

Diplomarbeit

Dimensionierung, Aufbau und Integration eines optischen Nachweiskanals für das ALOMAR RMR-Lidar

Eckart, Lutz

geb. am 22.05.1980 in Zwickau

Studiengang Physikalische Technik

Studienrichtung Umwelttechnik

Westsächsische Hochschule Zwickau (FH)

Fachbereich Physikalische Technik / Informatik

Fachgruppe Physikalische Technik

Betreuer, Einrichtung: Prof. Dr. P. Hartmann, WH Zwickau (FH)
Prof. Dr. F.-J. Lübken, Leibniz-Institut für
Atmosphärenphysik e.V., Kühlungsborn

Abgabetermin: 02.06.2004

Autorenreferat

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein zusätzlicher optischer Nachweiskanal für das ALOMAR RMR-Lidar entwickelt, in Nordnorwegen aufgebaut und in das bestehende System integriert. Mit dem ALOMAR RMR-Lidar werden seit 1994 routinemäßig Lidarbeobachtung der mittleren Atmosphäre auch unter Tageslichtbedingungen durchgeführt. Das Ziel der Systemerweiterung ist es, Depolarisationsmessungen an leuchtenden Nachtwolken (NLC) mit nur einer Sende- und Empfangseinheit des RMR-Lidars durchführen zu können. Der bisherige Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars ist, beschränkt auf die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen, beschrieben. Die daraus resultierenden Anforderungen an den zusätzlichen Nachweiskanal sind dargestellt und diskutiert. Durch den Aufbau einer motorisierten Drucksteuerung für ein Fabry-Perot-Interferometer wurde die Tageslichtfähigkeit des Nachweiskanal realisiert. Die zur Dimensionierung der optischen und mechanischen Komponenten notwendigen Überlegungen sind im Einzelnen erläutert und der Gesamtaufbau detailliert beschrieben. Die Funktionsfähigkeit des Aufbaus wurde durch Laborerprobung überprüft und im operationellen Messbetrieb bestätigt. Mit der neu aufgebauten Nachweiseinheit wurden Messungen an der Atmosphäre unter Tageslichtbedingungen durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass durch den Aufbau des zusätzlichen Nachweiskanal das Verhältnis von Signal zu Untergrund im Vergleich zu der bisherigen Nachweiseinheit des ALOMAR-Systems um den Faktor 4,7 verbessert wurde. Der neu aufgebaute Nachweiskanal ist für Depolarisationsmessungen an NLC einsatzbereit.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzeichenverzeichnis	III
Abkürzungsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Theorie	5
2.1 Lidarprinzip	5
2.2 Streumechanismen	6
2.3 Messgrößen	8
3 ALOMAR	11
3.1 ALOMAR RMR-Lidar	12
3.2 Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars	12
3.2.1 Lasersystem	13
3.2.2 Teleskope	14
3.2.3 Fokalbox	16
3.2.4 Optische Bank	17
3.2.5 Steuerung des Systems	19
3.3 Zusammenfassung	19
4 Zusatzkanal	21
4.1 Dimensionierung	21
4.1.1 Teleskopgesichtsfeld	22
4.1.2 Spektrale Filterung	22
4.1.3 Drucksteuerung des Etalons	27
4.2 Aufbau	29
4.2.1 Lichteinkopplung und Strahlführung	30
4.2.2 Praktische Realisierung der Etalonsteuerung	32

4.2.3	Interferenzfilter	34
4.2.4	Detektoren	36
4.2.5	Nebenzweig	36
5	Ergebnisse und Diskussion	38
5.1	Laborerprobung des Zusatzkanals	38
5.1.1	Messaufbau	38
5.1.2	Durchlasskurve des Etalons	39
5.1.3	Funktionsfähigkeit des Etalons	40
5.1.4	Spitzentransmission des Etalons	42
5.1.5	Vergleich der Nachweiskanäle	43
5.2	Erste Messungen an der Atmosphäre	43
5.2.1	Atmosphärenmessung vom 22.04.2004	44
5.2.2	Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003	46
6	Zusammenfassung und Ausblick	48
	Literaturverzeichnis	49

Kurzzeichenverzeichnis

Kurzzeichen	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	[m ²]
A*	Absorption	
d	Dicke	[mm]
g	Abstand	[mm]
F*	Finesse	
f	Brennweite	[mm]
I	Intensität	[$\frac{W}{m^2}$]
m	Interferenzordnung	
N	Teilchenzahl	
n	Teilchenzahldichte	[m ⁻³]
n	Teilchenzahldichte	[m ⁻³]
p	Druck	[mbar]
q	Leckrate	[$\frac{l \cdot mbar}{s}$]
R	Rückstreuverhältnis	
R*	Reflektivität	
T	Temperatur	[K]
T*	Transmission	
t	Zeit	[s]
V	Volumen	[l]
z	Höhe	[km]
α	mittlere Polarisierbarkeit	
β	Gesamtvolumenrückstreukoeffizient	[m ⁻¹ sr ⁻¹]
β_A	Aerosolrückstreukoeffizient	[m ⁻¹ sr ⁻¹]
β_M	Molekülrückstreukoeffizient	[m ⁻¹ sr ⁻¹]
γ	Divergenz	[μ rad]
δ_A	Aerosoldepolarisation	
δ_M	Moleküldepolarisation	
η	Gerätekonstante	

Kurzzeichen	Bezeichnung	Einheit
θ	Winkel des einfallenden Lichts zur Flächennormalen	[mrad]
λ	Wellenlänge	[nm]
μ	Brechungsindex	
ρ	geometrischer Überlapp	
σ	Wirkungsquerschnitt	[cm ²]
Φ	Streuwinkel	[rad]
φ	Phasendifferenz zweier Lichtstrahlen	
\emptyset	Durchmesser	[mm]

Abkürzungsverzeichnis

ALOMAR	Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research
ARR	Andøya Rocket Range
AWT	Aufweitungsteleskop
APD	Avalanche Photodiode
BGM	Beam Guiding Mirror
CCD	Charged Coupled Device
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
cw	continuous wave
DDP	Divergenz Durchmesser Produkt
ECMWF	European Center for Medium Range Weather Forecast
FOV	Field of View
FPI	Fabry-Perot Interferometer
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width at Half Maximum
GPIB	General Purpose Interface Bus
IAP	Institut für AtmosphärenPhysik
IF	Interferenz-Filter
IR	Infrarot
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LIDAR	Light Detection And Ranging
NA	Numerische Apertur
Nd:YAG	Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat
NLC	Noctilucent Cloud
NWT	North West Telescope
OD	Optische Dichte
PMT	Photomultiplier Tube
PSC	Polar Stratospheric Cloud
RADAR	Radio Detection And Ranging
RMR	Rayleigh / Mie / Raman

SET	South East Telescope
ST	Srahlteiler
SPCM	Single Photon Counting Module
TTL	Transistor Transistor Logik
UT	Universal Time
UV	Ultraviolett
VIS	Visible
ZWL	Zentrale Wellenlänge

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vertikale Struktur der Atmosphäre	1
1.2	Leuchtende Nachtwolke	2
2.1	Funktionsprinzip eines Lidars	5
2.2	Streumechanismen	6
3.1	Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation	11
3.2	ALOMAR-Observatorium	12
3.3	Aufbau des ALOMAR RMR-Lidarsystems	13
3.4	Strahlführung in der Teleskophalle	15
3.5	Strahlführung in der Fokalbox	16
3.6	Polarisationsanalyse in der Fokalbox	17
3.7	Aufbau der Nachweiskanäle	18
4.1	Theoretische Transmissionskurven der Interferenzfilter	23
4.2	Schematischer Aufbau des Zusatzkanals	29
4.3	Simulierter Strahlengang durch die Aufweitungsteleskope	30
4.4	Technische Zeichnung des Aufweitungsteleskops	31
4.5	Stabilitätstest vom 11.04.2004	33
4.6	Umgebungsdruck am 11.04.2004	34
4.7	Theoretische Transmissionskurven eines Doppel-Etalons	35
4.8	Etalon mit motorisierter Drucksteuerung	37
5.1	Einkoppeloptik zur Raumwinkel Anpassung	38
5.2	Durchlasskurve des Etalons	39
5.3	Durchlasskurven des Etalons bei unterschiedlichen Kippwinkeln	41
5.4	Transmissionskurve des Etalons	42
5.5	Rohdatenprofile einer Atmosphärenmessung vom 22.04.2004	45
5.6	Aufgearbeitete Rückstreuprofile der Messung vom 22.04.2004	46
5.7	Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003	47

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des ALOMAR RMR-Lidars	20
4.1	Technische Daten des Interferenzfilters	23
4.2	Technische Daten des Etalons	27
4.3	Freier Spektraler Bereich des Etalons	28
4.4	Technische Daten der verwendeten Optiken	29
4.5	Überblick über Justagefreiheitsgrade	32
5.1	Einfluß der Verkippung auf die Etalonparameter	41
5.2	Parameter und Ergebnisse der ersten Messungen an der Atmosphäre	44

Kapitel 1

Einleitung

Als Atmosphäre wird die gasförmige Hülle der Erde bezeichnet, deren Bestandteile durch die Gravitation an der Erde gehalten werden, jedoch durch den Druck tiefer liegender Schichten nicht auf die Erdoberfläche absinken. Die Erdatmosphäre lässt sich anhand des mittleren vertikalen Temperaturverlaufs in Höhenbereiche gliedern, die allgemein als Sphären bekannt sind. In Abbildung 1.1 (S. 1) wird der prinzipielle vertikale Aufbau der Atmosphäre auf Grundlage des Temperaturprofils gezeigt.

Die Grenzschicht zwischen zwei Sphären wird als Pause bezeichnet und ist durch eine Umkehr des Temperaturgradienten charakterisiert. Die unterste Atmosphärenschicht, die Troposphäre, weist einen negativen Temperaturgradient auf, d.h. die Temperatur nimmt mit steigender Höhe kontinuierlich ab. Dies ist durch die adiabatische Abkühlung aufsteigender Luftmassen bei konvektiver Durchmischung zu erklären. Die Troposphäre reicht im Mittel bis in eine Höhe von 11 km [1]. In der darüber liegenden Stratosphäre steigt die Temperatur mit der Höhe wieder an, bis an der Stratopause in ca. 50 km Höhe ein lokales Maximum von etwa 270 K erreicht wird. Diese Temperaturzunahme wird durch die Photodissoziation

von Ozon in Folge von Absorption energiereicher solarer UV-Strahlung im Bereich zwischen 200 und 310 nm Wellenlänge verursacht. Das Maximum der atmosphärischen Ozonschicht liegt in 20-30 km Höhe. Oberhalb der Stratopause liegt die Mesosphäre, die erneut einen negativen Temperaturgradienten aufweist. Diese Abkühlung ist durch Infrarot-Abstrahlung von CO_2 zu erklären. Die Mesosphäre endet in etwa 90 km Höhe an der Mesopause, in der die Temperatur der Erdatmosphäre ihr absolutes Minimum

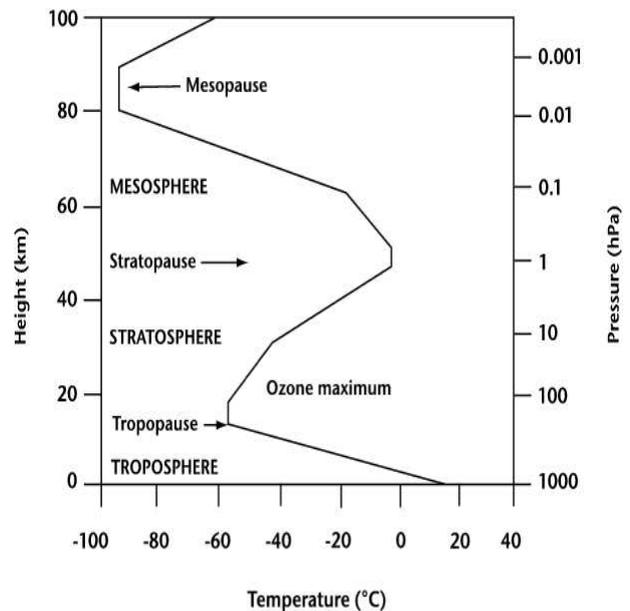


Abbildung 1.1: Der vertikale Verlauf der Temperatur ist die Basis für die vertikale Einteilung der Atmosphäre in Schichten. (Quelle: ECMWF-Webseite)

erreicht, wobei sowohl die Höhe als auch die Temperatur der Mesopause im Winter und im Sommer unterschiedliche Werte aufweisen. Im Winter liegt das Minimum bei rund 200 K in einer Höhe von ungefähr 100 km. Im Sommer tritt in hohen Breiten in einer Höhe von 88 km ein Temperaturminimum von 130 K [2] auf, so dass die polare Sommermesopause die kälteste Region der terrestrischen Atmosphäre darstellt. Ursache für diese Antikorrelation zur solaren Einstrahlung ist die großskalige, meridonale Zirkulation. Über dem Sommerpol aufsteigende Luftmassen bewirken eine adiabatische Abkühlung, während sie sich über dem Winterpol durch adiabatisches Absinken erwärmen. Dieser dynamische Prozess wird durch das Brechen so genannter Schwerewellen angetrieben und überkompensiert die Strahlungsheizung in der Mesosphäre im Sommer und kontrolliert den Temperaturverlauf in diesem Höhenbereich. In der an die Mesopause anschließenden Thermosphäre steigt die Temperatur auf über 1000 K an, was auf die Absorption hochenergetischer solarer Strahlung zurückzuführen ist. Die Atmosphäre geht stetig in den Weltraum über, eine oberste Grenze kann daher nicht genau definiert werden. In Abbildung 1.1 ist eine vereinfachte Struktur dargestellt. Der tatsächliche Temperaturverlauf ist von der geographischen Breite abhängig und unterliegt zusätzlich tages- und jahreszeitlichen Schwankungen.

Unter den extremen Bedingungen in der polaren Sommermesosphäre treten in einer Höhe zwischen 82 und 85 km optisch dünne Wolkenschichten auf, die als leuchtende Nachtwolken (NLC¹) bezeichnet werden. Diese Leuchtphänomene sind visuell für Beobachter am Boden nur in hohen Breiten ($> 50^\circ$) unter einer speziellen Beleuchtungsgeometrie [3] während der Dämmerung sichtbar. Die Sonne muss dazu zwischen 6 und 15 Grad unter dem Horizont stehen, so dass die Wolken noch von der Sonne beleuchtet werden, während sich der untere Teil der Atmosphäre bereits im Erdschatten befindet. Leuchtende



Abbildung 1.2: Leuchtende Nachtwolke, aufgenommen am 12.07.2003 21:17 (UT²) mit der automatisierten NLC-Kamera des Leibniz-Instituts für Atmosphärenphysik.

Nachtwolken erscheinen meist silbrig weiß bis hellblau und heben sich klar vom dunkleren Hintergrund ab. In Abbildung 1.2 (S. 2) ist zu erkennen, dass die Wolken horizontal strukturiert sind. Eine Nomenklatur dieser Strukturen ist in [4] zusammengestellt.

¹Noctilucent Clouds

²Universal Time

Leuchtende Nachtwolken wurden erstmals 1885 von Backhaus und Jesse beobachtet und dokumentiert [5]. Allerdings kann nicht schlüssig bewiesen werden, dass solche Wolken nicht schon vorher vorhanden waren. Das Fehlen jeglicher älterer Berichte deutet jedoch darauf hin. In Verbindung mit der ersten Beobachtung von NLC wird häufig der Ausbruch des Vulkans Krakatau (1883) in Indonesien erwähnt, wobei eine Bestätigung für einen kausalen Zusammenhang noch aussteht. Seit ihrer Entdeckung wurden die NLC mit einer Vielzahl von Instrumenten und Methoden untersucht. Schon wenige Jahre nach der ersten Beobachtung konnte die mittlere Höhe der NLC, durch Triangulation, zu 82,9 km [6] bestimmt werden, was mit aktuellen Messungen übereinstimmt, die eine mittlere Höhe von $82,5 \pm 1$ km [7] zeigen. Bis heute wurden zur Untersuchung der NLC neben den bodengebundenen Beobachtungen sowohl raketengelegene [8] als auch satellitengetragene Experimente [9] genutzt. Die mehr als hundertjährige Erforschung der NLC und deren Ergebnisse sind in [3] zusammengefasst. Seit mehr als zehn Jahren ist es auch möglich NLC mit Hilfe von Lidarinstrumenten³ zu beobachten; ein Gedanke den Jesse schon 1887 in einer seiner Veröffentlichungen formulierte [10]. Die Beobachtung von NLC mit einem Lidarexperiment gelang erstmalig 1989 in Nordnorwegen [11]. Seit 1994 werden in Nordnorwegen regelmäßig Messungen mit dem ALOMAR⁴ RMR⁵-Lidar (siehe Kap. 3) durchgeführt, um detaillierte Aussagen über Auftreten, Höhe und Helligkeit der Wolken, sowie Informationen über Größe und Form der Wolkenteilchen ableiten zu können. Eine aktuelle Zusammenfassung dieser NLC Messungen findet sich in [12].

Trotz der Fülle der Erkenntnisse, die seit der Entdeckung zusammengetragen wurden, steht eine vollständige Erklärung der Wolken und der relevanten Prozesse noch immer aus. Nach dem heutigen Erkenntnisstand bestehen NLC-Teilchen aus Eiskristallen, welche auf Grund der niedrigen Temperaturen von 130 K [2] in der Sommermesopause entstehen. Bei diesen niedrigen Temperaturen sinkt der Sättigungsdampfdruck von H₂O auf weniger als 10^{-10} mbar ab, so dass sich durch heterogene Nukleationsprozesse Eiskristalle bilden können. Als die wahrscheinlichsten Kondensationskeime für die Bildung der NLC-Teilchen werden Staubpartikel extraterrestrischen Ursprungs und Ionencluster angesehen. Durch Kondensation wachsen die Teilchen allmählich an und sedimentieren in niedrigere Höhen der Mesosphäre, bis sie in einer Höhe von ungefähr 82 km, aufgrund der erhöhten Temperatur von 153 ± 3 K [13] und somit eines höheren Sättigungsdampfdrucks, verdampfen. In diesen Höhen besitzen die Teilchen ihre maximale Größe und sind somit optisch am besten nachweisbar. Auf der Basis verschiedenster Messungen wurde die Größe von NLC-Teilchen auf einige 10 bis 100 nm ermittelt (z.B. [14]).

Die Form der NLC-Teilchen ist noch nicht genau bekannt. Allerdings wurde durch Baumgarten [15] erstmalig ein direkter Beweis geliefert, dass NLC-Teilchen sphärisch sein können. Bei der aktiven Beobachtung von NLC mit dem ALOMAR RMR-Lidar wurde die Depolarisation des ausgesendeten Lichts, verursacht durch die Streuung an NLC-Teilchen, beobachtet und bestimmt. Sendet man linear polarisiertes Laserlicht⁶ auf ein sphärisches Teilchen, so muss das rückwärts gestreute Licht (Streuwinkel $\Phi = 180^\circ$) ebenfalls in derselben Polarisationssebene, wie der des ausgesendeten Lichts, linear polarisiert sein. Da aber zusätzlich ein geringer Anteil linear polarisierten Lichtes mit einer um 90° gedrehten Polarisationssebene gemessen wurde, war dies der direkte Beweis für die Sphärizität der NLC-Teilchen.

³Light Detection And Ranging

⁴Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research

⁵Rayleigh/Mie/Raman

⁶Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Motivation und weiterer Aufbau der Arbeit

Wenn die Entstehung und Ausbreitung der Wolken ausreichend verstanden sind, können Aussagen über zeitliche und räumliche Veränderungen sowie über die Wechselwirkung mit der restlichen Atmosphäre getroffen werden. Es existieren wissenschaftliche Ansätze, NLC als frühzeitigen Indikator für Klimaänderungen zu verstehen [16]. Dazu werden, ähnlich wie in der Meteorologie, Simulations- und Vorhersagemodelle erstellt, wofür regelmäßige Beobachtungen und Messungen über längere Zeiträume eine zwingende Voraussetzung sind. Die beschriebene Depolarisationsmessung von NLC-Teilchen ist bis heute die weltweit einzige Messung dieser Art. Dabei konnte aber jeweils nur ein Polarisationsanteil gemessen und mit dem Gesamtsignal verglichen werden, welches zeitgleich mit einem zweiten System ohne Polarisationsanalyse bestimmt wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Zusatzkanal für die optische Nachweisbank des ALOMAR RMR-Lidar aufgebaut, um bei zukünftigen NLC-Messungen mit einem System zeitgleich beide zueinander orthogonalen Polarisationsanteile messen zu können. Durch regelmäßige Depolarisationsmessungen wird es möglich, die Änderung der Teilchenform zu verfolgen und dadurch die physikalischen Prozesse der Entstehung und Ausbreitung der Wolken besser zu verstehen.

Im Folgenden sind die der Lidartechnik zu Grunde liegenden Prinzipien und Mechanismen, sowie die Messgrößen kurz erläutert (Kap. 2). In Kapitel 3 wird das ALOMAR Forschungsprojekt vorgestellt und ein auf diese Arbeit fokussierter Überblick über den bisherigen Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars gegeben. Die daraus resultierenden Anforderungen an den Zusatzkanal sind dargestellt und diskutiert. Die zur Dimensionierung notwendigen Überlegungen sowie der Aufbau und die einzelnen Komponenten des zusätzlichen Nachweiskanals sind in Kapitel 4 genauer beschrieben und erläutert. In Kapitel 5 sind die Ergebnisse der Laborerprobung und der ersten Messungen an der Atmosphäre dargestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Lidarprinzip

Ein Lidar ist ein aktives optisches Fernerkundungsinstrument, welches nach dem in Abbildung 2.1 dargestellten Prinzip funktioniert.

Ein Laser erzeugt kurze Lichtpulse, die über Strahlführungsspiegel in die Atmosphäre gelenkt werden. Das ausgesandte Licht wird dort an Atomen, Molekülen und Aerosolen gestreut. Das unter einem bestimmten Winkel rückgestreute Licht wird von einem Teleskop empfangen, durch dieses kollimiert und über Lichtwellenleiter auf eine Nachweisbank geführt. Nach einer spektralen Analyse wird die Intensität durch Photodetektoren nachgewiesen und elektronisch abgespeichert. Die primäre Messgröße eines Lidars ist demnach ein Rückstreusignal. Aus der Laufzeit des Lichts lässt sich die Entfernung der Streuzentren bestimmen, so dass Höhenprofile des Rückstreusignals aus der Atmosphäre erstellt

werden. Durch die Analyse des Rückstreusignals können entsprechend dem jeweiligen Aufbau des Lidars Erkenntnisse über die Dichte-, Temperatur- und Windverteilung sowie Informationen über die Eigenschaften der streuenden Teilchen gewonnen werden. Je nach gerätespezifischen und geophysikalischen

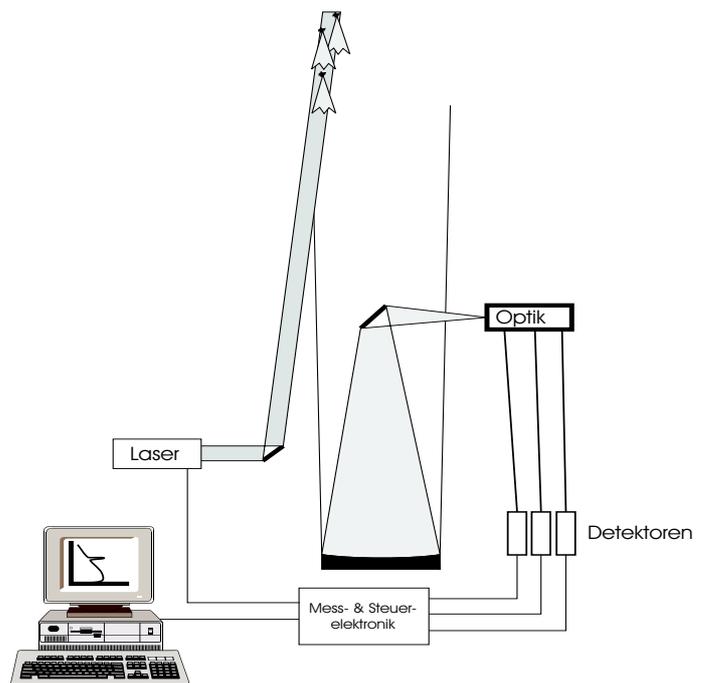


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines Lidars. Ein Laser emittiert kurze Lichtpulse in die Atmosphäre, in der das Licht an Aerosolen, Atomen und Molekülen gestreut wird. Ein Teleskop sammelt das rückgestreute Licht, welches nach Wellenlängen getrennt mit optischen Detektoren nachgewiesen wird.

