äußere Einflüsse auf das Etalon und ihre Auswirkungen	60

Literaturverzeichnis

- Alpers, M., Untersuchung der Mesosphärischen Eisenschicht in polaren und niedrigen geographischen Breiten mittels Lidar, Doktorarbeit, Universität Bonn, Bonn, Deutschland, 1993.
- Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, und J. Höffner, Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 108(D8), 8453, doi:10.1029/2002JD002,419, 2003.
- Berger, U., und U. von Zahn, Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their transport, *Journal Geophysical Research*, 107(A11), 1366, doi:10.1029/2001JA000,316, 2002.
- Chu, X., C. Gardner, und R. Roble, Lidar studies of interannual, seasonal and diurnal variations of polar mesospheric clouds at the south pole, *Journal Geophysical Research*, 108, 8447, doi:10.1029/2002JD002,419, 2002.
- Fiedler, J., G. Baumgarten, und G. von Cossart, Noctilucent clouds above ALOMAR between 1997 and 2001: Occurrence and properties, *Journal Geophysical Research*, 4, 793–800, 2004.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney, Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, *Advanced Space Research*, 10, 12, 11–59, 1990.
- Fricke-Begemann, C., Temperatursondierung der mittleren Atmosphäre mit Hilfe eines Kalium-Lidars, Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland, 1997.
- Fricke-Begemann, C., Lidar investigations of the mesopause region: Temperature structure and variability, Doktorarbeit, Universität Rostock, Rostock, Deutschland, 2004.

- Fricke-Begemann, C., J. Höffner, und U. von Zahn, The potassium density and temperature structure in the mesopause region (80-105 km) at a low latitude (28°n), *Geophysical Research Letters*, 29(22), 2067, doi:10.1029/2002GL015,578, 2002.
- Friedman, J. S., S. C. Collins, R. Delgado, und P. A. Castleberg, Mesospheric potassium layer over the arecibo observatory, 18,3°n, 66,75°w, *Geophysical Research Letters*, 29(5), 1071, doi:10.1029/2001GL013,542, 2002.
- Gadsden, M., und W. Schröder, *Noctilucent clouds*, Springer-Verlag, New York, 1989.
- Hedin, A. E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *Journal Geophysical Research*, 96(A2), 1159–1172, 1991.
- Höffner, J., Messungen von Eisendichten in der polaren Hochatmosphäre, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn, Deutschland, 1990.
- Höffner, J., C. Fricke-Begemann, und F.-J. Lübken, First observations of noctilucent clouds by lidar at Svalbard, 78°N, in *Atmospheric Chemistry and Physics*, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik, Kühlungsborn, Deutschland, 2003.
- Jesse, O., Auffallende Abenderscheinungen am Himmel, *Meteorologische Zeitung*, 2(8), 311–312, 1885.
- Lautenbach, J., und J. Höffner, Scanning iron temperature lidar for mesopause temperature observation, *Applied Optics*, 43, 23, 2004.
- Lübken, F.-J., und J. Höffner, Experimental evidence for ice particle interaction with metal atoms at high latitude summer mesopause region, *Geophysical Research Letters*, 31, L08,103, doi:10.1029/2004GL019,586, 2004.
- Leslie, R. C., Sky glows, *Nature (London)*, 32, 254, 1885.
- Saloman, E. B., A resonance ionization spectroscopy/resonance ionization mass spectrometry data service. iv-data sheets for be, in, li, k, rb, ag, ti, and v and an update of the data sheet for ni, *Spectrochimica Acta*, 38B, No. 9, 1139–1203, 1993.
- Schmitz, S., U. von Zahn, J. C. Walling, und D. Heller, Alexandrite laser for temperature sounding of the sodium layer, in *Proceedings 12th ESA Symposium on rocket and ballon programmes and related research*, Lillehammer, Norwegen, 1995.

von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, und M. Alpers, The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide?, *Geophysical Research Letters*, 23, 3231–3234, 1996.

Witt, G., The nature of noctilucent clouds, *Space Research*, IX, 157–169, 1969.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Peter Menzel
September 2004