Bedingungen sind Messung bis in eine Höhe von mehr als 110 km möglich. Ein Lidar ist dabei besonders für den Höhenbereich zwischen 30 bis 60 km von großer Bedeutung, da dieser Bereich durch andere Messverfahren, wie Radar¹, Ballon- oder Satellitenmessungen, nicht oder nur wenig erfasst wird. Mit Hilfe von Höhenforschungsraketen kann zwar auch in diesen Atmosphärenschichten gemessen werden, allerdings liefern diese Experimente immer nur zwei dicht aufeinander folgende Momentaufnahmen. Obwohl für Lidarbeobachtungen eine wolkenlose Troposphäre Voraussetzung ist, bieten Lidarinstrumente den Vorteil, dass fortlaufende Beobachtungen mit hoher zeitlicher (3 min) und räumlicher (150 m) Auflösung möglich sind.

2.2 Streumechanismen

Da alle Informationen, die aus Lidarexperimenten abgeleitet werden, in Streuprozessen begründet liegen, sind die verschiedenen relevanten Streumechanismen im Folgenden kurz zusammengefasst.

Mit Streuung von Licht wird seit Lord Rayleigh (1871, z.B. [17]) die Wechselwirkung von Licht mit Objekten bezeichnet, deren Ausmasse kleiner als die Wellenlänge des Lichts sind. Im quantenphysikalischen Bild wird bei der Streuung zunächst ein einfallendes Photon absorbiert, wodurch ein Elektron auf ein höheres Energieniveau übergeht. Bei der nachfolgenden Relaxation nimmt das Elektron, unter Emission eines Photons, wieder einen Zustand niedriger Energie ein. Die Energie und somit die Wellenlänge des ausgestrahlten Photons hängen davon ab, ob die Energie des Ausgangszustands gleich

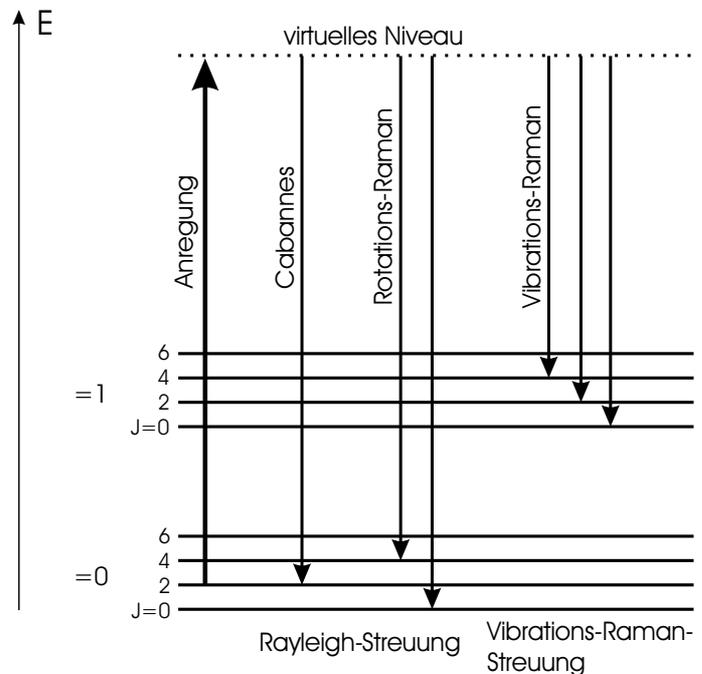


Abbildung 2.2: Streumechanismen nach Young [17]

der Energie des Endzustands ist. Stimmen beide Zustände überein wird von elastischer und im entgegengesetzten Fall von inelastischer Streuung gesprochen. Die folgende Einteilung richtet sich nach der Nomenklatur von Young [17] und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

¹Radio Detection And Ranging

- Cabannes-Streuung

Bei der Cabannes-Streuung wird ein Elektron auf ein virtuelles Energieniveau angehoben und geht bei der anschließenden Relaxation in den Ausgangszustand zurück, so dass ein Photon emittiert wird, dessen Wellenlänge, abgesehen von einer möglichen Dopplerverschiebung, mit der eingestrahlten Wellenlänge identisch ist. Dies kennzeichnet die elastische Streuung.

- Rotations-Raman-Streuung

Die Raman-Streuung ist ein inelastischer Streuprozess, d.h. das Elektron relaxiert nicht auf das Ausgangsniveau, sondern auf ein Niveau mit veränderter Rotationsquantenzahl. Die Streustrahlung besitzt größere bzw. kleinere Wellenlänge als die absorbierte Strahlung, je nachdem ob ein Zustand mit höherer oder niedrigerer Rotationsquantenzahl eingenommen wird. Bei einer Einstrahlung von Licht der Wellenlänge 532 nm liegen die Wellenlängenänderung für Sauerstoff und Stickstoff in der Größenordnung von einigen Nanometern.

- Rayleigh-Streuung

Die Cabannes-Streuung und die Rotations-Raman-Streuung werden unter dem Begriff Rayleigh-Streuung zusammengefasst. Da der Wirkungsquerschnitt σ für Cabannes-Streuung um den Faktor 10^4 größer ist als für Rotations-Raman-Streuung wird das Rayleigh-Signal eines RMR-Lidars von der Cabannes-Linie dominiert.

- Vibrations-Raman-Streuung

Wie bei der Rotations-Raman-Streuung handelt es sich bei der Vibrations-Raman-Streuung um einen inelastischen Streuprozess. Das auf ein virtuelles Niveau angehobene Elektron kehrt in ein Zustand mit anderer Vibrationsquantenzahl zurück. Die Wellenlängenverschiebung liegt bei einer einfallenden Wellenlänge von 532 nm für Sauerstoff und Stickstoff zwischen 50 nm und 100 nm. Der Wirkungsquerschnitt ist um etwa drei Größenordnungen kleiner als für die Cabannes-Streuung.

- Resonanz-Streuung

Die Energie des einfallenden Lichts entspricht der Anregungsenergie eines Elektrons, so dass dieses auf ein reelles Energieniveau übergeht. Abgesehen von der Dopplerverschiebung wird bei der Relaxation Resonanzlicht der gleichen Frequenz emittiert. Der Wirkungsquerschnitt ist hierbei um viele Größenordnungen höher als für die Cabannes-Streuung.

- Aerosol-Streuung

Die bisher beschriebenen Streumechanismen treten entweder an Atomen oder an Molekülen auf. Findet die Streuung allerdings an atmosphärischen Schwebstoffen statt, spricht man von Aerosol-Streuung. Dies ist eine elastische Streuung bei der das gestreute Photon die Wellenlänge des eingestrahlten Photons besitzt. Im Fall sphärischer Streupartner ist dieser Streuprozess mit der Mie-Theorie beschreibbar und wird daher auch als Mie-Streuung bezeichnet.

Auf der Basis der zu Grunde liegenden Streuprozesse werden die zur Beobachtung der Atmosphäre eingesetzten Lidargeräte in Cabannes-, Rayleigh-, Mie-, Raman- und Resonanz-Lidars unterschieden. Häufig sind die Instrumente so konfiguriert, dass sowohl die Streuung an Aerosolen (Mie-Streuung) als auch die Streuung an Atomen und Molekülen (Rayleigh- und Raman-Streuung) gemessen werden können. In diesem Fall wird von einem RMR-Lidar gesprochen. Mit diesen Geräten lassen sich zum einen die relative Dichte, die Aerosolbeladung und die Temperatur der Atmosphäre bestimmen, zum anderen eignen sie sich zur Messung von stratosphärischen und mesosphärischen Wolken. Bei Einsatz von Licht verschiedener Wellenlängen lassen sich zusätzlich Aussagen über die Größenverteilung der streuenden Wolkenpartikel ableiten. Auch die Form der Teilchen ist mit Hilfe der Depolarisationsmessung bestimmbar, denn bei Streuung an asphärischen Teilchen ändert sich die Polarisationssebene des Lichts, während sie bei der Streuung an sphärischen Teilchen erhalten bleibt.

Die Wellenlänge von Resonanz-Lidars ist auf die Resonanzlinie bestimmter Konstituenten der Atmosphäre abgestimmt, so dass sich Höhenprofile dieser atmosphärischen Bestandteile ergeben. Ein Beispiel hierfür ist das Kalium-Lidar, mit dem sich neben der Kaliumdichte weitere Parameter wie Temperatur in der Kaliumschicht der Atmosphäre, in 80-110 km Höhe, ableiten lassen [18]. Andere geeignete Konstituenten sind Natrium, Eisen und Calcium.

2.3 Messgrößen

Die Lidar-Gleichung beschreibt das empfangene Signal eines Lidars in Abhängigkeit von geophysikalischen und gerätespezifischen Parametern.

$$I(\lambda, z) = I_0(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot A \cdot \frac{\rho(z)}{z^2} \cdot T(\lambda, z) \cdot \Delta z \cdot \beta(\lambda, z) + I_{\text{Untergrund}} \quad (2.1)$$

Bedeutung der einzelnen Größen :

λ	Wellenlänge
z	Höhe
$I(\lambda, z)$	Intensität des empfangenen Signals in Abhängigkeit der Höhe und der ausgesandten Wellenlänge
$I_0(\lambda)$	Intensität des ausgesandten Lichts, abhängig von der Ausgangsleistung des Lasers und der Qualität der Optiken im Sendezweig
$\eta(\lambda)$	Gerätekonstante, beschreibt die Eigenschaften des Empfangszweiges, wie Transmission und Reflexion von Spiegeln und Linsen und die Quanteneffizienz der Photodetektoren
A	Fläche des Teleskops
$\rho(z)$	Funktion des geometrischen Überlapps zwischen Laserstrahl und Teleskopgesichtsfeld

$\frac{1}{z^2}$	Der Raumwinkel der Teleskopfläche abhängig von der Höhe
Δz	betrachtetes Höhenintervall
$T^*(\lambda, z)$	<p>Transmissionsfunktion der Atmosphäre</p> <p>Transmissionsverluste werden zum Beispiel durch die Rayleigh-Streuung an den atmosphärischen Atomen, Molekülen und Aerosolen hervorgerufen. Die Verluste können auf Hin- und Rückweg verschiedene Werte annehmen, da die Wellenlängen des ausgesandten (λ_1) und des gestreuten Lichts (λ_2) bei inelastischer Streuung nicht übereinstimmen. Entsprechend gilt:</p> $T^*(\lambda, z) = T^* \uparrow (\lambda_1, z) \cdot T^* \downarrow (\lambda_2, z)$ <p>Der Einfluß der Transmission einer aerosolfreien Atmosphäre wird mit zunehmender Höhe geringer, da die Moleküldichte in der Atmosphäre nach oben hin exponentiell abnimmt.</p>
$\beta(\lambda, z)$	<p>Gesamtvolumenrückstreukoeffizient</p> <p>Er setzt sich additiv aus den Volumenrückstreukoeffizienten der Molekülstreuung und der Aerosolstreuung zusammen:</p> $\beta = \beta_M + \beta_A$ <p>Der Koeffizient ist von der Wellenlänge, der Höhe und der Teilchenanzahl der Moleküle bzw. Aerosole abhängig. Daher stellt er die gesuchte Messgröße dar.</p> $\beta_M(\lambda, z) = \frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\lambda, \Phi) n_M(z)$ $\beta_A(\lambda, z) = \frac{d\sigma_A}{d\Omega}(\lambda, \Phi) n_A(z)$ <p>Differentieller Streuquerschnitt für Licht der Wellenlänge λ</p> $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\lambda, \Phi)$ <p>Streuwinkel bei Streuung unter 180°</p> $\Phi = \pi$ <p>Anzahl der Streuzentren pro Volumeneinheit</p> $n(z)$
$I_{\text{Untergrund}}$	<p>Untergrundsignal, unabhängig von der Höhe</p> <p>Der Untergrund wird maßgeblich durch zwei Komponenten gebildet. Zum einen durch das in der Atmosphäre gestreute Licht von Sonne, Mond, Sterne und anthropogenen Quellen und zum anderen durch das elektronische Rauschen der Nachweiselektronik.</p>

Rückstreuverhältnis

Das Rückstreuverhältnis ist ein Maß für den Aerosolgehalt in der Atmosphäre und ist als Quotient von Rückstreusignal einer aerosolbeladenen Atmosphäre und Rückstreusignal einer reinen Gasatmosphäre definiert

$$R(\lambda, z) = \frac{\text{Gesamtsignal}}{\text{Molekuelsignal}} . \quad (2.2)$$

Unter Verwendung der Rückstreukoeffizienten β_M und β_A ergibt sich das Rückstreuverhältnis zu

$$R = \frac{\beta_M + \beta_A}{\beta_M} = 1 + \frac{\beta_A}{\beta_M} . \quad (2.3)$$

Bei Kenntnis des Molekülsignals aus der Atmosphäre lässt sich demnach mit dem Rückstreuverhältnis eine Aussage darüber treffen, wie stark das empfangene Signal durch Aerosole in der Atmosphäre vergrößert wurde. Zur Ermittlung des Molekülsignals werden drei verschiedene Verfahren eingesetzt. Bei Aerosolmessungen in der Stratosphäre kann das molekulare Rückstreusignal durch die Ausnutzung eines rein molekularen Streuprozesses, wie der Vibrations-Raman-Streuung, bestimmt werden. Auf Grund des ca. 3 Größenordnung niedrigeren Wirkungsquerschnitts der Ramanstreuung ist diese Methode jedoch in der Mesosphäre nicht mehr anwendbar. Für Aerosolmessungen in der Mesosphäre besteht die Möglichkeit das Molekülprofil über den Höhenbereich der Aerosolschicht zu interpolieren, so fern ein Rayleighsignal ober- und unterhalb der Schicht vorhanden ist. Andernfalls kann das Molekülsignal durch eine Modellatmosphäre, die aus unabhängigen Messungen abgeleitet wurde, bereitgestellt werden. Da das Rayleighsignal des ALOMAR-Systems im Sommer nicht bis in eine Höhe oberhalb der NLC-Schichten reicht, werden die erforderlichen Daten einer Klimatologie aus Messungen mit fallenden Kugeln [13] entnommen. Aus dem Rückstreuverhältnis lässt sich der Aerosolrückstreukoeffizient, wie folgt, berechnen

$$\beta_A = (R - 1)\beta_M . \quad (2.4)$$

Depolarisation

Zur Messung der Depolarisation mit einem RMR-Lidar, dessen Licht linear polarisiert ist, muss das empfangene Signal in einen Anteil mit senkrechter und paralleler Polarisationsrichtung relativ zur Polarisationsrichtung des ausgekoppelten Laserstrahls getrennt werden. So können die Aerosolrückstreukoeffizienten β_A für beide Anteile bestimmt werden und es lässt sich die Aerosoldepolarisation

$$\delta_A = \frac{\beta_A^\perp}{\beta_A^\parallel} = \frac{R^\perp - 1}{R^\parallel - 1} \delta_M \quad (2.5)$$

berechnen. Dazu muss allerdings der Wert für die Moleküldepolarisation δ_M bekannt sein. Dieser ist nicht von der Anzahl der Moleküle abhängig und somit keine Funktion der Höhe und kann aus der Kenntnis der Zusammensetzung der Atmosphäre [13] berechnet werden. Es muss dabei aber berücksichtigt werden, dass die molekulare Depolarisation von der spektralen Bandbreite des Nachweiskanals abhängt. Bei Rayleigh-Streuung verteilt sich die Depolarisation ungleichmäßig auf die zentrale Cabannes-Linie und die Rotationslinien. Da der Abstand zu den Rotationsramanbanden bei $\lambda=532\text{ nm}$ ca. $\Delta\lambda=0,34\text{ nm}$ beträgt wird mit einem Nachweissystem mit einer spektralen Breite von $\Delta\lambda < 0,3\text{ nm}$ nur der Anteil der Cabannes-Streuung beobachtet. Für das ALOMAR RMR-Lidar ergibt sich ein Wert von $\delta_M = 0,37\%$ [14].

Kapitel 3

ALOMAR

Die Bezeichnung ALOMAR steht für **A**rctic **L**idar **O**bservatory for **M**iddle **A**tmosphere **R**esearch. Diese Forschungsstation dient zur Erforschung der mittleren Atmosphäre in einem Höhenbereich von 10 bis 100 km. Hierzu ist das Observatorium mit einer Vielzahl von bodengebundenen Fernerkundungsinstrumenten, wie Lidar- und Radarsystemen, sowie diversen Spektrometern und einer Wetterstation ausgerüstet.

Das Observatorium befindet sich auf Andøya, der nördlichsten Insel der Vesterålen, in $69,28^\circ$ nördlicher Breite und $16,01^\circ$ östlicher Länge und liegt ca. 290 km nördlich des Polarkreises (siehe Abb. 3.1). In etwa fünf Kilometern Entfernung befindet sich die Andøya Rocket Range (ARR), der das Observatorium untergeordnet ist. Von der ARR aus werden im Rahmen von Messkampagnen Höhenforschungsraketen gestartet, die durch detaillierte in-situ Messungen, eine Vielzahl atmosphärischer Parameter liefern. Die bodengebundenen Instrumente bieten darüber hinaus die Möglichkeit zur langfristigen Beobachtung der Atmosphäre. Die Kombination dieser vielfältigen Instrumente macht das ALOMAR-Observatorium zu einer in dieser Art weltweit einmaligen Forschungsstation.

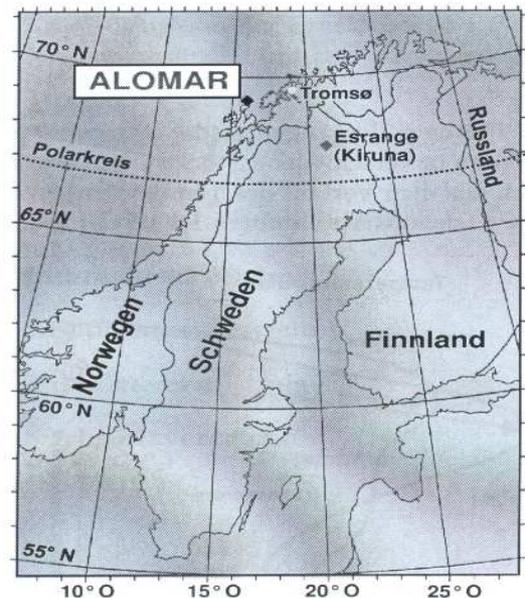


Abbildung 3.1: Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation. Das Observatorium befindet sich 290 km nördlich des Polarkreises auf der Insel Andøya in Nordnorwegen.



Abbildung 3.2: Blick auf das ALOMAR-Observatorium mit Laserstrahl des ALOMAR RMR-Lidars. Der Nachthimmel ist durch eine Aurora erhellt. (Foto: G. Baumgarten)

3.1 ALOMAR RMR-Lidar

Kerninstrument des ALOMAR-Observatoriums ist das ALOMAR RMR-Lidar, welches 1994 im Rahmen eines Gemeinschaftsprojekts des Leibniz-Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn (IAP), des Physikalischen Instituts der Universität Bonn, des Service d'Aéronomie des CNRS¹ aus Verrières le Buisson in Frankreich und der Hovemere Ltd. mit Sitz in Keston/Großbritannien aufgebaut wurde. Die Buchstabenkombination RMR steht für die drei ausgenutzten Streuprozesse Rayleigh-, Mie- und Ramanstreuung (siehe Kap. 2.2). Seit dem Aufbau wird das System kontinuierlich erweitert und erneuert. So wurden beispielsweise im Herbst 2003 sowohl die zwei Hochleistungslaser als auch die Datenerfassungssoftware des ALOMAR RMR-Lidars gegen neue Komponenten ausgetauscht.

Die Aufgaben des Instruments sind zum einen die Beobachtung und Untersuchung der thermischen und dynamischen Struktur der arktischen mittleren Atmosphäre [19; 20; 21; 22], zum anderen die Beobachtung von Aerosolen in Form von stratosphärischen Hintergrundaerosol, polaren stratosphärischen Wolken (PSC) [23] und leuchtenden Nachtwolken (NLC) [12; 15].

3.2 Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars

Das ALOMAR RMR-Lidar ist ein Doppel-Lidarsystem bestehend aus zwei gepulsten Lasern, zwei schwenkbaren Teleskopen, einer optischen Bank mit mehreren Nachweiskanälen und einer elektronischen Systemsteuerung. Die Abbildung 3.3 (S. 13) zeigt den schematischen Aufbau des gesamten Systems, der nachfolgend erläutert ist.

¹Centre National de la Recherche Scientifique

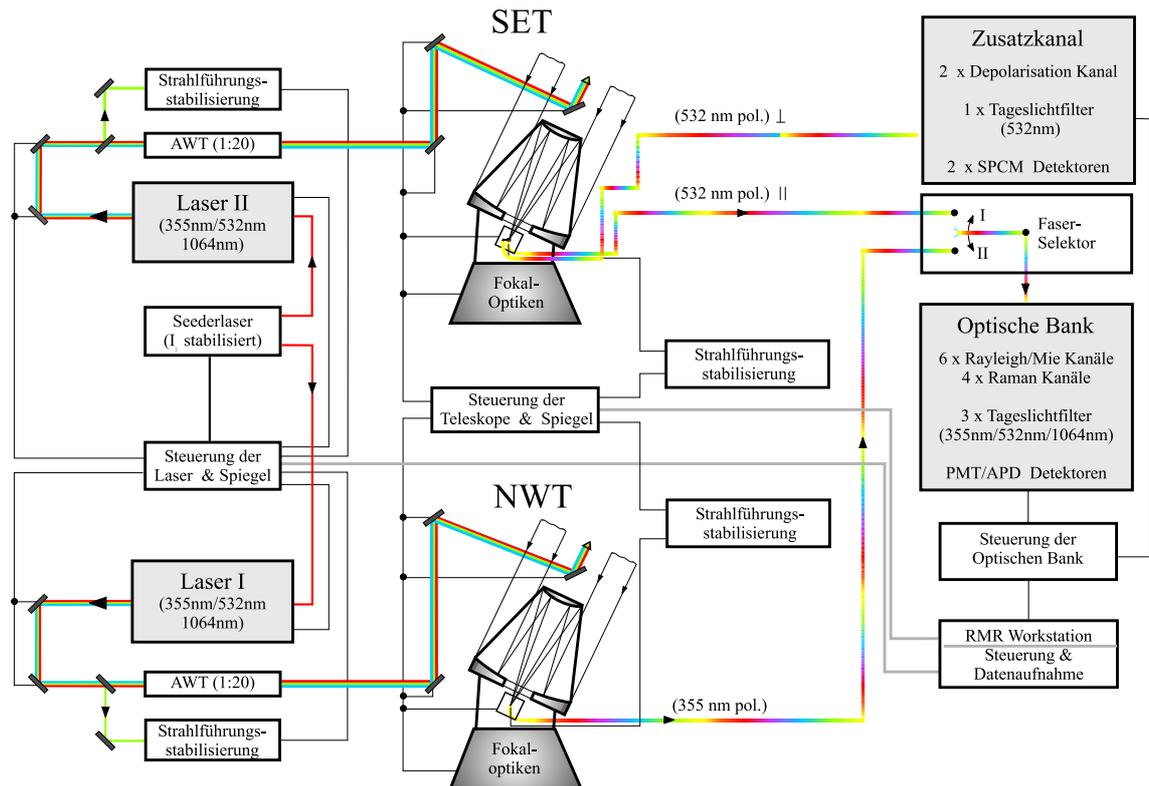


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Hauptkomponenten des ALOMAR RMR-Lidarsystems. Ein cw²-Laser seedet die beiden Leistungslaser (Laser I und II). Der emittierte Laserstrahl wird durch Optiken aufgeweitet, mittels Strahlführungsspiegel auf die Teleskope geführt und von dort aus koaxial mit der Blickrichtung der Teleskope in die Atmosphäre ausgekoppelt. Es werden zwei schwenkbare Teleskope verwendet um die in der Atmosphäre rückgestreuten Photonen zu sammeln und in Lichtwellenleiter einzukoppeln, über die das Licht zu der optischen Bank und dem Zusatzkanal geleitet wird. Das zur Polarisationsrichtung des Lasers senkrecht polarisierte Licht ($\lambda=532$ nm) wird vom South-East-Teleskop (SET) über eine Glasfaser in den neu aufgebauten Nachweiskanal eingekoppelt. Mit dem North-West-Teleskop (NWT) ist eine Polarisationsanalyse des Lichts der Wellenlänge 355 nm möglich (erweitert nach [24, S. 818, Abb. 1]).

3.2.1 Lasersystem

Das Sendesystem besteht aus einem Seeder-Laser und zwei identischen, gepulsten Nd:YAG³ Hochleistungslasern, die mit Hilfe eines nichtlinearen optischen Kristalls durch Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifachung aus der Grundwellenlänge $\lambda = 1064$ nm, die zweite Harmonische $\lambda = 532$ nm und die dritte Harmonische $\lambda = 355$ nm erzeugen. Diese drei Wellenlängen werden mit einer Repititionsrate von 30,3 Hz koaxial in einem Strahl emittiert. Ein einzelner Puls hat eine Dauer von ca. 10 ns und ist demnach rund 3 m lang. Im Doppelbetrieb sind die Laser zueinander synchronisiert und arbeiten alternierend bei einer Repititionsrate von 60,6 Hz. Damit beide Laser mit exakt derselben Wellenlänge operieren, wird für beide Sendelaser nur ein externer Seederlaser verwendet. Es handelt sich dabei um einen single-mode-cw-Nd:YAG Laser, der Licht der Wellenlänge 1064 nm und 532 nm generiert und auf einer Flanke einer Iod-Absorptionslinie aktiv stabilisiert wird. Bei konstanter Raumtemperatur kann damit eine spek-

²continuous wave

³Neodymium:Yttrium-Aluminium-Granat

trale Stabilität von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-10}$ erreicht werden. Der Aufbau dieser spektralen Stabilisierung mittels Iod-Absorptionszelle ist in [25] ausführlich beschrieben.

Bevor das Laserlicht in die Atmosphäre ausgekoppelt wird, muss die Strahlrichtung des Laserstrahls stabilisiert und die Strahldivergenz verringert werden, damit ein möglichst vollständiger geometrischer Überlapp von Teleskopgesichtsfeld und Laserstrahl gewährleistet ist. Die Strahlrichtungsstabilisierung erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera und zwei piezogesteuerten Strahlführungsspiegeln (BGM⁴). In einer aktiven Regelschleife wird ein Teil des Laserstrahls, nach einer Stahlverengung auf eine CCD-Kamera geführt, die Position des Intensitätsschwerpunkts des Strahls durch diese vermessen und, wenn notwendig, rechnergesteuert eine Neuausrichtung der BGMs vorgenommen. Durch diesen Aufbau wird eine Strahlrichtungsstabilität von kleiner 20 μrad erreicht. Um die Divergenz des Laserstrahls zu verringern wird der Strahldurchmesser in einem Aufweitungsteleskop (AWT) von 1 auf 20 cm vergrößert, so dass der aufgeweitete Laserstrahl mit einer Restdivergenz von kleiner 100 μrad und einer Richtungsstabilität von kleiner 1 μrad in die Teleskophalle geführt und von dort in die Atmosphäre ausgekoppelt wird.

Das ausgekoppelte Laserlicht ist linear polarisiert, wobei die Polarisierungsebenen der Wellenlängen 355 nm und 532 nm orthogonal zueinander stehen. Die Strahlführung im Sendezweig wurde so dimensioniert, dass Reflexionen ausschließlich unter einem Winkel von 90° stattfinden. Dadurch wird sicher gestellt, dass der Polarisationsgrad erhalten bleibt, da die Polarisierungsebenen in den Reflexionsebenen liegen bzw. senkrecht zu diesen stehen. Das Licht der Grundwellenlänge 1064 nm ist zirkular polarisiert. Auf die genaue Strahlführung im Sendezweig wird nicht näher eingegangen. Der Gesamtaufbau des Sendezweigs ist in [25] ausführlich beschrieben.

3.2.2 Teleskope

Die beiden Teleskope (Abb. 3.4, S. 15) des ALOMAR RMR-Lidars bestehen jeweils aus einem Primär- und einem Sekundärspiegel, die als Cassegrain-Systeme aufgebaut sind. Die sphärischen Primärspiegel besitzen einen Durchmesser von 1,8 m. Der Durchmesser der Sekundärspiegel beträgt 0,6 m. Die Sekundärspiegel sind an die Abbildungseigenschaften der Primärspiegel angepasst und in einem Abstand von 2,07 m über diesen montiert. Die nominelle Brennweite des Gesamtsystems beträgt 8,345 m. Das vom Sendezweig kommende Laserlicht wird durch zwei Strahlführungsspiegel (BGM) in der Teleskophalle auf die Oberseite der Sekundärspiegel geleitet, wo jeweils ein weiterer BGM angebracht ist, der das Licht coaxial zur Blickrichtung der Teleskope in die Atmosphäre auskoppelt. Ein schematischer Aufbau der Teleskope und der Strahlführung ist in Abbildung 3.4 (S. 15) dargestellt. Die Teleskope können um 30° aus der Vertikalen und 90° in der Horizontalen geschwenkt werden und decken dabei unterschiedliche Quadranten ab. Mit dem NWT können Beobachtungen im Nord-West-Quadranten durchgeführt werden, das SET macht Beobachtungen im Süd-Ost-Quadranten möglich. Dadurch können beispielsweise beide Komponenten des horizontalen Winds gleichzeitig bestimmt werden. Desweiteren bietet sich dadurch die Möglichkeit das NWT so auszurichten, dass dieses in einem bestimmten Höhenbereich das gleiche Atmosphärenvolumen erfasst, wie eine von der Andøya Rocket Range gestartete Höhenforschungsrakete. Um die Blickrichtung zu ändern, werden die gesamten Teleskopeinheiten geschwenkt und anschließend die BGMs an die veränderte

⁴Beam Guiding Mirror

Position der Teleskope angepasst. Dazu sind sowohl die Teleskope als auch die BGMs motorisiert und werden von Rechnern gesteuert und überwacht.

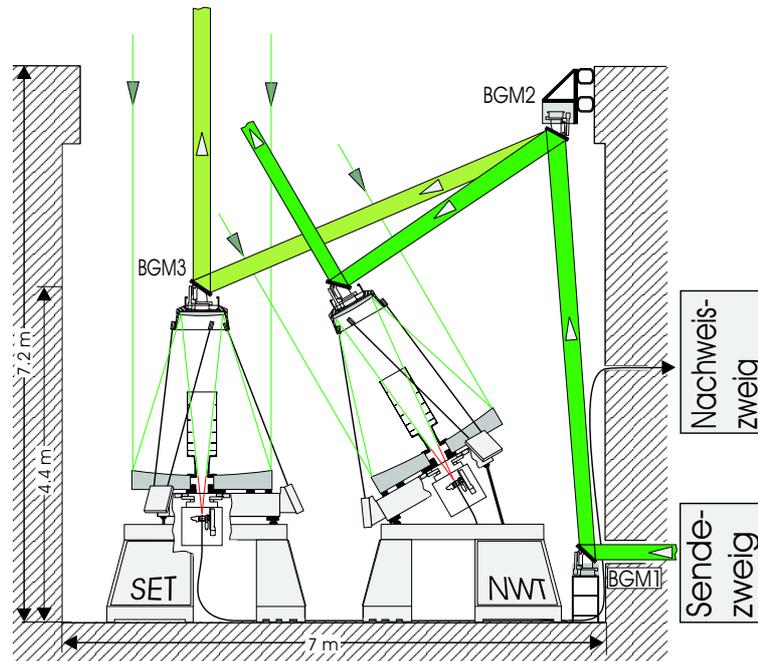


Abbildung 3.4: Teleskope und Strahlführung des ALOMAR RMR-Lidars (aus [24, S. 821, Abb. 3]). Das Laserlicht wird über Strahlführungsspiegel koaxial zur Teleskopblickrichtung in die Atmosphäre geleitet. Das Rückstreulicht der atmosphärischen Bestandteile wird durch die Teleskope gesammelt und in eine Glasfaser eingekoppelt.

Bei einem Lidarexperiment setzt sich das Empfangssignal prinzipiell aus dem Nutzsignal und einem Untergrundsignal zusammen. Während der Nacht wird das Untergrundsignal durch das Licht von Mond und Sternen und das Rauschen der Nachweiselektronik verursacht. Tagsüber ergibt sich der Untergrund im Wesentlichen durch die an Luftmolekülen und Wolkenteilchen ins Teleskopgesichtsfeld gestreuten Photonen solaren Ursprungs und ist bis zu 6 Größenordnungen höher als nachts. Bei Sonnenständen über -6° muß daher der Untergrund effizient vom Rückstreusignal getrennt werden. Das ALOMAR-Observatorium ist 2° nördlich des Polarkreises gelegen (siehe Abb. 3.1), wo die Sonne in der Zeit von Ende Mai bis Ende Juli ständig über dem Horizont steht. Aus den langjährigen Beobachtungsstatistiken von z.B. Gadsen [26] ergibt sich auf der Nordhalbkugel der Zeitraum von Ende Mai bis Ende August als NLC-Saison. Um bei NLC-Beobachtungen tageszeitliche Variationen quantifizieren zu können, müssen daher Messungen bis zu einem Sonnenstand von 43° über dem Horizont realisiert werden. Dazu ist ein tageslichtfähiges Messsystem notwendig.

Die Tageslichtfähigkeit wird durch hohe spektrale und räumliche Filterung realisiert. Zur spektralen Filterung werden in den optischen Nachweiszweigen sehr schmalbandige Interferenzfilter in Verbindung mit Einfach- und Doppel-Etalonsystemen⁵ eingesetzt. Ein Großteil des solaren Untergrunds wird außerdem durch die Größe des Gesichtsfelds (FOV⁶) der Teleskope beeinflusst, denn dieses bestimmt die Anzahl der solaren Photonen die pro Zeiteinheit in den Nachweiszweig gelangen. Das Gesichtsfeld wird durch den Durchmesser des Lichtwellenleiters, in den die rückgestreuten Photonen eingekoppelt werden, und

⁵Ein Etalon ist ein Fabry-Perot-Interferometer zur spektralen Filterung.

⁶Field of View

der nominellen Brennweite des Teleskops bestimmt. Es ergibt sich bei einem Glasfaserdurchmesser von $\varnothing=1,5\text{ mm}$ und einer Brennweite von $f=8345\text{ mm}$ ein Gesichtsfeld von $\text{FOV}=\varnothing/f=180\mu\text{rad}$. Das kleine Gesichtsfeld der Teleskope erfordert eine sehr genaue Übereinstimmung von Teleskopblickrichtung und Laserstrahlrichtung. Der Laserstrahl darf in einer Entfernung von 100 km nicht mehr als zwei Meter von der Blickrichtung der Teleskope abweichen ($20\mu\text{rad}$). Da durch das Lasersystem bereits eine Stabilisierung der Strahlrichtung von $1\mu\text{rad}$ erreicht wird, muß während des Messbetriebs nur die thermische Verformung der Teleskopmontierung und der Strahlführungsspiegel kompensiert werden. Dazu wird das aus unteren Höhen der Atmosphäre ($< 10\text{ km}$) rückgestreute Licht in der Fokalebene der Teleskope auf eine CCD-Kamera abgebildet, die Position des Intensitätsschwerpunktes gemessen und mit einem Sollwert verglichen. Bei einer Differenz zwischen den Werten wird mittels einer rechnergesteuerten Regelschleife die Position der BGMs auf der Oberseite der Sekundärspiegel (siehe Abb. 3.2.2) korrigiert. Durch diesen Aufbau wird eine Strahlrichtungsstabilität von ca. $10\mu\text{rad}$ realisiert [27]. Der Messbetrieb wird durch die ständige Korrektur der Strahlausrichtung nicht beeinträchtigt. Die CCD-Kamera ist nahe des Brennpunkts der Teleskope in der sogenannten Fokalbox eingebaut, deren Aufbau nachfolgend näher beschrieben ist.

3.2.3 Fokalbox

In der Fokalbox (Abb. 3.5) wird das empfangene Licht durch Spiegel in drei verschiedene Zweige aufgeteilt, wobei die Spiegel so angeordnet sind, dass es zu keiner Beeinträchtigung der einzelnen Zweige untereinander kommt. Ein Teil des rückgestreuten Lichts aus Höhen unterhalb 10 km ist defokussiert und wird durch einen Planspiegel unter 45° ausgekoppelt und auf eine CCD-Kamera abgebildet, die zum Laser synchronisiert das Licht aus 900 bis 1200 m Entfernung aufzeichnet. Das aus Höhen oberhalb von 10 km rückgestreute, fokussierte Licht fällt komplett durch eine Öffnung in diesem Spiegel und wird durch einen weiteren unter 45° angebrachten Planspiegel in den Na-Zweig⁷ und den RMR-Zweig zerlegt. Das Na-Lidar besitzt ein Gesichtsfeld von $\text{FOV}=600\mu\text{rad}$, das um $500\mu\text{rad}$ gegen das des RMR-Lidars verkippt ist.

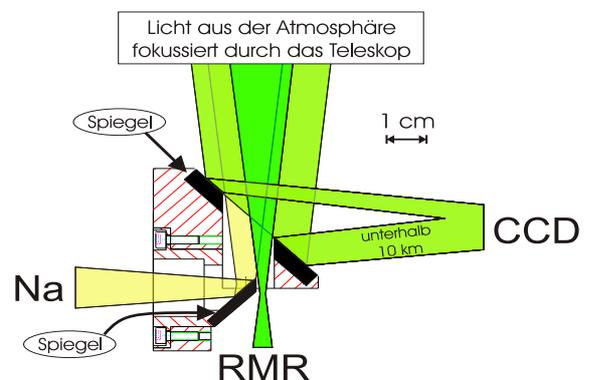


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Strahlführung in der Fokalbox [14, S. 90, Abb. A.2]. Das vom Teleskop kommende Licht wird durch eine Anordnung von Spiegeln in drei verschiedene Zweige zerlegt.

Um die Polarisation des rückgestreuten Lichts untersuchen zu können ist in dem RMR-Zweig der Fokalbox ein linearer Polarisator integriert, der in den Strahlengang gefahren werden kann. In Abbildung 3.6 (S. 17) ist dieser Aufbau schematisch dargestellt. Eine Analyse der Polarisation muss vor der Einkopplung des Lichts in die Glasfaser erfolgen, da die Polarisationseigenschaften beim Transport

⁷Im ALOMAR-Observatorium werden neben dem RMR-Lidar auch ein Natrium- und ein Ozon-Lidar betrieben. Die beschriebenen Teleskope werden gleichzeitig auch für das Na-Lidar verwendet.

durch den Lichtwellenleiter nur teilweise erhalten bleiben. Im NWT ist ein Polarisator für die Wellenlänge $\lambda=355$ nm und im SET für $\lambda=532$ nm eingebaut. Beide Polarisationsseinheiten sind bis zu 110° um die optische Achse rotierbar, wodurch die Polarisationsrichtung senkrecht oder parallel zu der des Sendesystems eingestellt werden kann. Zusätzlich sind Optiken eingebaut, die den Strahl zunächst parallelisieren und nach Durchgang durch den Polarisationswürfel sowohl das durch den Polarisator transmittierte als auch das zur Seite reflektierte Licht in Glasfasern einkoppeln, durch die das Licht zu den Nachweiskanälen geführt wird. Wenn keine Polarisationsanalyse durchgeführt werden soll, kann die Polarisationsseinheit durch ein, auf dem Trägerschlitten fest eingebautes, Glasfaserstück ($\varnothing=1,5$ mm) ersetzt werden. Sowohl die Polarisationsseinheit als auch der Trägerschlitten sind motorisiert und können rechnergesteuert positioniert werden.

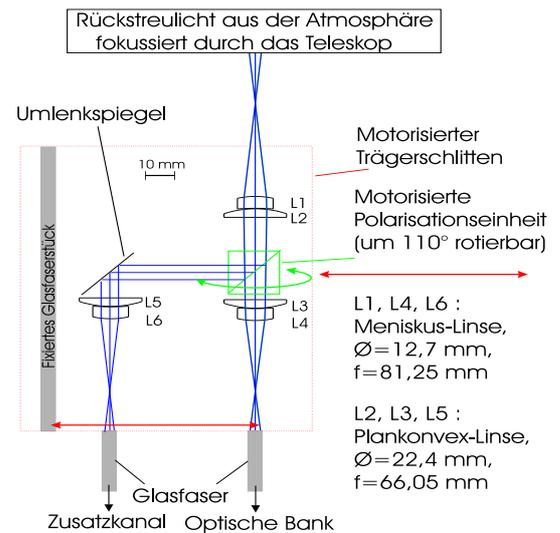


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des RMR-Zweiges der Fokalbox. Das Rückstreulicht aus der Atmosphäre kann zur Polarisationsanalyse durch einen rotierbaren Polarisator in zwei zueinander orthogonale Polarisationsanteile aufgeteilt werden.

3.2.4 Optische Bank

Als optische Bank werden die verschiedenen optischen Nachweiskanäle des ALOMAR RMR-Systems zusammenfassend bezeichnet, welche hinsichtlich der zu analysierenden Wellenlänge und der Intensität aufgeteilt sind. Das Licht beider Teleskope wird durch Glasfaserkabel zu der optischen Bank geführt und mittels eines rotierenden Spiegels abwechselnd eingekoppelt, wobei die Rotationsgeschwindigkeit mit der Pulsrate der Laser synchronisiert ist und somit bei Doppelbetrieb das Rückstreulicht von 60,6 Laserpulsen pro Sekunde in die Detektionseinheit geleitet wird. Um die Photodetektoren vor zu hohen Lichtintensitäten zu schützen, wird das Licht nach der Einkopplung auf einen mechanischen Chopper, ein ebenfalls mit der Pulsrate der Laser synchron rotierendes Flügelrad, fokussiert um so das Streulicht aus Höhen unterhalb 15 km abzublocken. Das empfangene Licht wird entsprechend den zu analysierenden Wellenlängen durch dichroitische Strahlteiler in verschiedene Nachweiszweige aufgeteilt. Anschließend erfolgt in den einzelnen Kanälen eine schmalbandige spektrale Filterung durch dielektrische Interferenzfilter, mit Bandbreiten von $\text{FWHM}^8=0,3$ bis zu $0,9$ nm, die zur Unterdrückung des Hintergrunds während des Nachtbetriebs ausreichend sind. Einige Nachweiskanäle sind zusätzlich mit Einzel- bzw. Doppel-Etalonsystemen ausgerüstet, mit denen Halbwertsbreiten von kleiner 10 pm erreicht werden. Für die Etalonsysteme wird der Strahldurchmesser vor den Etalons aufgeweitet und nach dem Durchgang wieder verengt. Die Kanäle mit dieser spektralen Filterung sind tageslichtfähig. Um dem großen Dynamikbereich atmosphärischer Messungen gerecht zu werden, sind die Nachweiszweige zusätzlich intensitätskaskadiert, d.h. das Licht wird durch Strahlteiler in unterschiedliche Intensitäten zerlegt und anschließend auf Photodetektoren

⁸Full Width at Half Maximum

fokussiert. Es ergeben sich die in Abb.3.7 schematisch dargestellten Nachweiskanäle:

1. RMR VIS Kanal (532 nm): DH, DM, DL
2. RMR UV Kanal (355 nm): AH, AL
3. RMR IR Kanal (1064 nm): APD
4. Vibrations-Raman-Kanal (387 nm): AU (Anregungswellenlänge 355 nm)
5. Vibrations-Raman-Kanal (608 nm): DS (Anregungswellenlänge 532 nm)
6. Rotations-Raman-Kanal (530,4 nm): TR1 (Anregungswellenlänge 532 nm)
7. Rotations-Raman-Kanal (529,1 nm): TR2 (Anregungswellenlänge 532 nm)

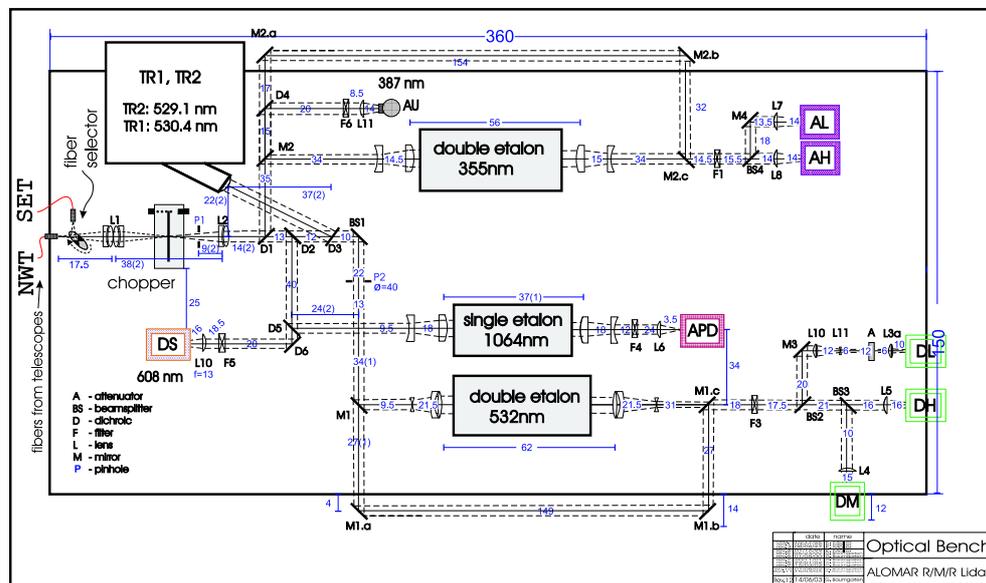


Abbildung 3.7: Aufbau der optischen Nachweiskanäle des ALOMAR RMR-Lidars. Das Licht wird über Glasfaser von den Teleskopen auf die optische Bank geführt, spektral und nach unterschiedlicher Intensität aufgeteilt und entsprechend durch verschieden empfindliche Photodetektoren nachgewiesen. Die Abstände zwischen den Optiken sind in [cm] angegeben.

Zur Detektion der rückgestreuten Photonen sind außer im RMR IR-Kanal Photomultiplier (PMT⁹) im Einsatz. Im Infrarotkanal wird eine APD¹⁰ eingesetzt, da diese für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ eine wesentlich höhere Quanteneffizienz besitzt. Die Detektoren sind mit einem weiteren Schutz vor überhöhten Lichtintensitäten ausgerüstet. Sie werden synchron zum Laserpuls elektronisch abgeschaltet und erst nach gewissen Zeitspannen, entsprechend verschiedener Rückstreuhöhen, wieder eingeschaltet. Die Höhe kann dabei für jeden Detektor einzeln, entsprechend seiner Empfindlichkeit, eingestellt werden. Dieser elektronische Schutzmechanismus wird als Gating bezeichnet. Die Detektoren werden im sogenannten Photonenzählmodus betrieben, d.h. die durch die einzelnen Photonen erzeugten Spannungspulse werden von der Zähl-elektronik registriert, über 5000 Laserpulse summiert und von der Datenaufnahmesoftware zusammen

⁹Photo Multiplier Tube

¹⁰Avalanche Photo Diode

mit den Parametern des Systemstatus abgespeichert. Diese Rohdaten werden automatisch von Analyserechnern aufgearbeitet und über eine Internetschnittstelle zur Verfügung gestellt, so dass eine Bewertung der Daten noch während der Messung möglich ist.

3.2.5 Steuerung des Systems

Die Steuerungseinheit bildet ein Netzwerk von 13 Rechnern, mit dem die einzelnen Komponenten des Systems gesteuert und der Systemstatus ständig kontrolliert werden. Auf die Steuerungsrechner kann bei Bedarf auch über das Internet zugegriffen werden, so dass die Kontrolle und Bewertung des Systems direkt durch die Mitarbeiter am IAP möglich sind. Zum Messbetrieb ist vor Ort nur ein Operator notwendig um das System zu starten, zu bedienen und zu überwachen.

3.3 Zusammenfassung

Das ALOMAR RMR-LIDAR ist ein hoch automatisiertes, zuverlässiges und leistungsfähiges Lidarsystem zur Fernerkundung der mittleren Atmosphäre, mit dem routinemäßig auch unter Tageslichtbedingungen Messungen durchgeführt werden. Die technischen Daten des gesamten Systems sind nachfolgend in Tabelle 3.1 (S. 20) zusammengefasst.

Sendesystem				
1	Seeder-Laser (Innolight GmbH Prometheus 30)	cw-Nd:YAG Laser 1064 nm, 532 nm Spektral stabilisiert auf Jod-Absorptionslinie bei 532,132 nm Spektrale Stabilität $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 10^{10}$		
2	Leistungs-Laser (Spectra Physics PRO 290 - 30)	Gepulste Nd:YAG-Laser Pulsrate je 30,3 Hz Spektrale Stabilisierung über Seeder-Laser Strahlrichtungsstabilisierung über CCD-Kamera		
	Strahlparameter (nach Aufweitung)	Strahldurchmesser	Strahldivergenz	Richtungsstabilität
		20 cm	$< 100\mu\text{rad}$	$< 1\mu\text{rad}$
	Wellenlänge	Pulsdauer	Pulsenergie	Pulsleistung
	1064 nm	14 – 15 ns	360 mJ	24 MW
	532 nm	12 – 13 ns	360 mJ	27 MW
	355 nm	10 – 11 ns	215 mJ	20 MW
				„cw-Leistung“
				11 W
				11 W
				6,5 W
		Alle Wellenlängen werden koaxial in einem Strahl ausgesandt.		

Transferzweig				
2	Strahlführung	jeweils 3 motorisierte Strahlführungsspiegel		
		Regelschleife zur Laserstrahlausrichtung koaxial zum Teleskop-Gesichtsfeld mittels CCD-Kamera Richtungsstabilität < 20 μ rad		
2	Empfangsteleskope (Cassegrain)	Brennweite	f=8,345 m	
		Gesichtsfeld	FOV=180 μ rad	
	Primärspiegel (sphärisch)	Durchmesser	\varnothing =1,80 m	
	Sekundärspiegel (asphärisch)	Durchmesser	\varnothing =0,60 m	3
Aluminium-Substrat / Aluminium-Reflexschicht				
Beide Teleskope sind bis zu 30° aus dem Zenit schwenkbar.				
3	Glasfasern	Durchmesser	\varnothing =1,5 mm \varnothing =1,0 mm	
		numerische Apertur	NA=0,11 NA=0,22	
		Transmission 1064 nm >95% ; 532 nm >93% ; 355 nm >70%		
Nachweissystem				
1	Faser-Selektor	Zeitversetzter Nachweis des Lichts bei Doppel-Betrieb		
1	Chopper	Mechanischer Schutz der Detektoren vor zu hohen Signalstärken		
10	Kanäle AH, AL	Wellenlänge	spektrale Filterung	Bemerkung
		RMR-UV 355 nm	Interferenzfilter und Doppel-Etalon	intensitäts- kaskadiert
	DH, DM, DL	RMR-VIS 532 nm	Interferenzfilter und Doppel-Etalon	intensitäts- kaskadiert
		APD	RMR-IR 1064 nm	Interferenzfilter und Einfach-Etalon
	TR1	530,4 nm	Interferenzfilter	Rotations-Raman-
	TR2	529,1 nm		Streuung
	DS	608 nm (zu 532 nm)	Interferenzfilter	Vibrations-Raman-
	AU	387 nm (zu 355 nm)		Streuung
	Als Detektoren sind Photomultiplier im Einsatz (außer RMR-IR-Kanal). Die Detektoren sind mit elektronischem Überlastungsschutz ausgerüstet.			
	Systemsteuerung			
13	Computer zur Überwachung und Steuerung des gesamten Systems			
1	Operator zum Betrieb des gesamten Systems			
Online-Darstellung der laufenden Messung sowie Datenauswertung und Fernwartung über Internet-Schnittstelle möglich				

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der technischen Daten des ALOMAR RMR-Lidars.

Kapitel 4

Zusatzkanal

Mit dem ALOMAR RMR-Lidar sollen zukünftig regelmäßig Depolarisationsmessungen an Aerosolen, besonders an NLC-Partikeln, durchgeführt werden, um deren Form kontinuierlich zu untersuchen. Dazu ist es notwendig beide zueinander orthogonalen Polarisationsanteile gleichzeitig zu messen ohne die Messanordnung umzubauen. Die Voraussetzung dafür ist durch den Aufbau der Fokalbox (siehe Kap. 3.2.3) gegeben, denn es können beide vom Polarisationswürfel linear polarisierten zueinander orthogonalen Komponenten in Glasfasern eingekoppelt und zu der Nachweiseinheit geführt werden. Da aber bisher nur eine optische Nachweisbank zur Verfügung stand, konnte immer nur ein Polarisationsanteil untersucht werden. Dieser wurde dann mit einer Referenzmessung des zweiten Systems verglichen, um Aussagen über die Depolarisation ableiten zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine zusätzliche Nachweiseinheit aufgebaut, so dass eine zeitgleiche Messung beider Anteile möglich ist. Die Aufgabe dieses Zusatzkanals ist dabei der Nachweis des senkrecht zur Streuebene polarisierten Lichts der Ausgangswellenlänge $\lambda=532,13\text{nm}$. Der Aufbau dieses Nachweiskanals sowie die zur Dimensionierung notwendigen Überlegungen sind im Folgenden beschrieben.

4.1 Dimensionierung

Aus der genannten Intension für die Erweiterung des ALOMAR-Systems ergeben sich spezielle Anforderungen an den Aufbau des zusätzlichen Nachweiskanals:

Da in der geographischen Lage des ALOMAR-Observatoriums (Abb. 3.1, S. 11) die Sonne während der NLC-Saison zum größten Teil über dem Horizont steht, muß der Nachweiskanal so dimensioniert und aufgebaut werden, dass Messungen auch unter Tageslichtbedingungen möglich sind. Dies erfordert zum einen eine spektrale Filterung des rückgestreuten Lichts von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ [28], zum anderen eine räumliche Filterung, die durch die Größe des Teleskopgesichtsfelds bestimmt wird. Außerdem müssen auf Grund des geringen Anteils an depolarisiertem Rückstreulicht Detektoren mit möglichst hoher Empfindlichkeit eingesetzt werden.

4.1.1 Teleskopgesichtsfeld

Beim Aufbau des zusätzlichen Kanals wurde auf eine größtmögliche Symmetrie zu der bereits bestehenden Nachweiseinheit geachtet, um bei Bedarf einzelne Komponenten austauschen zu können. In bestimmten Fällen wurden allerdings gezielt Änderungen vorgenommen um die optischen Eigenschaften zu verbessern. Deshalb wird bei dem Zusatzkanal, im Unterschied zum Hauptzweig, eine Glasfaser mit einem Durchmesser von nur $\varnothing=1,0\text{ mm}$ für den Lichttransfer zwischen Teleskop und Nachweisoptiken verwendet. Das Gesichtsfeld des Teleskops wurde dadurch auf $\text{FOV}=\varnothing/f=120\ \mu\text{rad}$ beschränkt und somit die räumliche Filterung verbessert. Eine solche Minimierung des Glasfaserdurchmessers und somit des Gesichtsfeldes wird jedoch durch die Parameter des in die Atmosphäre ausgekoppelten Strahls (Strahldivergenz $\gamma = 100\ \mu\text{rad}$ und Strahlrichtungsstabilität $\leq 10\ \mu\text{rad}$) beschränkt, da der geometrische Überlapp von Strahl und Gesichtsfeld gewährleistet bleiben muß. Das Gesichtsfeld der Teleskope des ALOMAR-Systems ist auf einen minimalen Wert von $\text{FOV}=120\ \mu\text{rad}$ begrenzt.

4.1.2 Spektrale Filterung

Für eine spektrale Filterung ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$) des Rückstreusignals der Wellenlänge $\lambda=532\text{ nm}$ vom Untergrundsignal ist zur Zeit eine Kombination aus dielektrischen Interferenzfiltern und Fabry-Perot-Interferometern die einzig mögliche Lösung. Beide Filterarten stellen eine Anwendung des Prinzips der Vielstrahlinterferenz dar und sind nachfolgend näher beschrieben.

Dielektrische Interferenzfilter

Interferenzfilter sind Vielschichtsysteme aus dünnen optischen Schichten, die auf einer Trägerglasplatte deponiert werden. Zwei teildurchlässigen Metallschichten begrenzen eine absorptionsfreie dielektrische Distanzschicht, so dass es durch Mehrfachreflexion zwischen den Metallschichten zur Vielstrahl-Interferenz kommt. Für konstruktive Interferenz muss der Gangunterschied der austretenden Strahlen einem ganzzahligen Vielfachen m der Wellenlänge λ entsprechen

$$m\lambda = 2d\sqrt{\mu^2 - \sin^2\theta} \quad (m \in \mathbb{N}) . \quad (4.1)$$

Dabei steht μ für den Brechungsindex und d für die Dicke der dielektrischen Distanzschicht. Der Winkel der einfallenden Strahlen zu der Normalen der Distanzschicht wird durch θ charakterisiert. Auf Grund der variablen Ordnungszahl m zeigt ein Interferenzfilter auch unerwünschte Durchlassstellen, die durch optisches Verkitten mit Absorptionsfiltern beseitigt werden können. In den teildurchlässigen Metallschichten kommt es allerdings auch zu unkontrollierter Absorption, wodurch die Transmission des Filters abnimmt. Bei dielektrischen Interferenzfilter werden deshalb keine Metallschichten, sondern Stapel aus dielektrischen $\lambda/4$ -Schichten mit abwechselnd hoher und niedriger Brechzahl verwendet, die praktisch absorptionsfrei sind. Eine Einheit aus zwei dieser Stapel und einer dazwischenliegenden Distanzschicht wird auch als Kavität bezeichnet. Die erreichbare Halbwertsbreite der Filter ist umgekehrt proportional zur Dicke der dielektrischen Distanzschicht, so dass minimale Halbwertsbreiten der Interferenzfilter durch maximal erreichbare Schichtdicken und dadurch bedingte Transmission beschränkt sind.

Für die Wellenlänge $\lambda=532\text{ nm}$ sind derzeit Interferenzfilter mit minimaler Halbwertsbreite von $\text{FWHM}=0,1\text{ nm}$ kommerziell erhältlich. Es ist möglich auf ein Substrat mehrere Kavitäten übereinander aufzubringen und dadurch bei feststehender Halbwertsbreite die Form der Transmissionskurve zu variieren. Die Transmissionskurven (Abb. 4.1) eines 2-Kavitäten-Designs zeichnen sich durch steilere Flanken und verbesserte Unterdrückung an den Durchlassbereichsgrenzen aus. Die theoretischen Transmissionskurven wurden von der Firma Barr Associates zur Verfügung gestellt. Die technischen Daten eines für den Nachweiskanal geeigneten Filters sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

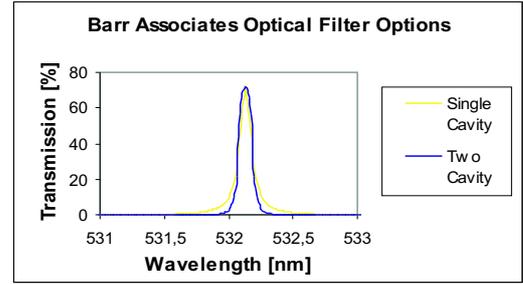


Abbildung 4.1: Theoretische Transmissionskurven für Interferenzfilter mit ein und zwei Kavitäten.

Die theoretischen Transmissionskurven wurden von der Firma Barr Associates zur Verfügung gestellt. Die technischen Daten eines für den Nachweiskanal geeigneten Filters sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

ZWL ¹	FWHM	Transmission	Blockung	Design	Durchmesser
532,13 nm ±0,05 nm	0,1 nm ±0,05 nm	> 40%	OD 5 (200 bis 1100 nm)	2-Kavitäten	50 mm

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der technischen Daten des Interferenzfilters.

Eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM}=0,1\text{ nm}$ bedeutet allerdings bei einer Wellenlänge von 532 nm eine spektrale Filterung von $\Delta\lambda/\lambda \approx 2 \cdot 10^{-4}$, was nur für den Messbetrieb während der Dunkelheit ausreichend ist. Um auch bei Tageslicht ein signifikantes Rückstreusignal zu erhalten, muss eine schmalbandigere Auflösung erreicht werden. Dies ist mit Hilfe von Fabry-Perot-Interferometern realisierbar.

Fabry-Perot-Interferometer

Ein Fabry-Perot-Interferometer ist ein optischer Resonator, der aus zwei planparallelen Glas- oder Quarzplatten besteht, welche typischerweise in einem festen Abstand und parallel zueinander aufgebaut sind. Daher werden Fabry-Perot-Interferometer auch als Etalons² bezeichnet. Die sich zugewandten Seiten der Planplatten sind für einen bestimmten Wellenlängenbereich teilverspiegelt, so dass jeweils ein Teil der Strahlung reflektiert und der andere transmittiert wird. Der reflektierte Anteil wird erneut reflektiert und nachfolgend durchsetzt wiederum ein Teil der Strahlung die Platte. Die austretenden Teilstrahlen sind kohärent und interferieren. Je nach Phasendifferenz der Strahlen findet dabei Verstärkung oder gegenseitige Auslöschung der Strahlen statt. Für die Phasendifferenz φ zwischen zwei parallel hinter dem Etalon austretenden Lichtstrahlen gilt

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2\mu d \cos \theta, \quad (4.2)$$

wobei μ für den Brechungsindex des Mediums zwischen den Etalonplatten und d für den Plattenabstand steht. Die Transmission eines Etalons wird durch die Airy-Funktion, unter Vernachlässigung der

¹Zentrale Wellenlänge

²Etalon ist die allgemeine Bezeichnung für ein unveränderliches Normalmaß[29].

Absorption, folgendermaßen beschrieben

$$I_T = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad \text{mit} \quad F = \frac{4R^*}{(1 - R^*)^2}. \quad (4.3)$$

Dabei steht I_T für die Intensität des transmittierten Lichts und I_0 für die Intensität des einfallenden Lichts. Die Reflektivität der Etalonplatten wird durch R^* charakterisiert. Demzufolge erreicht die Transmission bei einer Phasendifferenz von

$$\varphi = 2m\pi \quad (m \in \mathbb{N}), \quad (4.4)$$

Maximalwerte. Nach Gleichung 4.2 (S. 23) ergibt sich die Resonanzbedingung für maximale Transmission demnach zu

$$m\lambda = 2d\mu \cos \theta \quad (m \in \mathbb{N}), \quad (4.5)$$

und vereinfacht sich bei senkrechten Lichteinfall ($\theta = 0$) zu

$$m\lambda = 2d\mu \quad (m \in \mathbb{N}). \quad (4.6)$$

Diese Bedingung ist für verschiedene Wellenlängen und den entsprechenden Interferenzordnungen m erfüllt. Um bei einem festen Plattenabstand die Ordnung der Interferenz (m) um eins zu erhöhen ($m+1$), muss die Wellenlänge um einen gewissen Betrag verändert werden. Diese Wellenlängenänderung wird als freier spektraler Bereich (FSR³) bezeichnet

$$FSR = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2\mu d}. \quad (4.7)$$

Der freie spektrale Bereich beziffert demnach den Abstand zweier benachbarter Wellenlängen für welche die Transmissionsbedingung (Gl. 4.6, S. 24) erfüllt ist. Bei einem Lidarexperiment wird die Wellenlänge durch den Sendelaser vorgegeben, so dass die Filterelemente auf diese spezielle Wellenlänge angepasst werden müssen. Um die Durchlasswellenlänge eines Etalons, innerhalb des freien spektralen Bereichs variieren zu können, gibt es, nach Gl. 4.5 (S. 24), drei prinzipielle Möglichkeiten:

- Variation des Plattenabstandes

Durch den Einsatz von Piezo-Motoren kann der Plattenabstand mit einer Genauigkeit von < 10 nm variiert werden und somit der Spektralbereich schnell und reproduzierbar abgetastet werden. Es muß dabei jedoch die Parallelität der Etalonplatten erhalten bleiben. Auf Grund der hohen Empfindlichkeit gegenüber den Umgebungsbedingungen muß diese Methode in einer Druck- und Temperatur stabilisierten Umgebung durchgeführt werden. Da dennoch die Piezo-Motoren ständig kontrolliert und der Plattenabstand korrigiert werden muß, ist diese Methode technisch und finanziell aufwendig, wird aber in einigen Nachweiskanälen des ALOMAR-Systems erfolgreich angewandt.

- Variation des Einfallwinkels

Der Winkel unter welchem ein Strahlenbündel auf die Etalonplatten trifft, kann durch Verkippen des gesamten Etalons verändert und somit die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden. Dies erfordert zwar

³Free Spectral Range

nur einen geringen technischen Aufwand, jedoch sinkt die Transmission des Etalons mit steigenden Kippwinkel drastisch. In [30] wird gezeigt, dass bei Verkippen des Etalons um 18,5 mrad eine um den Faktor 4,8 geringere Filterwirkung (Signal / Untergrund), als beim Betrieb senkrecht zum Strahlengang, erreicht wurde. Die maximale Transmission betrug dabei nur 18%. Bei den dazu durchgeführten Untersuchungen wurde u.a. ein Etalon verwendet, welches die gleichen Parameter wie das zur Verfügung stehende Etalon besitzt (siehe Tab. 4.2, S. 27). Daher sind ähnliche Ergebnisse auch für dieses Etalon zu erwarten.

- Variation des Brechungsindex

Eine weitere Einstellmethode mit der sich das Etalon auf eine Durchlasswellenlänge abstimmen lässt, ist die Veränderung des Brechungsindex zwischen den Etalonplatten. Der Brechungsindex lässt sich durch eine Druckänderung und damit einer Änderung der Teilchenzahldichte zwischen den Platten variieren. Auch eine Änderung der Gaszusammensetzung wäre denkbar, wobei die präzise Herstellung eines entsprechenden Gasgemisches und die Kontrolle des Brechungsindex technisch sehr aufwendig erscheinen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Feinabstimmung des Etalons auf die Wellenlänge $\lambda=532,13$ nm eine Drucksteuerung entwickelt und aufgebaut.

Bei Erfüllung der Transmissionsbedingung wird die maximale Transmission eines idealen Etalons nach der Airy-Funktion (Gl. 4.3, S. 24) nur von der Absorption A^* und Reflektivität R^* der Plattenoberflächen beeinflusst

$$I_T = I_0 \left(1 - \frac{A^*}{1 - R^*}\right)^2 . \quad (4.8)$$

Bei üblichen Reflektivitäten von $R^* > 95\%$ und $A^* \ll 1\%$ sollte demnach die maximale Transmission theoretisch bei $T_{max}^* > 80\%$ liegen. Dieser ideale Transmissionswert ist jedoch praktisch nicht zu erreichen. Die in den VIS-Kanälen des ALOMAR-Systems eingesetzten Etalons weisen zum Beispiel eine maximale Transmission von 40% auf. Da diese zu einem Doppel-Etalon kombiniert wurden, sinkt die maximale Transmission sogar auf nur 16%. Neben der Transmission wird auch die Halbwertsbreite und damit die Filterwirkung und das Auflösungsvermögen eines Etalons vor allem durch die Verarbeitungsqualität der Etalonplatten und deren Oberflächenbeschichtung bestimmt. Die Qualität eines Etalons bezeichnet man als Finesse F^* , die sich aus verschiedenen Einzelfinessen zusammensetzt und die Abweichungen von einem idealen Etalon beschreibt. Die drei wichtigsten Einzelfinessen sind die:

- Reflektivitätsfinesse F_R^*

Die Reflektivitätsfinesse wird durch das Reflexionsvermögen R^* der beschichteten Oberflächen bestimmt und errechnet sich zu

$$F_R^* = \frac{\pi \sqrt{R^*}}{1 - R^*} . \quad (4.9)$$

- Plattendefektfinesse F_q^*

In der Praxis besitzen die Etalonplatten immer kleinste Welligkeiten und Rauigkeiten, welche die Phasenfront der reflektierten Welle verzerren. Ist die maximale Verzerrung nach der Reflexion an der Spiegelfläche

gegenüber der idealen Wellenfront $2\pi/q$, so wird die Ebenheit der Fläche als λ/q ($q \in \mathbb{N}$) angegeben. Die Plattendefektfinesse F_q^* ist dann

$$F_q^* = \frac{q}{2} . \quad (4.10)$$

- Parallelitätsfinesse F_p^*

Variiert der Plattenabstand über den Durchmesser der Etalonplatten um $1/p$ so ist die Parallelitätsfinesse F_p^*

$$F_p^* = \frac{p}{\sqrt{2}} . \quad (4.11)$$

Die Gesamtfinesse ergibt sich aus den Einzelfinessen zu

$$\frac{1}{F^*} = \sqrt{\sum \left(\frac{1}{F_i^*}\right)^2} . \quad (4.12)$$

Aus der Gesamtfinesse und dem freien spektralen Bereich lässt sich mit

$$FWHM = \frac{FSR}{F^*} \quad (4.13)$$

die Halbwertsbreite und somit die spektrale Filterung $\frac{FWHM}{\lambda}$ des Fabry-Perot-Interferometers bestimmen.

Die Transmission und die Halbwertsbreite eines Etalons werden neben den Etalonparametern zusätzlich durch die Divergenz γ des einfallenden Strahlenbündels beeinflusst. In einem divergenten Strahlenbündel sind alle möglichen Winkel $0 \leq \theta \leq \gamma$ enthalten. Für die zentrale Wellenlänge λ_0 ist die Transmissionsbedingung (Gl. 4.6, S. 24) aber nicht für alle Winkel erfüllt, so dass aus einem divergenten Strahlenbündel immer nur ein Teil des Lichts der zentralen Wellenlänge maximal transmittiert wird. Bei leicht verändertem Einfallswinkel ($\Delta\theta \ll 1$) verschiebt sich das Durchlassmaximum zu kleineren Wellenlängen gemäß [30]

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \cdot (\cos(\theta_0 + \Delta\theta) - \cos\theta_0) . \quad (4.14)$$

Die Verschiebung des Durchlassmaximums nimmt dabei mit steigendem Kippwinkel des Etalons zu und damit die Transmission und Filterwirkung des Etalons ab. Außerdem werden in einem divergenten Strahlenbündel neben der zentralen Wellenlänge auch alle anderen Wellenlängen maximal transmittiert für welche die Transmissionsbedingung (Gl. 4.5, S. 24) mit $-\frac{\gamma}{2} \leq \theta \leq \frac{\gamma}{2}$ erfüllt ist. Dadurch kommt es zu einer Verbreiterung der eigentlichen Halbwertsbreite. Diese Divergenzverbreiterung ergibt sich bei senkrechtem Lichteinfall ($\theta=0$) nach [31] zu

$$FWHM_\gamma = \lambda \frac{(\gamma)^2}{8} \quad (4.15)$$

und addiert sich mit FWHM gemäß

$$FWHM_{eff} = \sqrt{FWHM_\gamma^2 + (FWHM)^2} . \quad (4.16)$$

Bei einem gekippten Etalon nimmt diese Divergenzverbreiterung mit steigendem Kippwinkel zu [30]. Je größer der Winkel des einfallenden Strahls zur Flächennormalen des Etalons, umso schlechter ist demnach die Filterwirkung des Etalons.

Das für den Aufbau des Zusatzkanals verwendete Etalon besitzt einen Plattendurchmesser von 80 mm, entsprechend einem optisch nutzbaren Durchmesser von etwa 60 mm. Aus den Parametern des Empfangsteleskops, $\gamma_{Tel}=120\mu\text{rad}$ und $\varnothing_{Tel} = 1,8\text{ m}$, ergibt sich ein Divergenz-Durchmesser-Produkt von $DDP = 2,16 \cdot 10^{-4}\text{ radm}$. Es ergeben sich somit, bei einer Wellenlänge von $\lambda=532\text{ nm}$, die in Tabelle 4.2 zusammengestellten Daten für das Etalon.

Platten- abstand d	1,181 mm	Strahl- divergenz γ	$\pm 1,8\text{ mrad}$	Divergenz- verbreiterung $\Delta\lambda_\gamma$	0,9 pm
Platten- durchmesser	80 mm	Finesse F^* (lt. Hersteller)	≈ 20	Halbwerts- breite $FWHM$	6 pm
nutzbarer Durchmesser	60 mm	freier Spektral- bereich FSR	120 pm	effektive Halb- wertsbreite $FWHM_{eff}$	6,1 pm

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der technischen Daten des Etalons.

Mit dem verwendeten Etalon ist demnach die geforderte spektrale Filterung $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ realisierbar. Es ist dazu allerdings notwendig, das Etalon mit einem dielektrischen Interferenzfilter zu kombinieren, dessen Halbwertsbreite kleiner als der freie spektrale Bereich des Etalons ist.

4.1.3 Drucksteuerung des Etalons

Die Transmissionsbedingung ist bei einem festen Plattenabstand von $d=1,181\text{ mm}$ und senkrecht einfallendem Licht ($\theta=0$) für die Wellenlänge $\lambda=532\text{ nm}$ unter den Umgebungsbedingungen im Detektorraum des ALOMAR-Systems ($p=p_{Luft}$, $T=18^\circ\text{ C}$) nicht erfüllt. Unter diesen Umständen liegt die Laserwellenlänge zwischen zwei maximal transmittierten Wellenlängen. Um durch Variation des Brechungsindex μ die Wellenlänge über einen freien spektralen Bereich verschieben zu können, gilt

$$\begin{aligned}
 \left(\lambda + \frac{\lambda^2}{2d\mu}\right)m &= (\mu + \Delta\mu)2d \\
 \lambda m + \frac{\lambda^2 m}{2d\mu} &= 2d\mu + 2d\Delta\mu \\
 \text{mit Gl. 4.6 (S. 24)} \quad \Delta\mu &= \frac{\lambda}{2d} .
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Der Brechungsindex hängt neben der Frequenz der Strahlung auch von den Eigenschaften des durchlaufenen Mediums ab, welche durch Veränderung der Umgebungsbedingungen beeinflusst werden können. Bei Gasen kann beispielsweise durch Variation des Drucks oder des Mischungsverhältnisses die Teilchendichte verändert werden. In einem abgeschlossenen Volumen V kann die Abhängigkeit des Brechungsindex μ von der Teilchendichte n durch die Lorenz-Lorentz-Gleichung, wie folgt, beschrieben werden

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \cdot \alpha \cdot n , \tag{4.18}$$

wobei α für die mittlere Polarisierbarkeit der Moleküle steht. In erste Näherung ist der Brechungsindex von Gasen $\mu = 1$, so dass sich diese Gleichung, nach [32], mit $(\mu^2 + 2) = 3$ und $(\mu^2 - 1) = 2(\mu - 1)$ folgendermaßen vereinfachen lässt

$$(\mu - 1) = 2\pi\alpha \cdot n . \tag{4.19}$$

Der Brechungsindex von Gasen wird üblicherweise durch die Refraktivität $(\mu - 1)$ beschrieben. Die Refraktivität eines idealen Gases, wie Luft, ist demnach proportional zur Teilchenzahldichte

$$(\mu - 1) \sim n = \frac{N}{V} .$$

Unter Berücksichtigung der idealen Gasgesetze kann die Teilchenzahldichte mit Hilfe der Normbedingungen $p = p_0$ und $T = T_0$, der Avogadro-Konstante N_A und des molaren Volumen V_m auch folgendermaßen ausgedrückt werden

$$(\mu - 1) \sim \frac{N}{V} = \frac{pT_0N_A}{Tp_0V_m} .$$

Für die Refraktivität unter Normbedingungen $(\mu_0 - 1)$ gilt entsprechend

$$(\mu_0 - 1) \sim \frac{N_A}{V_m} .$$

Es kann also geschrieben werden

$$\frac{\mu - 1}{\mu_0 - 1} = \frac{pT_0}{Tp_0} , \quad (4.20)$$

so dass nach Differenzieren und Umstellen für die erforderliche Druckänderung gilt

$$dp = \frac{p_0T}{(\mu_0 - 1)T_0} \cdot d\mu . \quad (4.21)$$

Die durchschnittliche Temperatur im Detektorraum des ALOMAR RMR-Lidars beträgt 18°C . Für die Refraktivität von Luft unter Normbedingungen wird in der Literatur $(\mu_0 - 1) = 2,95 \cdot 10^{-4}$ [33] angegeben. Es ergeben sich somit nach Gl. 4.17 (S. 27) und Gl. 4.21 (S. 28) die in Tabelle 4.3 zusammengestellten Werte, die durch eine Etalonfeinabstimmung realisiert werden müssen, um einen freien spektralen Bereich des Etalons abzudecken. Die praktische Umsetzung ist in Kapitel 4.2.2 beschrieben.

	$\Delta\lambda$	$\Delta\mu$	Δp
<i>FSR</i>	120 pm	$2,25 \cdot 10^{-4}$	0,82 bar

Tabelle 4.3: Freier Spektraler Bereich des Etalons.

4.2 Aufbau

Der Gesamtaufbau des Zusatzkanals ist in Abbildung 4.2 schematisiert und wird im Folgenden näher beschrieben. Die technischen Daten der eingesetzten Optiken sind in Tabelle 4.4 zusammengestellt.

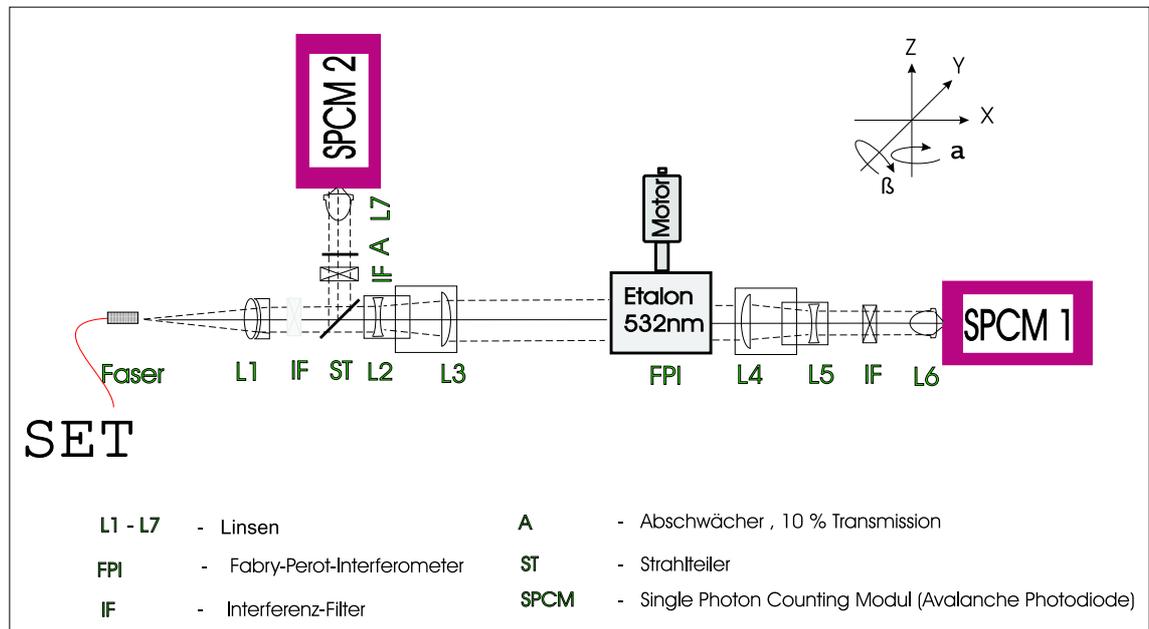


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Zusatzkanals. Das depolarisierte Rückstreulicht wird über eine Glasfaser vom SET zum Zusatzkanal geleitet und in diesen eingekoppelt. Der Strahlengang wird parallelisiert und durch einen Strahlteiler in einen Haupt- und einen Nebenzweig zerlegt. In beiden Zweigen wird das Licht mittels Interferenzfiltern spektral gefiltert und die Lichtintensität mit Avalanche-Photodioden detektiert. Im Hauptzweig wird der Strahl aufgeweitet, um mittels eines druck-optimierten Etalons eine höhere spektrale Filterung zu erreichen, und nachfolgend wieder verengt. Die Zweige sind intensitätskaskadiert und messen das Rückstreulicht aus unterschiedlichen Höhenbereichen.

	Spezifikationen	Hersteller
Faser	$\varnothing = 1,0 \text{ mm}$, $NA=0,22$, $T > 93\%$	CeramOptics
L1	Achromat-Linse , $\varnothing = 50,8 \text{ mm}$, $f = 160 \text{ mm}$, AR - MgF_2	JMLOptical
L2, L5	Bikonkav-Linse , $\varnothing = 50,8 \text{ mm}$, $f = -75 \text{ mm}$, AR - MgF_2	Newport
L3, L4	Plankonvex-Linse , $\varnothing = 76,2 \text{ mm}$, $f = 127 \text{ mm}$, AR - MgF_2	JML Optical
L6, L7	Asphärische Kondensorlinse , $\varnothing = 40 \text{ mm}$, $\varnothing_{asph} = 38 \text{ mm}$ $f/\varnothing = 0.58$, hintere Arbeitsweite = $7,55 \text{ mm}$, AR - MgF_2	Newport
IF	Interferenzfilter , $\varnothing = 50,8 \text{ mm}$, $FWHM=0,3 \text{ nm}$	Barr Assoc.
FPI	Fabry-Perot-Interferometer , siehe Tab. 4.2, [31]	B. Halle Nf
ST	Strahlteiler , $T^* > 99\%$ VIS , S,P-Pol	
A	Abschwächer , $T^* = 10\%$	

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der verwendeten Optiken.

4.2.1 Lichteinkopplung und Strahlführung

Der senkrecht polarisierte Anteil des rückgestreuten Lichts der Wellenlänge $\lambda=532\text{ nm}$ wird durch eine Glasfaser mit einem Durchmesser $\varnothing=1\text{ mm}$ und einer Transmission von $T^* >93\%$ vom Teleskop (SET) zum Nachweiszweig geleitet, wo das Licht in den Nachweiskanal eingekoppelt und parallelisiert wird. Aus Symmetriegründen zu den Hauptkanälen wurde der Strahldurchmesser zu $\varnothing_{\text{Strahl}}=36\text{ mm}$ und die Höhe der optischen Achse auf 180 mm festgelegt. Aus diesen Vorgaben und dem Einkoppelwinkel des Teleskops ($\text{NA}=0.11$) ergibt sich nach

$$g = \frac{\varnothing_{\text{Strahl}}}{2 \tan \arcsin \text{NA}} \quad (4.22)$$

der Abstand g zwischen Faser und Einkoppellinse (L1), wobei die Ausdehnung der Lichtquelle zu berücksichtigen ist. Um das Licht zu parallelisieren, muss die Brennweite der Linse nahezu dem Abstand g entsprechen. Um gleichzeitig die sphärischen Aberrationen zu minimieren wurde dafür eine Achromatlinse mit einer Brennweite von $f=160\text{ mm}$ gewählt. Bei einem Strahldurchmesser von $\varnothing_{\text{Strahl}}=36\text{ mm}$ ist allerdings die Restdivergenz für eine effektive Filterleistung des Etalons zu groß, so dass der Strahl vor dem Etalon entsprechend aufgeweitet werden muss. Dies wurde durch den Aufbau eines Galilei-Teleskops realisiert (L2, L3). Derartige Aufweitungsteleskope (AWT) bestehen aus einer Linse mit negativer und einer Linse mit positiver Brennweite, deren Summe im Idealfall gerade den Linsenabstand und deren Quotient den Aufweitungsfaktor beschreiben. In der Praxis müssen aber sowohl die räumliche Ausdehnung, als auch die Aberrationen der Linsen berücksichtigt werden. Außerdem kann der reelle Strahlengang, bedingt durch die hohe Restdivergenz, nicht gänzlich parallelisiert werden. Es ist aber möglich durch geeignete Justage den Durchmesser der Einhüllenden über eine gewisse Strecke konstant zu halten. In diesem Fall ist ein Großteil des Strahlenbündels konvergent und erzeugt in ungefähr $3,5\text{ m}$ Entfernung eine Abbildung der Glasfaser. Um die Effekte der hohen Restdivergenz und der Linsenfehler zu untersuchen, wurde mittels eines optischen Strahlsimulationsprogrammes (Raytracer) der Strahlengang des Zusatzkanals simuliert. Dies ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Hierbei wurde die für Cassegrain-Teleskope

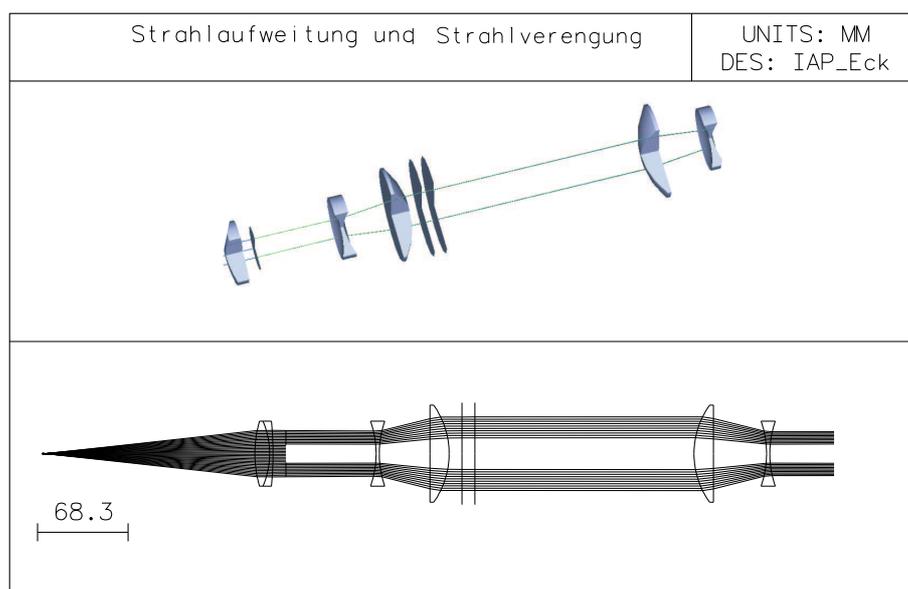


Abbildung 4.3: Simulierter Strahlengang durch die Aufweitungsteleskope.

typische Vignettierung durch den Sekundärspiegel in der Mitte des Strahls berücksichtigt, da durch die verwendeten Multi-mode-Glasfasern die Winkelverteilung der Einkopplung vom Teleskop zum Nachweiszweig übertragen werden. Das Etalon ist nur durch zwei Glasplatten angedeutet. Aus einer elektronischen Linsendatenbank kommerziell erhältlicher Linsen wurden mehrere geeignete Linsenkombination herausgesucht und jeweils die Wellenfrontfehler der Linsenkombinationen bei optimalen Linsenabstand simuliert. Der Wellenfrontfehler repräsentiert die Gesamtheit der monochromatischen Linsenfehler und muß daher minimal gehalten werden. Für die Linsenkombination mit minimalen Wellenfrontfehler ergab sich ein optimaler Linsenabstand von 39,25 mm und ein entsprechender Aufweitungsfaktor von 1,67. Der Strahldurchmesser wird somit auf $\varnothing_{\text{Strahl}}=60\text{ mm}$ vergrößert und entsprechend die Divergenz auf $\gamma = \pm 1,8\text{ mrad}$ herabgesetzt. Nach Durchgang des Lichts durch das Etalon wird der Strahl wieder auf $\varnothing_{\text{Strahl}}=36\text{ mm}$ verengt, um mit asphärischen Kondensorenlinen (L6, L7), die nur bis zu einem Durchmesser von $\varnothing=40\text{ mm}$ erhältlich sind, eine möglichst kleine Abbildung auf der Chipfläche des Detektors zu erreichen. Für die Strahlverengung wurde ein weiteres Teleskop mit entgegengesetzter Linsenordnung aufgebaut (L4, L5). Um die Justage der Teleskoplinen zu erleichtern, wurde für diese ein Gehäuse entworfen und gefertigt, welches mittels eines Feingewindes die genaue Regulierung des Linsenabstandes ermöglicht, ohne dabei die Höhe der Linsen zu verstellen oder die Linsen zu verkippen. Die Zentrierung der Linsen zueinander wurde mechanisch fest vorgegeben nachdem durch die Simulation sicher gestellt wurde, dass die Fertigungsgenauigkeiten von Linsen und Mechanik eine ausreichende optische Qualität zulassen. Die technische Zeichnung eines solchen Teleskopgehäuses ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Kenntnis des genauen Linsenabstandes war für die Dimensionierung des Gehäuses eine notwendige Voraussetzung und konnte aus der Linsensimulation gewonnen werden. Desweiteren wurden sowohl die Glasfasereinkopplung als auch die Ständer der einzelnen Optiken speziell dimensioniert und angefertigt um die optische Achse auf die entsprechende Höhe zu fixieren. An entscheidenden Stellen wurden zusätzlich Präzisionsverstelltische zur Feinjustage verwendet. Um störende Reflexionen zu vermindern, wurden alle speziell gefertigten Komponenten, wie in der Optomechanik üblich, schwarz eloxiert. Die Tabelle 4.5 (S. 32) gibt einen Überblick über die Justagefreiheiten des Aufbaus. Die angegebenen Koordinaten sind in Abbildung 4.2 (S. 29) eingezeichnet.

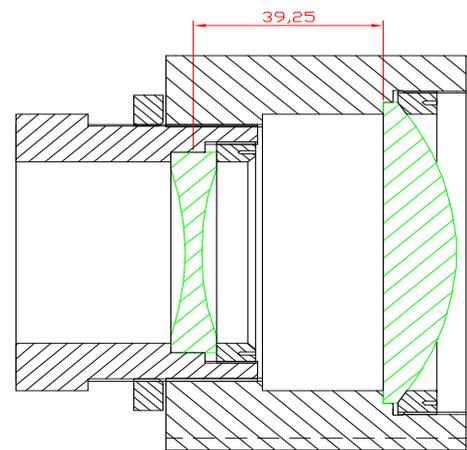


Abbildung 4.4: Technische Zeichnung des Aufweitungsteleskops. Durch das Teleskopgehäuse kann der Linsenabstand mit einem Feingewinde genau reguliert werden ohne dabei die Zentrierung der Linsen zu verändern.

Faserhalter	fixiert	Interferenzfilter	x, y (grob), α , β (fein)
Einkoppellinse (L1)	x, y, z, α , β (fein)	Kondensorlinsen (L6, L7)	x, y, z, α (grob)
AWT(L2, L3)	x, y, z, α , β (fein)	SPCMs	x, y, z, α , β (fein)
AWT(L4, L5)	x, y, α , β (grob)	Strahlteiler	x, y, z, α (grob)
Etalon	x, y (grob), α , β (fein)	Abschwächer	x, y, z, α (grob)

Tabelle 4.5: Überblick über die Justagefreiheiten des Aufbaus.

4.2.2 Praktische Realisierung der Etalonsteuerung

Das Etalon soll durch Variation des Brechungsindex zwischen den Etalonplatten auf die Laserwellenlänge ($\lambda=532,13$ nm) abgestimmt werden. Dies ist über die Variation der Teilchenzahldichte durch Veränderung des Volumens möglich. Da das Volumen zwischen den Etalonplatten V_{Etalon} durch diese selbst und das Etalongehäuse fest vorgegeben ist wurde V_{Etalon} gasdicht mit einem variablen Volumen V_{var} verbunden. Das resultierende Gesamtvolumen $V_{Ges} = V_{Etalon} + V_{var}$ wurde dann bei Umgebungsbedingungen mit Luft befüllt, verschlossen und abgedichtet. Da die Laserwellenlänge nicht mehr als einen halben FSR von einem Transmissionsmaxima entfernt liegen kann, wurde der Aufbau so dimensioniert, dass sowohl durch Kompression als auch durch Entspannung von V_{var} eine Druckänderung von $\Delta p = 0,41$ bar realisierbar ist.

Voraussetzung für die Funktionalität eines solchen Aufbaus ist die Dichtheit des Gesamtsystems. Als variables Volumen wurde eine Schiebedurchführung aus der Hochvakuumtechnik über einen DN16CF Normflansch mit dem Etalongehäuse verbunden. Allerdings musste zusätzlich auch das Gehäuse selbst abgedichtet werden. Zunächst wurde versucht das Gehäuse mit O-Ringen abzudichten. Durch den dafür notwendigen Anpressdruck wurden aber die Etalonplatten zwischen den Distanzplättchen leicht (um ca. 50 nm) verbogen, wodurch das Licht nicht mehr homogen über die Plattenfläche transmittiert wurde und daraus resultierend die Gesamttransmission des Etalons nicht mehr zufriedenstellend war. Um möglichst geringe Kräfte auf die Etalonplatten wirken zu lassen, wurde das Gehäuse mit Silikondichtmasse verklebt und bei Raumtemperatur ausgehärtet. Nach Wutz [34] wird die Dichtheit eines Systems durch die Leckrate q charakterisiert. Diese bestimmt den Druckabfall Δp in einem Ausgangsvolumen V innerhalb der Standzeit Δt und ist folgendermaßen definiert

$$q = \frac{V \cdot \Delta p}{\Delta t} . \quad (4.23)$$

Die Leckrate der Schiebedurchführung wurde vom Hersteller auf $q = 1 \cdot 10^{-11} \frac{\text{lmbar}}{\text{s}}$ zertifiziert. Für das Gehäuse und die Flanschverbindung wurde mittels eines Helium-Lecktesters der Firma Pfeiffer Vacuum eine He-Leckrate von $q_{\text{He}} = 8 \cdot 10^{-9} \frac{\text{lmbar}}{\text{s}}$ bestimmt. Die Druckdifferenz betrug dabei $\Delta p = 1$ bar. Daraus lässt sich die Luftleckrate q_{Luft} , für eine maximal erforderliche Druckdifferenz von $\Delta p = 0,41$ bar, über die molaren Massen von Luft M_{Luft} und Helium M_{Helium} , wie folgt, ableiten [34]

$$\frac{q_{\text{He}}}{q_{\text{Luft}}} = \frac{\sqrt{M_{\text{Luft}}}}{\sqrt{M_{\text{He}}}} = 2,7 \quad (4.24)$$

$$q_{\text{Luft}} = \frac{q_{\text{He}}}{2,7} \cdot 0,41 = 1,2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{lmbar}}{\text{s}} . \quad (4.25)$$

Da der Zusatzkanal hauptsächlich während der NLC-Saison verwendet wird, ergibt sich eine Standzeit von 90 Tage = $7,776 \cdot 10^6$ s. Das Volumen zwischen den Etalonplatten beträgt ca. $V_{Etalon} = 6 \cdot 10^{-3}$ l, so dass sich, nach Gl. 4.23 (S. 32), der Druckabfall und, nach Gl. 4.21 (S. 28), die entsprechende Brechzahländerung über die gesamte NLC-Saison abschätzen lässt. Aus Gl. 4.6 (S. 24) folgt nach Differenzieren

$$\frac{d\mu}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \frac{m\lambda}{2d} = \frac{m}{2d} = \frac{\mu}{\lambda}. \quad (4.26)$$

Der Brechungsindex beträgt, nach Gl. 4.20 (S. 28), mit $p = p_0 - 0,41$ bar und $T = 18^\circ$ C

$$\mu = (\mu_0 - 1) \frac{pT_0}{Tp_0} + 1 = 1,000165 \quad (4.27)$$

so dass nach

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\mu}{\mu}$$

sich das zentrale Durchlassmaximum über die gesamte NLC-Saison durch Druckveränderung nicht mehr als

$$\Delta\lambda = 0,23 \text{ pm}$$

verschoben sollte.

Dennoch wurde in mehreren Testmessungen wiederholt ein deutlicher Transmissionsabfall registriert und dokumentiert, was darauf schließen lässt, dass die zentrale Durchlasswellenlänge durch andere äussere Faktoren beeinflusst wird. Die zwei wahrscheinlichsten Einflussgrößen sind hierbei die Temperatur und der Umgebungsdruck. Durch eine temperaturbedingte Druckänderung bleibt zwar die Teilchenanzahl in einem abgeschlossenen System konstant, jedoch muß die Temperaturabhängigkeit der Materialien berücksichtigt werden. Auch wenn die Abstandshalter zwischen den Etalonplatten mit $\alpha_{Quarzglas} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ einen niedrigen Ausdehnungskoeffizienten aufweisen, ändern sich mit der Temperatur sowohl der Plattenabstand als auch das Volumen zwischen den Etalonplatten und somit die Teilchendichte. Außerdem können durch die temperaturbedingte Ausdehnung des Gehäuses und der Schraubbefestigung, welche aus Aluminium bestehen, Spannungen und Kräfte auf die Etalonplatten übertragen werden, die einen Transmissionsabfall zur Folge haben. Um diese Vermutung zu untersuchen wurde zusätzlich zur Transmission gleichzeitig über mehrere Stunden die Temperatur des

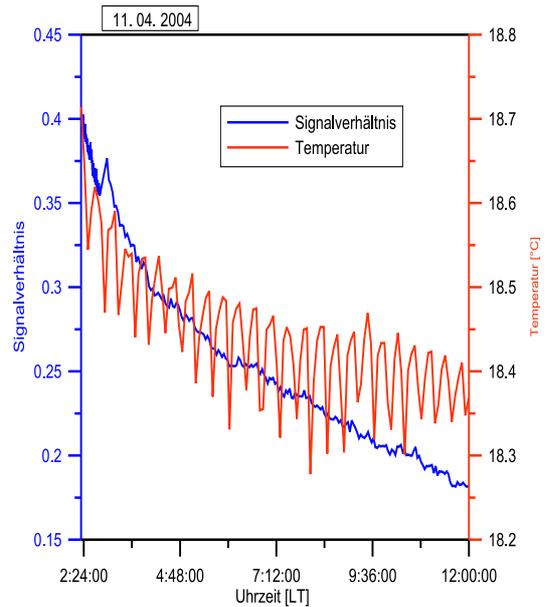


Abbildung 4.5: Testmessung vom 11. 04. 2004. Sowohl das Signalverhältnis als auch die Raumtemperatur sinken kontinuierlich ab. Die Temperatur läuft aber auf Grund einer Raumtemperaturstabilisierung auf einen konstanten Wert zu, während das Signalverhältnis weiter abfällt. Die kurzperiodische Variation der Temperatur ist auf das automatische Ein- und Ausschalten eines im Raum befindlichen Klimagerätes zurückzuführen.

Etalongehäuses mittels eines Thermowiderstandes gemessen. Eine solche Messkurve ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sowohl das Signalverhältnis als auch die mittlere Temperatur kontinuierlich absinken. Allerdings läuft die Temperatur nach einer gewissen Zeit auf einen konstanten Wert zu. Dies entspricht den Erwartungen, denn der Detektorraum des ALOMAR RMR-Lidars ist mit einer aktiven Temperaturstabilisierung ($T=18 \pm 1$ K) ausgerüstet. Das Signalverhältnis, und somit die Transmission, sinkt aber auch bei einer nahezu konstanten Temperatur weiterhin ab. Eine mögliche Ursache dafür könnte die Änderung des Umgebungsdrucks sein. In Abbildung 4.6 (S. 34) ist der zeitliche Verlauf des Luftdrucks zum Zeitpunkt der Testmessung zu sehen. Diese Daten wurden von der ALOMAR-Wetterstation aufgezeichnet. Der Umgebungsdruck ist über den gesamten Zeitraum der Messung kontinuierlich angestiegen. Ein kausaler Zusammenhang zwischen diesem Anstieg und dem Transmissionsabfall kann auf Grund der Monotonie der Kurvenverläufe nicht gezeigt aber auch nicht ausgeschlossen werden.

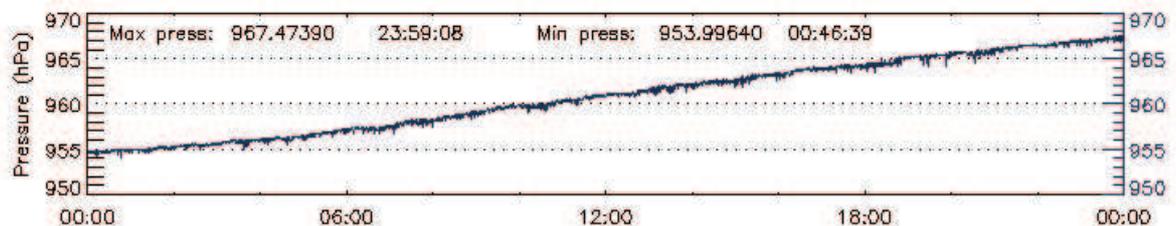


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf des Umgebungsdrucks am 11.04.2004 aufgezeichnet von der ALOMAR-Wetterstation.

Die genauen Ursachen für den beobachteten Transmissionsabfall konnten bisher noch nicht bestimmt werden. Um dennoch die Funktionsfähigkeit des Nachweiskanal zu gewährleisten und verwertbare atmosphärische Messungen zu ermöglichen wurde die Etalonsteuerung motorisiert. Dazu wurde die Schiebepföhrung mechanisch mit einem 5-Phasen-Schrittmotor verbunden und ein Steuerprogramm für diesen entwickelt. Durch die Motorisierung ist es möglich flexibel auf Umgebungseinflüsse zu reagieren und Veränderungen zu kompensieren. Zu Beginn von atmosphärischen Messungen muß das Etalon auf optimale Transmission justiert und wenn nötig im Verlauf der Messung nachgestellt werden ohne dabei die Messung unterbrechen zu müssen. Der Schrittmotor ist mit einem Endschalter ausgerüstet, so dass nach einer Referenzfahrt der Motor absolut positioniert werden kann. Außerdem kann es dadurch nicht zu einer Überbeanspruchung der Mechanik kommen. Die Abbildung 4.8 (S. 37) zeigt das Etalon mit motorisierter Drucksteuerung, wie es in den Zusatzkanal eingebaut wurde.

4.2.3 Interferenzfilter

Wie in Kapitel 4.1.2 bereits erwähnt, ist eine Kombination aus Etalon und Interferenzfilter notwendig, um eine effektive spektrale Filterung von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ zu erreichen. Die Halbwertsbreite des Interferenzfilters muss dazu kleiner als der freie spektrale Bereich des Etalons sein. Mit einer solchen Kombination ist es möglich einen ausreichend schmalen Wellenlängenbereich zu separieren. Auf Grund eines Produktionsfehlers waren die in Tab. 4.1 (S. 23) beschriebenen Filter nicht rechtzeitig verfügbar. Es wurden stattdessen Interferenzfilter mit einer zentralen Wellenlänge von $\lambda_0 = 532,4$ nm und einer Halbwerts-

breite von $\text{FWHM}=0,3\text{ nm}$ verwendet. Diese Spezifikationen entsprechen zwar nicht den gewünschten Anforderungen, sind aber für Tageslichtmessungen bei niedrigen Sonnenständen ausreichend. Gemäß der Gleichung

$$\lambda_\theta = \frac{\lambda_0 \sqrt{\mu^2 - \sin^2 \theta}}{\mu} \quad (4.28)$$

kann die zentrale Wellenlänge des Filters λ_0 durch Verkippung zu kleineren Wellenlängen λ_θ hin verschoben und somit auf die Wellenlänge des Sendelasers angepasst werden. Durch den Einsatz dieser Filter kann allerdings nicht die gewünschte Untergrundunterdrückung erreicht werden, da die Halbwertsbreite um den Faktor 2,5 größer ist als der freie spektrale Bereich des Etalons. Es werden demnach neben der Signalwellenlänge ($\lambda=532,13\text{ nm}$) auch Wellenlängen des Untergrundsignals aus den benachbarten Transmissionsmaxima ($\lambda=532,13\text{ nm} \pm 120\text{ pm}$) empfangen. Um diese Maxima zu unterdrücken, wurde zusätzlich ein zweites Etalon in den Strahlengang eingebracht und durch Verkippen des Etalons die optimale Transmission eingestellt. Das zusätzliche Etalon besitzt einen Plattenabstand von $d = 0,957\text{ mm}$ und somit nach Gl. 4.7 (S. 24) einen freien spektralen Bereich von $\text{FSR}=148\text{ pm}$. Die Finesse sowie der Plattendurchmesser der beiden Etalons sind identisch.

In Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass es mit einer solchen Kombination theoretisch möglich ist innerhalb der Halbwertsbreite des Interferenzfilters die störenden Durchlassstellen zum größten Teil abzublocken. Um die tatsächliche Filterwirkung dieses Doppetalons abzuschätzen wurden Testmessungen zur Untergrundunterdrückung durchgeführt. Das Emissionsspektrum der verwendeten Lichtquelle entsprach allerdings nicht dem Sonnenspektrum, sondern wies unter anderem einen höheren Infrarot-Anteil auf. Daher können die Testergebnisse nicht direkt auf Atmosphärenmessungen übertragen werden, geben aber einen Einblick in das Verhalten der Etalons. Es stellte

sich heraus, dass durch den Einsatz des zusätzlichen Etalons das Störsignal um den Faktor 2,7 verringert werden konnte, wobei jedoch das Nutzsignal um den Faktor 5 abgeschwächt wurde. Dieses Ergebnis bestätigt die theoretischen Überlegungen zur Verkippung von Etalons [30]. Da mit der Kombination der Etalons eine schlechtere Filterwirkung erzielt wurde als mit dem druck-optimierten Etalon allein, wurde auf den Einbau des zusätzlichen Etalons verzichtet. Mit den verwendeten Interferenzfilter wird zwar nicht die gewünschte Filterwirkung erreicht, die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse zeigen aber, dass mit diesem Aufbau Atmosphärenmessungen auch bei Tageslicht durchgeführt werden können.

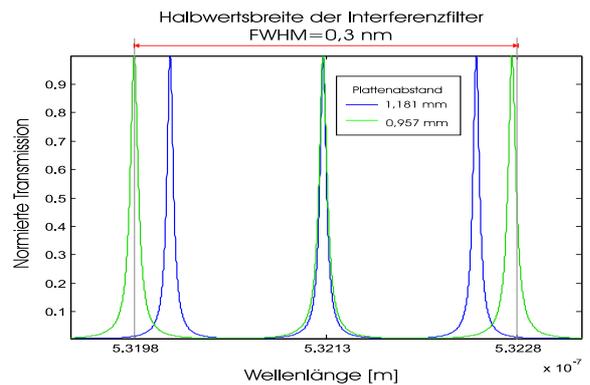


Abbildung 4.7: Theoretische Transmissionskurven zweier Etalons mit unterschiedlichen Plattenabständen. Mit einer solchen Kombination ist es theoretisch möglich nur ein Durchlassmaximum innerhalb der Halbwertsbreite eines Interferenzfilters zu separieren.

4.2.4 Detektoren

Zur eigentlichen Detektion der rückgestreuten Photonen sind Avalanche Photodioden (APD) im Einsatz. Diese operieren im sogenannten Photonenzählmodus und werden daher vom Hersteller als Single Photon Counting Module (SPCM) bezeichnet. Mit diesen Detektoren lässt sich Licht des Wellenlängenbereichs $\lambda = 400 \dots 1065 \text{ nm}$ nachweisen. Die Photon-Detektions-Effizienz (Pd) für $\lambda = 532 \text{ nm}$ liegt bei ca. 50% und ist im Vergleich zu den PMTs, mit einer Quanteneffizienz von ca. 12%, um den Faktor 4 größer. Das Rückstreulicht kann mit dem Zusatzkanal demnach viermal effektiver nachgewiesen werden als mit den bestehenden VIS-Kanälen des ALOMAR Systems. Mit den eingesetzten SPCMs sind Zählraten von bis 10 MHz erreichbar, wobei eine Dunkelzählrate von 76 Hz angegeben wird. Nach jedem Detektionsereignis wird eine Ladungsträgerlawine ausgelöst und das Modul gibt nachfolgend einen TTL⁴-Puls von 2,5 V und einer Dauer von 34,3 ns aus. Damit diese Pulse durch die Datenaufnahme-Elektronik des ALOMAR-Systems verstärkt, gezählt und abgespeichert werden können, wurden die Signal-Level dieser Pulse an die Zählerlektronik angepasst. Dabei wurde zusätzlich eine elektronische Hochpass-Schaltung aufgebaut, damit die Pulse bei der Übertragung von Detektor zur Zählerlektronik nicht durch niederfrequente Störungen verzerrt werden. Die „Totzeit“ zwischen zwei Pulsen beträgt 50 ns.

Um die Detektoren vor zu hohen Zählraten zu schützen, sind die Module mit einer Gating Option ausgerüstet. Bei atmosphärischen Messungen mit dem ALOMAR RMR-Lidar ist die Intensität des depolarisierten Rückstreulichts aus Höhen unterhalb von 28 km für den Einsatz der SPCMs zu hoch. Die Elektronik gibt daher kurz vor jedem Laserschuss einen Puls geeigneter Länge an die Detektoren aus. Durch diesen Puls wird über eine Transistorschaltung der Detektor kurzzeitig ausgeschaltet, so dass die SPCMs für die Laufzeit des Lichts aus Höhen unterhalb von 28 km nicht aktiv sind. Anschließend werden die Detektoren für die Messung bis zum darauffolgenden Laserpuls eingeschaltet. Die Höhe des zu blockierenden Bereichs ist variabel und kann für die einzelnen Kanäle individuell eingestellt werden.

Mit einem Durchmesser von $\varnothing = 190 \mu\text{m}$ besitzen die APDs eine kleine aktive Chipfläche. Um dennoch das Laserlicht von 36 mm Strahldurchmesser auf dieser Fläche sammeln zu können, werden asphärische Kondensorlinsen (L6, L7) verwendet. Diese Linsen besitzen zur Korrektur sphärischer Abberationen eine asphärische Oberfläche und zeichnen sich durch eine hohe numerische Apertur ($\text{NA} = 0,65$) aus.

4.2.5 Nebenzweig

Neben dem eigentlichen Nachweiszweig wurde ein weiterer Nebenzweig aufgebaut (vgl. Abb. 4.2 S. 29). Zum einen wird dieser als Referenzweig für die Justage der Etalontransmission verwendet und zum anderen können mit diesem Zweig Messungen in den Höhen zwischen 10 und 30 km durchgeführt werden. Auf Grund der dabei auftretenden hohen Lichtintensitäten muß das Rückstreusignal um 3 Größenordnungen abgeschwächt werden. Dazu wird nur ca. 1% der Lichtintensität aus dem Strahlengang des Hauptzweiges herausreflektiert und zusätzlich durch einen Graufilter um eine Größenordnung verringert. Dadurch wird auch das Sonnenlicht minimiert, so dass für die spektrale Filterung ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von $\text{FWHM} = 0,3 \text{ nm}$ ausreichend ist um das Signal vom Untergrund zu trennen.

⁴Transistor-Transistor-Logik

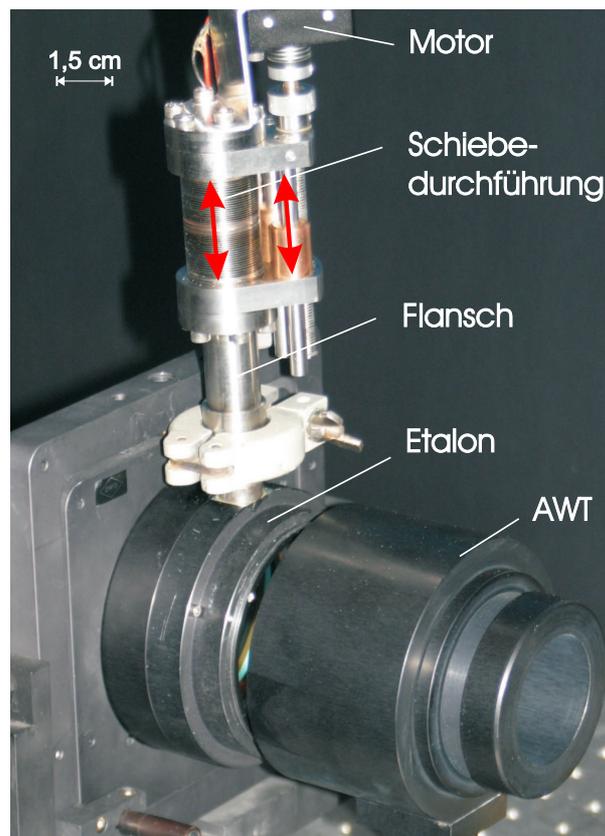


Abbildung 4.8: Foto des Druck-gesteuerten Etalons mit Motorisierung. Das Etalon ist über einen Normflansch mit einer Schiebedurchführung gasdicht verbunden. Die Schiebedurchführung wird durch eine 5-Phasen-Schrittmotor angetrieben. Das Etalon sitzt in einer kippbaren Halterung. Vor dem Etalon ist eines der Aufweitungsteleskope zu sehen.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Der Zusatzkanal wurde im April 2004 in Norwegen aufgebaut und in das bestehende System des ALOMAR RMR-Lidars integriert. Um die Funktionalität und die Leistungsfähigkeit des Nachweiskanal zu untersuchen, wurden sowohl Testmessungen im Labor als auch erste Messungen an der Atmosphäre durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind im Folgenden vorgestellt und diskutiert.

5.1 Laborerprobung des Zusatzkanals

5.1.1 Messaufbau

Um bei dem Aufbau und der Justage des Zusatzkanals, sowie für dessen Laborerprobung, nicht von den Wetterbedingungen abhängig zu sein, wurde das Licht des Seederlasers direkt mittels einer Glasfaser zu dem Nachweiskanal geführt und in diesen eingekoppelt. Der Laserstrahl des Seederlasers besitzt allerdings ein Raumwinkelspektrum, welches nicht der Raumwinkelverteilung entspricht, die bei atmosphärischen Messungen durch das Teleskop verursacht wird. Es ist aber notwendig den Nachweiskanal auf das Raumwinkelspektrum des Teleskops anzupassen und zu justieren, weil dadurch die Lichtverteilung (Ausleuchtung) an den Etalonplatten bestimmt wird. Nach den Gleichungen 4.14, 4.15 (S. 26) beeinflusst das Winkelspektrum des einfallenden Strahls sowohl die Halbwertsbreite als auch die Transmission des Etalons. Desweiteren sind die Linsenfehler von der Ausleuchtung abhängig. Es wurde daher eine Einkoppeloptik aufgebaut, durch welche die entsprechende Raumwinkelverteilung erzeugt werden konnte. In Abbildung 5.1 ist diese Einkoppeloptik schematisch dargestellt.

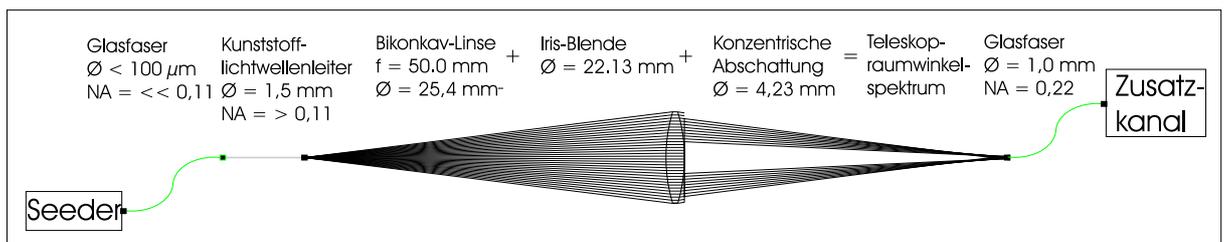


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Einkoppeloptik zur Simulation des Raumwinkelspektrums des Teleskops. Die Divergenz des Lichts vom Seederlaser wird durch einen Kunststofflichtwellenleiter erhöht und über eine Linse mit angepasster Vignettierung in die zum Zusatzkanal führende Glasfaser eingekoppelt.

Zum Schutz der Detektoren vor Überlastung, wurde zusätzlich das Seederlicht mit Hilfe von Graufiltern um 5 Größenordnungen abgeschwächt. Mit diesem Aufbau konnte das Verhalten des Etalons und der dazugehörigen Drucksteuerung durch Labormessungen untersucht werden.

5.1.2 Durchlasskurve des Etalons

Um die Durchlasskurve des Etalons bei variablen Druck zu bestimmen, wurde die Drucksteuerung so programmiert, dass der gesamte Variationsbereich der Steuerung automatisch mit einer festen Schrittweite von 200 Schritten, abgefahren wurde, was einer kontinuierlichen Druckverringerung entspricht. Da der Seederlaser zwar spektral stabilisiert ist, in der Intensität jedoch variieren kann, wurde dabei die Signalintensität sowohl vor dem Etalon (SPCM 2) als auch hinter dem Etalon (SPCM 1) gemessen und das Signalverhältnis (SPCM 1/SPCM 2) bestimmt. In Abbildung 5.2 ist die Abhängigkeit des Signalverhältnisses vom Druck graphisch dargestellt.

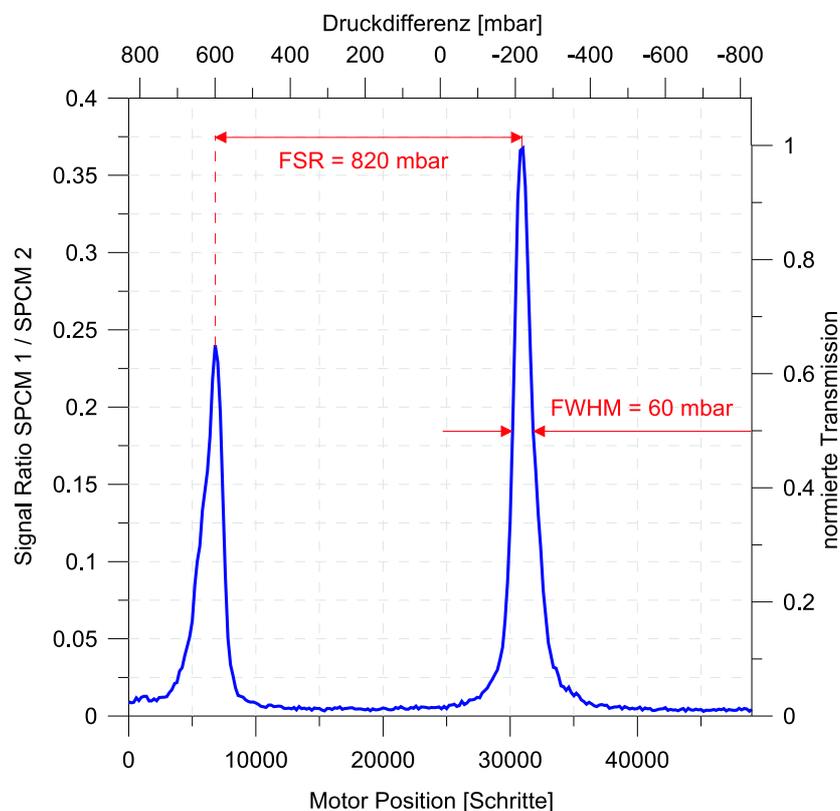


Abbildung 5.2: Abhängigkeit des Signalverhältnisses (Transmission) von der Motorposition. Aus dem Abstand der Maxima (24200 Schritte) und dem bekannten FSR des Etalons (820 mbar) wurde die Motorposition in Druckeinheiten umgerechnet. Das Etalon wurde bei 962 mbar belüftet, so dass sich die angezeigten Druckdifferenzen ergeben. Zur Veranschaulichung des Transmissionsabfalls ist eine auf maximales Signalverhältnis normierte Transmission angegeben.

Mit der durchgeführten Messung wurden zwei benachbarte Maxima erfasst, um aus dem Abstand zwischen diesen Maxima (24200 Schritte) und den bekannten Werten für den FSR des Etalons (Tabelle 4.3, S. 28) die Position des Motors linear in eine Druckänderung umrechnen zu können. Beim Belüften und Abdichten des Etalons wurde von der ALOMAR Wetterstation ein Umgebungsdruck von

962 mbar gemessen. In Abb. 5.2 und in der folgenden Diskussion ist jeweils die Druckdifferenz zu diesem Umgebungsdruck angegeben. Es ist zu erkennen, dass sowohl ein Maximum im Bereich des Überdrucks als auch ein Maximum im Unterdruckbereich liegt. Auffallend dabei ist, dass das Maximum bei Überdruck (+600 mbar) um 35% niedriger ausfällt als das bei Unterdruck (-200 mbar). Der Grund dafür liegt in der höheren Druckdifferenz, die aufgebracht werden musste, um das Maximum zu erreichen. Durch die hohe Druckdifferenz wirken größere Kräfte auf die Etalonplatten und verbiegen diese. Da die Abstandshalter (Spacer) zwischen den Platten nur an drei bestimmten um 120° versetzten Stellen aufgesprengt sind, werden die Platten zwischen diesen Spacern etwas auseinander gedrückt. Somit ist zum einen die Transmissionsbedingung an diesen Stellen nicht vollständig erfüllt, zum anderen wird die Parallelität der Platten beeinträchtigt und dadurch die Finesse des Etalons (Gl. 4.10, 4.11, S. 26) herabgesetzt. Nach Gleichung 4.13 (S. 26) verbreitert sich mit abnehmender Finesse die Halbwertsbreite des Maximums, was in Abb. 5.2 (S. 39) auch zu erkennen ist. Dieses Verhalten ist auch visuell zu beobachten. Die Ausleuchtung des Strahls nach Durchgang durch das Etalon wird bei zunehmender Druckdifferenz von einer Kreisfläche zu einer Dreiecksfläche verzerrt, deren Eckpunkte mit den Positionen der Spacer übereinstimmen. Bei einer Druckdifferenz von $\Delta p = -220$ mbar findet sich das Durchlassmaximum mit homogener Ausleuchtung und höchster Transmission. Das Etalon wird aus diesem Grund im Unterdruckzustand bei $\Delta p = -220$ mbar betrieben. Aus der Abbildung 5.2 (S. 39) ergibt sich die Halbwertsbreite der Maxima zu $\text{FWHM}=60$ mbar. Mit Gleichung 4.13 (S. 26) kann somit die gemessene Finesse des Etalons $F^*=820/60$ angegeben werden. Mit $F^*=13,7$ liegt diese unter dem vom Hersteller angegebenen Wert ($F^* \approx 20$). Es ergibt sich nach Gleichung 4.13 (S. 26) eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM}=8,8$ pm. Die für Tageslichtmessung geforderte spektrale Filterung von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ ist damit noch realisierbar.

5.1.3 Funktionsfähigkeit des Etalons

Bei der oben beschriebenen Messung wurde durch Autokollimation sicher gestellt, dass das Etalon senkrecht in den Strahlengang eingesetzt wurde. Um die Funktionsfähigkeit des Etalons weiter zu überprüfen, wurde der Einfallswinkel des Lichts auf das Etalon variiert und jeweils die Durchlasskurve bei variablen Druck bestimmt. Mit der verwendeten Mechanik konnte dazu das Etalon in einer Achse leicht geneigt werden, während die andere Achse in senkrechter Position zum Strahlengang gehalten wurde. Die Abbildung 5.3 (S. 41) zeigt die jeweilige Durchlasskurve bei einem Kippwinkel von 0 mrad, 5,6 mrad und 11,2 mrad. Um den Vergleich der Kurven zu vereinfachen ist eine relative Transmission angegeben, die auf das maximal erreichte Signalverhältnis normiert wurde. Die Spitzentransmission sinkt bei einer Verkippung von 5,6 mrad auf 80% der Transmission bei senkrechten Lichteinfall ab. Bei einer Verkippung um 11,2 mrad beträgt der Transmissionsverlust sogar 50%. Da selbst bei einem Kippwinkel von 11,2 mrad die maximale Transmission für Umgebungsdruck noch nicht erreicht wurde, ist die Spitzentransmission des druck-optimierten Etalons mindestens um den Faktor 2 höher, als bei Umgebungsdruck und gekippten Etalon. Die Messreihen (Abb. 5.3, S. 41) zeigen außerdem mit steigendem Kippwinkel sowohl eine Verbreiterung als auch eine Verschiebung der Durchlassmaxima. Durch die Verbreiterung der Durchlassmaxima sinkt nach Gl. 4.13 (S. 26) die Finesse des Etalons mit steigender Verkippung. Diese Beobachtungen stimmen nach Gleichung 4.14 (S. 26) mit den theoretischen Überlegungen überein. Die entsprechenden

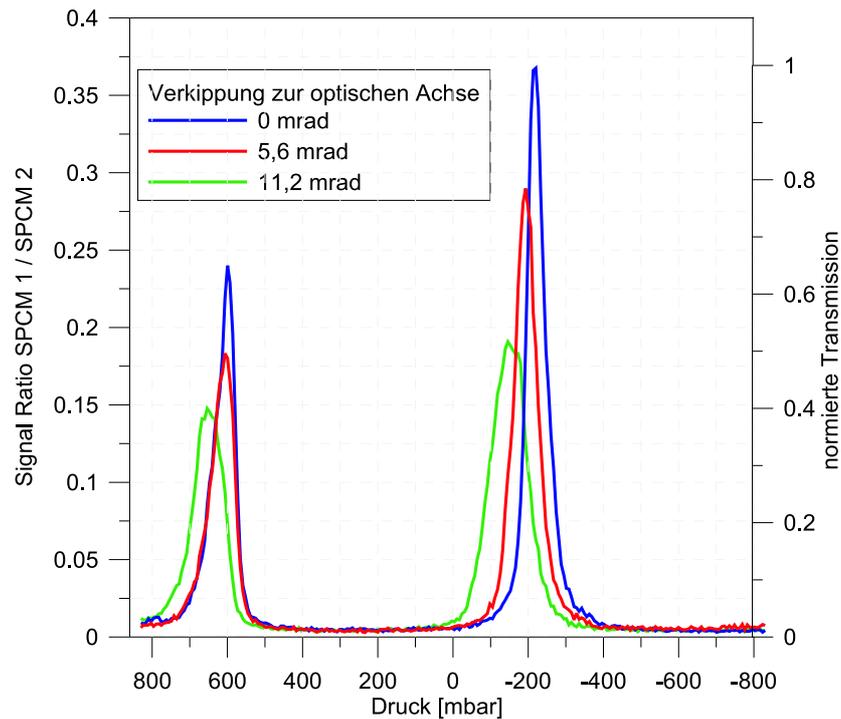


Abbildung 5.3: Durchlasskurven des Etalons bei unterschiedlichem Einfallswinkel des Lichts zur Flächennormalen des Etalons. Mit steigender Verkippung des Etalons zur optischen Achse fällt die Spitzentransmission des Etalons ab und es kommt zu einer Verschiebung und Verbreiterung der Durchlassmaxima. Zur Veranschaulichung der Transmissionsverluste ist eine auf maximales Signalverhältnis normierte Transmission angegeben. Die Druckdifferenzen wurden aus den Motorpositionen der Drucksteuerung ausgerechnet.

Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Dabei sind die Halbwertsbreiten sowohl in Druckeinheiten als auch in Einheiten der Wellenlänge angegeben. Eine solche Umrechnung ist mit den Werten aus Tabelle 4.3 (S. 28) möglich.

Verkippung zur optischen Achse	FWHM_p [mbar]	FWHM_λ [pm]	Finesse F^*
0 mrad	60	8,8	13,7
5,6 mrad	80	11,7	10,3
11,2 mrad	122	17,8	6,7

Tabelle 5.1: Veränderung der Halbwertsbreite der Durchlassmaxima und Finesse des Etalons bei unterschiedlicher Verkippung zur optischen Achse.

Die Funktionsfähigkeit des Etalons konnte durch diese Messungen überprüft und bestätigt werden, da das Verhalten des Etalons den theoretischen Erwartungen entspricht. Durch den Aufbau der Drucksteuerung konnte die Etalontransmission im Vergleich zu einer Winkelsteuerung mindestens um den Faktor 2 verbessert werden.

5.1.4 Spitzentransmission des Etalons

In den Abbildungen 5.2 (S. 39) und 5.3 (S. 41) ist nur das Signalverhältnis sowie ein normierte Transmission aufgetragen. Dies ändert zwar nicht den qualitativen aber den quantitativen Kurvenverlauf. Zur Bestimmung der tatsächlichen Transmission des Etalons müssen die Transmissionsverluste durch die übrigen Optiken und die tatsächlichen Nachweeffizienzen der Detektoren berücksichtigt werden. Darum wurde das Signalverhältnis (SPCM 2/SPCM 1) der Messzweige ohne Etalon bestimmt und somit ein Korrekturfaktor für die Transmissionsbestimmung erhalten. Während die bisher vorgestellten Messungen ohne die eingesetzten Interferenzfilter und mit anderen Abschwächern erfolgten, ist die folgende Messung mit dem endgültigem Messaufbau (Abb. 4.2, S. 29) durchgeführt worden. Der Korrekturfaktor kann daher nicht auf die zuvor durchgeführten Untersuchungen angewandt werden. Um die tatsächliche Transmission des Etalons genau zu bestimmen wurde der Bereich des Maximums im Unterdruckzustand (Abb. 5.2, S. 39) mit einer Schrittweite von nur 20 Schritten, entsprechend 0,68 mbar bzw. 0,1 pm, abgefahren. Die Abbildung 5.4 (S. 42) zeigt, dass bei vollständigem Aufbau das Signalverhältnis geringer ist, als bei den Messungen davor. Durch Umrechnung der Messwerte mit dem zuvor bestimmten Korrekturfaktor ergibt sich aber die dargestellte Transmissionskurve.

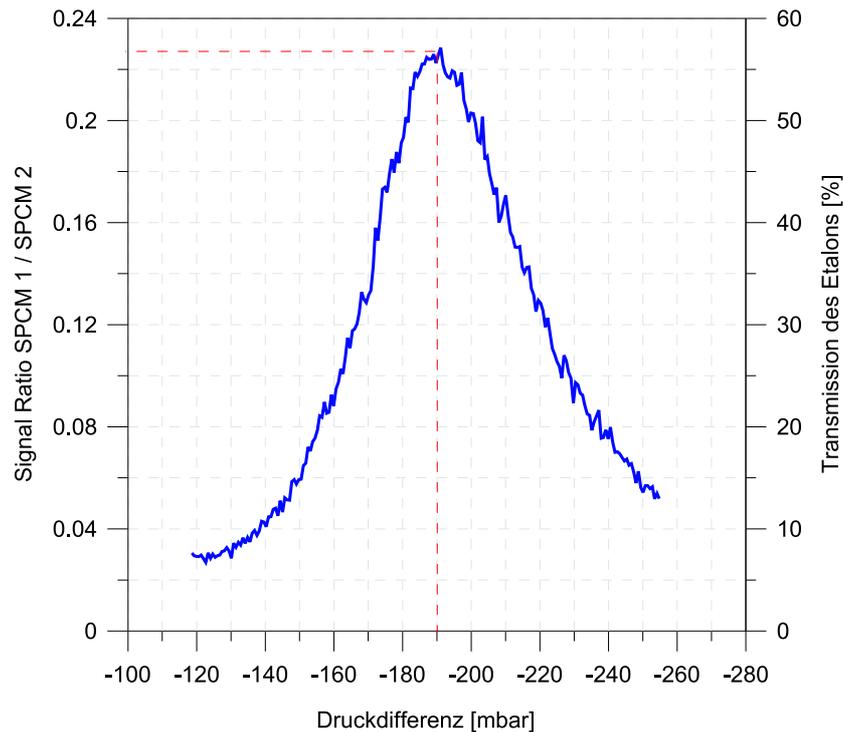


Abbildung 5.4: Spitzentransmission des druck-optimierten Etalons. Das Durchlassmaximum des Etalons wurde mit einer Auflösung von 0,68 mbar (0,1 pm) vermessen. Die Spitzentransmission des Etalons liegt bei $T=57\%$ und $\Delta p=-191$ mbar. Das Signalverhältnis wurde mit dem vorab bestimmten Faktor in die tatsächliche Transmission des Etalons und die Motorpositionen der Drucksteuerung in Druckdifferenzen umgerechnet.

Mit $T_{max} = 57\%$ zeigt das druck-optimierte Etalon, trotz der verminderten Finesse, eine bemerkenswert hohe Transmission. Die erforderliche Druckdifferenz für dieses Maximum liegt bei $\Delta p = -191$ mbar. Das im Hauptkanal des ALOMAR-Systems eingesetzte Doppletalon zur Filterung der Wellenlänge $\lambda=532$ nm besitzt eine Spitzentransmission von nur 16%. Im Vergleich zu diesem Nachweiskanal konnte

mittels der aufgebauten Drucksteuerung die Transmission um den Faktor 3,5 verbessert werden. Dies ist gleichbedeutend mit einem 3,5-fachen Signalgewinn bei Messungen an der Atmosphäre.

Die Transmission des Etalons kann allerdings trotz der Temperaturstabilisierung des Detektorraums nicht stabil auf diesem Maximalwert gehalten werden. Der Operator muss daher die Transmission mit Hilfe der Drucksteuerung zu Beginn von atmosphärischen Messungen optimieren und während der Messung gegebenenfalls nachjustieren. Bei den bisherigen Beobachtungen zeigte sich, dass die Steuerung nach etwa 12 Stunden um ungefähr 1500 Schritte, d.h. um etwa 50 mbar, nachzuführen ist, wobei die Richtung variieren kann. Zur der Zeit dieser Beobachtungen wurden an der optischen Bank Umbauarbeiten durchgeführt und der Detektorraum darum häufig betreten. Aus diesem Grund ist es zu ungewöhnlich hohen Temperaturschwankungen gekommen. Im Routinebetrieb bleibt der Detektorraum fast durchgehend geschlossen und wird nur vor atmosphärischen Messungen kurz betreten, daher ist davon auszugehen, dass die notwendigen Korrekturen während der NLC-Saison geringer ausfallen.

5.1.5 Vergleich der Nachweiskanäle

Um die Empfindlichkeit des Zusatzkanals zu beurteilen, wurde durch eine Testmessung der empfindlichste der drei VIS-Kanäle des ALOMAR-Systems direkt mit dem Hauptzweig des Zusatzkanals verglichen. Dazu wurde das Licht des Seederlasers mit beiden Nachweiseinheiten unmittelbar nacheinander gemessen und das Verhältnis der Mittelwerte gebildet. Bei beiden Kanälen befanden sich sowohl die Etalonssysteme als auch die Interferenzfilter im Strahlengang. Die Messungen wurden unter Verwendung von identischen Abschwächern durchgeführt, so dass ein direkter Vergleich gewährleistet ist. Es ergab sich dabei ein Verhältnis von Zusatzkanal / VIS-Kanal von $14,5 \pm 0,75$. Der neu aufgebaute Zusatzkanal ist demnach 14 mal empfindlicher als die bisherige Nachweiseinheit. Dies entspricht dem erwarteten Signalanstieg, der sich aus der höheren Transmission des Drucketalons gegenüber dem Doppel-Etalon (Faktor 3,5) und den empfindlicheren Detektoren (Faktor 4) zusammensetzt.

Ein Vergleich der Unterdrückung des solaren Störsignals war durch Labormessungen nicht möglich, da keine Lichtquelle mit dem Spektrum des in der Atmosphäre gestreuten Sonnenlichts vorhanden war. Mit einer Halogenlampe konnte aber, das durch Optiken und Mechaniken reflektierte Streulicht lokalisiert und durch Abschirmungen minimiert werden. Zur Beurteilung der Untergrundunterdrückung wurden Messungen an der Atmosphäre durchgeführt, die nachfolgend beschrieben sind.

5.2 Erste Messungen an der Atmosphäre

Nach dem Aufbau des zusätzlichen Nachweiskanals wurden mit diesem am 15.04.2004 und 22.04.2004 erste atmosphärische Messungen durchgeführt. Die Tabelle 5.2 (S. 44) zeigt die jeweils detektierten Signalstärken in 30 km Höhe und das Untergrundsignal des Hauptzweiges, sowie die Motorposition der Etalonsteuerung und die Umgebungsbedingungen zum Zeitpunkt der Messungen. Auffallend ist, dass nicht mit beiden Messungen in 30 km Höhe die gleichen Signalstärken gemessen wurden. Am 22.04.2004 wurde in 30 km Höhe ein um 25% schwächeres Rückstreusignal als am 15.04.2004 detektiert, obwohl vor beiden Messungen das Etalon auf maximale Transmission eingestellt wurde. Ein Vergleich der Rückstreusignale

Datum Uhrzeit (UT)	S(30 km) [counts/shot/km]	Untergrund [kHz]	Motorposition [Schritte]	Raum- temperatur [°]	Druck [mbar]
15.04.2004 17:37 - 17:59	3,96±0,01	74,8	30000	18,67	975
22.04.2004 17:17 - 17:48	2,96±0,01	93,3	32100	19,22	980,5

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der Parameter und Ergebnisse von zwei atmosphärischen Messungen mit dem Zusatzkanal.

des Hauptkanals, die mit gleichzeitig dem System Laser 1 / NWT gemessen wurden, zeigt aber, dass die Signale am 22.04.2004 auch in diesen Fällen um denselben Faktor abgeschwächt sind. Die beobachtete Signaländerung ist daher nicht auf einen systematischen Fehler, sondern auf unterschiedliche Transmission der Atmosphäre zum Zeitpunkt der Messungen zurückzuführen¹. Anhand der Untergrundzählraten ist zu erkennen, dass die Messung vom 15.04.2004 bei niedrigeren Sonnenständen durchgeführt wurde. Die Standzeit des Etalons zwischen den Messungen betrug 7 Tage. In diesem Zeitraum haben sich die Umgebungsbedingungen im Detektorraum kontinuierlich geändert, was zu einem Abfall der Spitzentransmission des Etalons geführt hat. Es sind aber nur die Umgebungsbedingungen zum Zeitpunkt der jeweiligen Messung nicht der zeitliche Verlauf dieser Änderung angegeben. Die Raumtemperatur war zum Zeitpunkt der Messung vom 22.04.2004 um $\Delta T=0,55$ K und der Umgebungsdruck um $\Delta p=15,5$ mbar höher als während der Messung vom 15.04.2004. Um den daraus resultierenden Transmissionsabfall des Etalons auszugleichen, wurde die Drucksteuerung um 2100 Schritte (71 mbar) nachgeführt. Es konnte somit durch die Messungen gezeigt werden, dass es mit dem neu aufgebauten Zusatzkanal möglich ist Atmosphärenmessungen mit reproduzierbaren Ergebnissen durchzuführen. Die Ergebnisse der Messung vom 22.04.2004 sind nachfolgend ausführlicher dargestellt und diskutiert.

5.2.1 Atmosphärenmessung vom 22.04.2004

Die Messdaten wurden am 22.04.2004 zwischen 17:17 und 17:48 (UT) aufgenommen. In diesem Zeitraum stand die Sonne zwischen $9,8^\circ$ und $7,1^\circ$ über dem Horizont. Das Empfangsteleskop blickte in den Zenit und der Himmel war leicht bewölkt. In Abbildung 5.5 (S. 45) sind die Höhenprofile der beiden Signale des Zusatzkanals (DT, DP) und zum Vergleich das Signal des empfindlichsten der drei VIS Kanäle (DH) dargestellt². Die Abbildung zeigt die Rohdaten ohne Abzug des höhenkonstanten Untergrunds, um sowohl die Signalverhältnisse als auch die unterschiedlichen Werte der Untergrundsignale zu veranschaulichen. Mit den Nachweiszweigen des Zusatzkanals (DT, DP) wurde das depolarisierte Rückstreusignal der Cabannes-Streuung, entsprechend 0,37% des Gesamtsignals, detektiert (vgl. 2.3). Die Signalintensitäten des Zusatzkanals sind daher deutlich geringer als die des Vergleichkanals (DH), durch welchen der parallel polarisierte Anteil des Rückstreusignals (99,63% des Gesamtsignals) gemessen wurde. Da mit dem Nebenweig des Zusatzkanals (DP) nur in Höhen bis 30 km gemessen wurde, musste das Rückstreusignal um drei Größenordnungen abgeschwächt werden, um den Detektor nicht zu überlasten (vgl. Kap. 4.2.5). Durch eine Skalierung können die Signale der einzelnen Zweige aber zu einem Höhenprofil kombiniert

¹Am 22.04.2004 war die Himmel leicht bewölkt, während am 15.04.2004 bei klarem Himmel gemessen wurde.

²Im Weiteren wird für die Kanäle die Nomenklatur der Datenerfassungssoftware verwendet:

SPCM 1 = DT / SPCM 2 = DP.

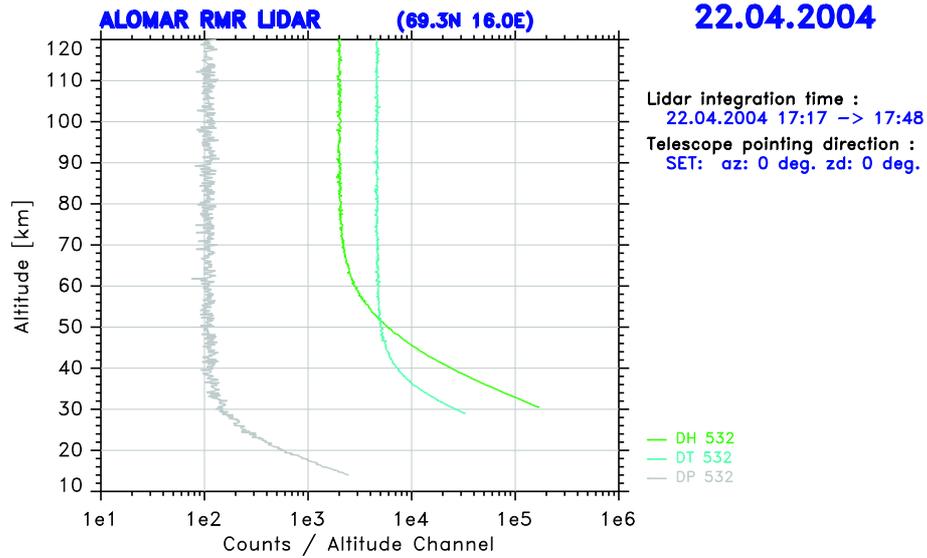


Abbildung 5.5: Rückstreusignale einer 30-minütigen Messung vom 22.04.2004. Es sind die Höhenprofile des depolarisierten Rückstreusignals zu sehen, welches durch die beiden Zweige des Zusatzkanals (DT, DP) detektiert wurden, und zum Vergleich das parallel polarisierte Rückstreusignal des empfindlichsten der drei VIS-Kanäle (DH).

werden. Das Untergrundsignal des Zusatzkanals ist ungefähr um den Faktor 3 größer als der Untergrund im DH-Kanal. Dies ist auf die vorerst verwendeten Interferenzfilter zurückzuführen, deren Halbwertsbreiten um den Faktor 2,5 größer als der FSR des Etalons sind. Dadurch liegen neben der Signalwellenlänge zwei weitere Durchlassmaxima des Etalons innerhalb der Halbwertsbreite des Filters. Untergrundlicht mit der entsprechenden Wellenlänge kann daher nicht unterdrückt werden. Durch den Einbau der neuen Interferenzfilter (Tab. 4.1, S. 23) wird die Unterdrückung des Untergrunds im Zusatzkanal effektiver.

In Abbildung 5.6 sind die aufgearbeiteten Rohdaten dieser Messung dargestellt. Für eine genauere Beurteilung der Rückstreusignale wurde hierbei der höhenkonstante Untergrund bestimmt und abgezogen. Weiterhin wurden die intensitätskaskadierten Kanäle (DH/DM/DL) und die beiden Zweige des Zusatzkanals (DT/DP) jeweils zu einem Höhenprofil verbunden. Es ist zu erkennen, dass die Signalverläufe mit zunehmender Höhe in statistisches Rauschen übergehen. Diese Fluktuationen sind bei dem Zusatzkanal, entsprechend dem höheren Untergrundsignal, stärker ausgeprägt. Da das depolarisierte Rückstreusignal der Cabannes-Streuung ca. 100 mal niedriger ist als das der gesamten Rückstreuung wird der Übergang in das statistische Rauschen im Zusatzkanal früher erreicht als bei dem Hauptkanal. Bei beiden Kanälen kann die Cabannes-Streuung nicht signifikant bis zur NLC-Höhe (82-85 km) beobachtet werden, jedoch bewirken NLC-Teilchen einen zusätzlichen Signalanstieg, der durch den Aerosolrückstreukoeffizienten β_A charakterisiert wird (vgl. 2.3). Typische NLC besitzen einen mittleren Rückstreukoeffizienten von $\beta_A = 9,6 \cdot 10^{-10} \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ [12] und verursachen damit ein um den Faktor 50 verstärktes Signal, welches äquivalent zu einem Cabannes-Signal aus 55 km Höhe ist. Da dieses Äquivalent auch für das Signal des Zusatzkanals (DP/DT) in einem Höhenbereich mit signifikantem Rückstreusignal liegt, hätte während der Messung vom 22.04.2004 mit dem Zusatzkanal das depolarisierte Rückstreusignal einer mittleren NLC detektiert werden können.

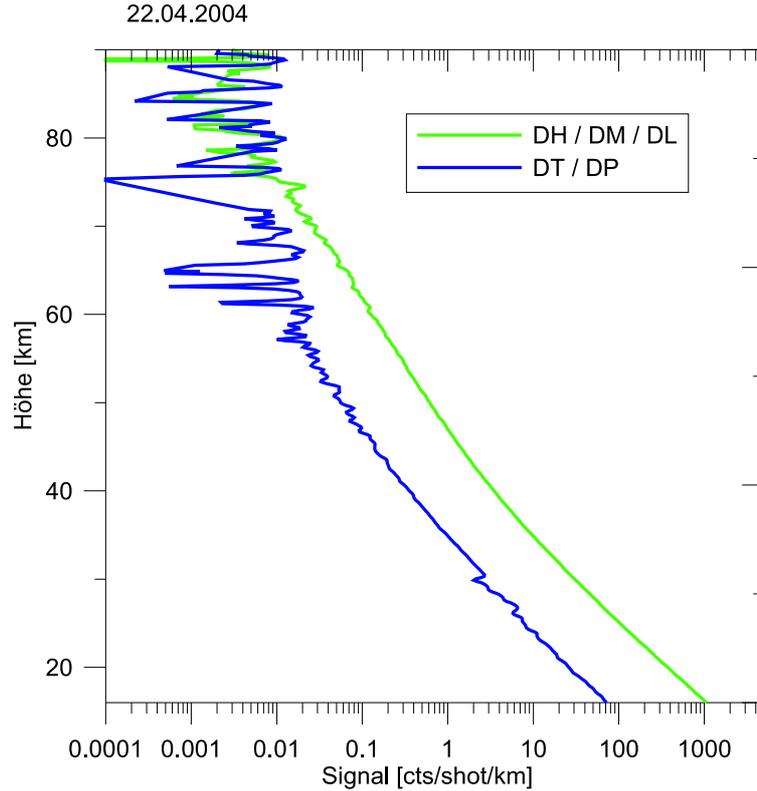


Abbildung 5.6: Aufgearbeitete Rückstreupprofile der Messung vom 22.04.2004. Die Untergrundsignale wurden subtrahiert und die einzelnen Signalzweige der Kanäle zu einem Profil zusammengefügt. Das depolarisierte Molekülsignal kann bis in eine Höhe von 60 km nachgewiesen werden.

5.2.2 Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003

Zur Veranschaulichung der bisherigen Fähigkeiten des ALOMAR RMR-Systems zur Beobachtung von Depolarisation an NLC ist in Abbildung 5.7 eine Depolarisationsmessung vom 01.08.2003 gezeigt. Die NLC wurde von 00:00 bis 00:38 (UT) über ALOMAR bei einem Sonnenstand von $-1,77^\circ$ bis $-0,53^\circ$ gemessen. Dargestellt sind die Signale beider Lidar-Systeme, wobei die Kombination Laser 1 / NWT das rückgestreute Signal ohne Analyse der Polarisation (L1-noPol) zeigt und das System Laser 2 / SET das depolarisierte Signal (L2-Depol). Während mit dem System Laser 1 / NWT (L1-noPol) das Molekül-Signal fast bis zur Höhe der NLC beobachtet werden kann, geht das depolarisierte Signal (L2-Depol) etwa 15 km früher in statistisches Rauschen über. Erst in der Höhe der NLC steigen beide Signale wieder über das Rauschniveau. Integriert über die Wolkenschicht wurde für das depolarisierte Signal (L2-Depol) ein Aerosolrückstreukoeffizient von $\beta_A^\perp = (7,91 \pm 0,6) \cdot 10^{-9} \text{ sr}^{-1}$ nachgewiesen. Für das Gesamtrückstreusignal (L1-noPol) wurde ein integrierter Aerosolrückstreukoeffizient von $\beta_A = (2,46 \pm 0,02) \cdot 10^{-6} \text{ sr}^{-1}$ bestimmt.

Der Vergleich von Abb. 5.6 (S. 46) und Abb. 5.7 (S. 47) zeigt, dass mit dem Zusatzkanal (DT), im Vergleich zu dem depolarisierten Signal (L2-Depol) vom 01.08.2003, ein um Faktor 4,5 höheres Signal nachgewiesen wurde. Gleichzeitig ist aber auch der Untergrund höher, so dass das Signal des Zusatzkanals in größeren Höhen stärker verrauscht ist. Die Messung vom 01.08.2003 wurde jedoch bei einem wesentlich niedrigeren Sonnenstand durchgeführt. Die Sonne stand während dieser Messung teilweise sogar unter dem geometrischen Horizont, während am 22.04.2004 die Sonne zum Zeitpunkt der Messung bis zu $9,8^\circ$

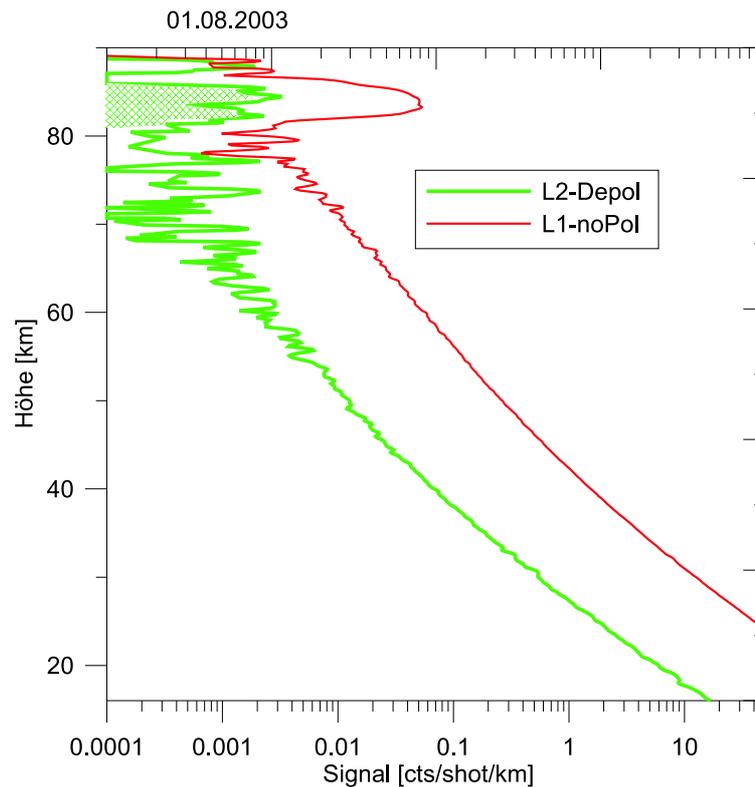


Abbildung 5.7: Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003 00:00-00:38 (UT). Die Messung wurde unter Verwendung beider Laser- und Teleskopeinheiten des ALOMAR-Systems durchgeführt. Mit dem System L1 / NWT wurde dabei das Gesamttrückstreusignal (L1-noPol) und mit dem System L2 / SET das depolarisierte Rückstreusignal detektiert. Diese Messung zeigt die bisherige Leistungsfähigkeit des ALOMAR-Systems zur Beobachtung von Depolarisation an NLC.

über dem Horizont stand. Der Vergleich zwischen den jeweiligen Messungen des Systems L1 / NWT zeigt, dass der Untergrund im DH Kanal am 22.04.2004 etwa 20 mal höher war als zu der Depolarisationsmessung vom 01.08.2003. Das Untergrundsignal des Zusatzkanals sollte dementsprechend bei äquivalenten Sonnenständen um den Faktor 20 niedriger sein und ein weniger ausgeprägtes Rauschverhalten aufweisen. Genaue Aussagen können aber nur aus tatsächlichen Depolarisationsmessungen an NLC abgeleitet werden.

Mit dem neu aufgebauten Nachweiskanal war es bisher, saisonal bedingt, noch nicht möglich Depolarisationsmessungen an NLC durchzuführen, da dieser vor Beginn der NLC-Saison aufgebaut und erprobt werden musste. Durch die dargestellten Messungen konnte aber gezeigt werden, dass der Zusatzkanal 14 mal empfindlicher als die bisherige Nachweiseinheit des ALOMAR-Systems ist (vgl. Kap. 5.1.5). Aus Abbildung 5.5 (S. 45) ist ersichtlich, dass gleichzeitig das Untergrundsignal des Zusatzkanals nur um einen Faktor 3 höher ist als bei dem Hauptkanal. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund konnte demnach um das 4,7fache erhöht werden. Da es mit dem ALOMAR RMR-Lidar bisher möglich war Depolarisation an NLC-Teilchen zu messen (Abb. 5.7, S. 47), sind Depolarisationsmessungen an NLC auch mit dem neu aufgebauten Zusatzkanal realisierbar.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein unabhängiger Nachweiskanal für das ALOMAR RMR-Lidar entwickelt und aufgebaut. Hierzu wurde das zur Verfügung stehende Fabry-Perot-Interferometer mit einer motorisierten Drucksteuerung so erweitert, dass es zur Unterdrückung des solaren Störsignals für Atmosphärenmessungen am Tage eingesetzt werden kann. Durch Integration der Detektoren in das bestehende System wird zur Datenaufnahme die bisherigen Zähllektronik und Software des ALOMAR RMR-Lidars genutzt. Dadurch und durch die Motorisierung der Etalonsteuerung ist eine Fernbedienung des Nachweiskanal möglich. Auf Grund der höheren Empfindlichkeit der Detektoren (Faktor 4) und der verbesserten Transmission des druck-optimierten Etalons (Faktor 3,5) wurde gegenüber der bisherigen Nachweiseinheit ein Signalgewinn um den Faktor 14 erreicht. Die Erhöhung des Untergrunds konnte dabei auf das 3 fache begrenzt werden. Durch die daraus resultierende Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses (Faktor 4,7) ist es möglich Depolarisationsmessungen an NLC auch bei höheren Sonnenständen als bisher durchzuführen. Bei niedrigen Sonnenständen können nun auch schwächere NLC beobachtet werden. Aus diesen Gründen wird sich die Häufigkeit von Depolarisationsmessungen an NLC in Zukunft erhöhen, wodurch die Entstehung und Ausbreitung der Wolken genauer untersucht und verstanden werden kann. Außerdem ist es durch den zusätzlichen Kanal möglich Depolarisationsmessung mit nur einer Laser- und Teleskopeinheit durchzuführen. Da nicht mehr beide Systeme während Depolarisationsmessungen in den Zenit blicken müssen, können jetzt Teilchenform und horizontale Struktur der NLC gleichzeitig untersucht werden, indem das zweite System aus der Vertikalen gekippt wird.

In zukünftigen NLC-Messungen müssen das Verhalten des Nachweiskanal und dessen Grenzen genauer untersucht und gegebenenfalls technische Verbesserungen durchgeführt werden. Insbesondere müssen die eingesetzten Interferenzfilter, wie in der Dimensionierung vorgesehen, gegen schmalbandigere Filter ersetzt werden um die Untergrundunterdrückung zu verbessern. Die Stabilität der Etalonsteuerung ist weiter zu untersuchen. Es ist denkbar eine aktive rechnergesteuerte Regelschleife zu entwickeln, durch welche die Transmission gemessen und gegebenenfalls automatisch optimiert werden kann. Desweiteren sollte der Nachweiskanal als Erfahrungsquelle für mögliche Verbesserungen am Hauptkanal genutzt werden. So könnten z.B. auch die restlichen Nachweiskanäle des ALOMAR RMR-Lidars mit empfindlicheren Detektoren ausgerüstet und das Gesichtsfeld aller Nachweiskanäle verringert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Brasseur, G. ; Solomon, S.: *Aeronomy of the middle atmosphere*. Dordrecht Boston Lancaster Tokyo : Dr. Reidel Publishing Company, 1998
- [2] Lübken, F.J. ; Fricke, K.H. ; Langer, M.: Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer. In: *J. Geophys. Res.* 101 (1996), Nr. D5, S. 9489–9508
- [3] Gadsden, M. ; Schröder, W.: *Noctilucent Clouds*. Berlin : Springer-Verlag, 1989
- [4] WMO: International noctilucent cloud manual. In: *World Meteorological Organisation* No. 250 (1970), Nr. TP.138
- [5] Jesse, O.: Auffallende Abenderscheinung am Himmel. In: *Meteorol. Zeitung* 2 (1885), Nr. 8, S. 311–312
- [6] Jesse, O.: Die Höhe leuchtender Nachtwolken. In: *Astron. Nachr.* 140 (1896), Nr. 3347, S. 161–168
- [7] v. Cossart, G. ; Fiedler, J. ; v. Zahn, U.: Size distributions of NLC particles as determined from 3-colour observations of NLC by ground-based lidar. In: *Geophys. Res. Lett.* 26 (1999), S. 1513–1516
- [8] Witt, G.: Rocket-borne measurement of scattered sunlight in the mesosphere. In: *J. Atmos. Terr. Phys.* 38 (1976), S. 223–238
- [9] Thomas, G. E. ; McKay, C. P.: On the mean particle size and water content of the polar mesospheric clouds. In: *Planet. Space Sci.* 33 (1985), Nr. 10, S. 1209–1224
- [10] Jesse, O.: Die Beobachtung der leuchtenden Wolken. In: *Meteorol. Zeitung* 4 (1887), S. 179–181
- [11] Hansen, G. ; Serwazi, M. ; v. Zahn, U.: First detection of a noctilucent cloud by LIDAR. In: *Geophys. Res. Lett.* 16 (1989), Nr. 12, S. 1445–1448
- [12] Fiedler, J. ; Baumgarten, G. ; v. Cossart, G.: Noctilucent clouds above ALOMAR between 1997 and 2001: Occurrence and properties. In: *Geophys. Res. Lett.* 108 (2003), Nr. D8, S. 8453–8462
- [13] Lübken, F.J.: Thermal structure of the Arctic summer mesopause. In: *J. Geophys. Res.* 106 (1999), S. 9135–9149
- [14] Baumgarten, G.: *Leuchtende Nachtwolken an der polaren Sommermesopause: Untersuchungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar*, Universität Bonn, Diss., 2001

- [15] Baumgarten, G. ; Fricke, K. H. ; v. Cossart, G.: Investigation of the shape of noctilucent cloud particles by polarization lidar technique. In: *Geophys. Res. Lett.* 29 (2002), Nr. 13, S. 1630
- [16] Berger, U. ; Bremer, J.: Die Mesosphäre: Ein Frühwarnsystem für Klimaänderungen? In: *Promet* (2004)
- [17] Young, A. T.: Rayleigh scattering. In: *Appl. Optics* 20 (1981), Nr. 4, S. 533–535
- [18] v. Zahn, U. ; Höffner, J.: Mesopause temperature profiling by potassium lidar. In: *Geophys. Res. Lett.* 23 (1996), Nr. 2, S. 141–144
- [19] Schöch, A.: *Untersuchung der Schwerwellen-Aktivität in der polaren Atmosphäre mit einem Rayleigh-Lidar auf Andøya in Nord-Norwegen*. Rostock, Germany, Universität Rostock, Diplomarbeit, September 2001
- [20] Loßow, S.: *Bestimmung von Schwerwellen-Parametern aus Temperaturprofilen gemessen mit einem Lidar in Nord-Norwegen im Sommer 2002*, Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 2003
- [21] Schöch, A. ; Baumgarten, G. ; Fritts, D. C. ; Hoffmann, P. ; Serafimovich, A. ; Wang, L. ; Dalin, P. ; Müllemann, A. ; Schmidlin, F. J.: Gravity waves in the troposphere and stratosphere during the MaCWAVE/MIDAS summer rocket program. In: *Geophys. Res. Lett.* (2004). – *submitted*
- [22] Blum, U. ; Fricke, K. H. ; Baumgarten, G. ; Schöch, A.: Simultaneous lidar observations of temperatures and waves in the polar middle atmosphere on both sides of the Scandinavian mountains: A case study on January 19/20, 2003. In: *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* 4 (2004), Februar, S. 969–989
- [23] Mehrstens, H.: *Polare Stratosphärische Wolken — Auswertung der Winter-Messungen des ALOMAR R/M/R-Lidars von 1995–1997*. Rostock, Germany, Universität Rostock, Diss., 1998
- [24] von Zahn, U. ; von Cossart, G. ; Fiedler, J. ; Fricke, K.H. ; Nelke, G. ; Baumgarten, G. ; Rees, D. ; Hauchecorne, A. ; Adolfsen, K.: The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: Objectives, configuration and performance. In: *Ann. Geophys.* 18 (2000), S. 815–833
- [25] Fiedler, J. ; v. Cossart, G.: Automated lidar transmitter for multiparameter investigations within the Arctic atmosphere. In: *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* 37 (1999), S. 748–755
- [26] Gadsden, M.: The North-West Europe data on noctilucent clouds: A survey. In: *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 60 (1998), S. 1163–1174
- [27] Schöch, A. ; Baumgarten, G.: A new system for automatic beam stabilisation of the ALOMAR RMR-lidar at Andøya in Northern Norway. In: Warmbein, B. (Hrsg.): *Proceedings 16th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research* Bd. ESA SP–530. St. Gallen, Switzerland, August 2003, S. 303–307
- [28] Langer, M.: *Lidarmessungen in der mittleren polaren Atmosphäre bei Tageslicht*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1992

- [29] Paul, H.: *Lexikon der Optik*. Berlin : Spektrum Akademischer Verlag, 1999
- [30] Müller, K. P.: *Ein neues Rückstreu-Lidar zur ganzjährigen Untersuchung von Temperaturen und Wolkenphänomenen in der polaren Strato- und Mesosphäre*, Universität Bonn, Diss., 1999
- [31] Nussbaumer, V.: *Erste Messungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar: Wasserdampf in der Troposphäre, Wolken in der polaren Stratosphäre und nachtleuchtende Wolken in der Mesosphäre*, Universität Bonn, Diss., 1996
- [32] Born, M. ; Wolf, E.: *Principles of Optics*. 7th expanded ed. Cambridge University Press, 1999
- [33] Kohlrausch, F.: *Praktische Physik*. Stuttgart : Teubner Verlag, 1996
- [34] Wutz, M. ; Adam, H. ; Walcher, W. ; Jousten, K.: *Handbuch der Vakuumtechnik*. 7., erweiterte Auflage. Braunschweig/Wiesbaden : Friedr. Vieweg & Sohn, 2000

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

Kühlungsborn, den 27. Mai 2004

(Lutz Eckart)