
Diplomarbeit

**Dimensionierung, Aufbau und Integration eines optischen Nachweiskanal 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

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	3
Abbildungsverzeichnis	4
Tabellenverzeichnis	5
1 Einleitung	7
1.1 Aufbau der Atmosphäre	7
1.2 Leuchtende Nachtwolken	8
1.3 Motivation und weiterer Aufbau der Arbeit	10
2 Lidar	12
2.1 Lidarprinzip	12
2.2 Streumechanismen	13
2.3 Lidar-Gleichung	15
2.3.1 Rückstreuverhältnis	17
2.3.2 Depolarisation	17
3 ALOMAR	19
3.1 ALOMAR RMR-Lidar	20
3.2 Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars	20
3.2.1 Lasersystem	21
3.2.2 Teleskope	23
3.2.3 Fokalbox	25
3.2.4 Die Optische Bank	26
3.2.5 Steuerung des Systems	28
3.3 Zusammenfassung	29
4 Zusatzkanal	31
4.1 Dimensionierung des Zusatzkanals	31
4.1.1 Teleskopgesichtsfeld	32
4.1.2 Spektrale Filterung	32

4.1.3	Drucksteuerung des Etalons	37
4.2	Aufbau des Zusatzkanals	39
4.2.1	Lichteinkopplung und Strahlführung	40
4.2.2	Praktische Realisierung der Etalonsteuerung	41
4.2.3	Interferenzfilter	44
4.2.4	Detektoren	46
4.2.5	Der Nebenzweig	47
5	Ergebnisse und Diskussion	48
5.1	Testergebnisse	48
5.2	Erste atmosphärische Messungen	52
6	Zusammenfassung und Ausblick	56
	Literaturverzeichnis	57

Abkürzungsverzeichnis

ALOMAR	A rctic L idar O bservatory for M iddle A tmosphere R esearch
ARR	A ndøya R ocket R ange
AWT	A ufweitungsteleskop
APD	A valanche P hotodiode
BGM	B eam G uiding M irror
CCD	C harged C oupled D evice
CNRS	C entre N ational de la R echerche S cientifique
cw	C ontinuous W ave
ECMWF	E uropean C enter for M edium R ange W eather F orecast
FOV	F ield of V iew
FSR	F ree S pectral R ange
FWHM	F ull W idth at H alf M aximum
IAP	I nstitut für A tmosphären P hysik
LASER	L ight A mplification by S timulated E mission of R adiation
LIDAR	L ight D etection A nd R anging
Nd:YAG	N eodym- Y ttrium- A luminium- G ranat
NLC	N octilucent C loud
NWT	N orth W est T elescope
OD	O ptische D ichte
PMT	P hoto M ultiplier T ube
PSC	P olar S tratospheric C loud
RADAR	R adio D etection A nd R anging
RMR	R ayleigh- M ie- R aman
SET	S outh E ast T elescope
SPCM	S ingle P hoton C ounting M odule
TTL	T ransistor T ransistor L ogik
UT	U niversal T ime
ZWL	Z entrale W ellenlänge

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vertikale Einteilung der Atmosphäre	8
1.2	Leuchtende Nachtwolke	9
2.1	Funktionsprinzip eines Lidars	12
2.2	Streumechanismen	13
3.1	Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation	19
3.2	ALOMAR-Observatorium	20
3.3	Aufbau des ALOMAR RMR-Lidarsystems	21
3.4	Sendezweig des ALOMAR RMR-Lidars	22
3.5	Teleskope des ALOMAR RMR-Lidars	23
3.6	Aufbau der Teleskope und Strahlführung in der Teleskophalle	24
3.7	Strahlführung in der Fokalbox	25
3.8	RMR-Zweig der Fokalbox	26
3.9	Aufbau der optischen Nachweiskanäle	27
4.1	Transmissionskurven von Interferenzfiltern	33
4.2	Schematischer Aufbau des Zusatzkanals	39
4.4	Technische Zeichnung des Aufweitungsteleskops	40
4.3	Simulierter Strahlengang durch die Aufweitungsteleskope	41
4.5	Temperatur- und Signalverlauf	43
4.6	Umgebungsdruck am 11.04.2004	44
4.7	Motorisierte Drucksteuerung	45
4.8	Theoretische Transmissionskurven der Etalons	45
5.1	Einkoppeloptik zur Raumwinkel Anpassung	48
5.2	Druckabhängigkeit des Signalverhältnisses	49
5.3	Einfluß des Einfallswinkels	50
5.4	Transmissionskurve des Etalons	51
5.5	Atmosphärische Messung vom 22.04.2004	53
5.6	Höhenprofile nach Subtraktion des Untergrunds	54
5.7	Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003	55

5.8 Vergleich der Nachweiskanäle	55
--	----

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des ALOMAR RMR-Lidars	30
4.1	Technische Daten des Interferenzfilters	33
4.2	Technische Daten des Etalons	37
4.3	Freier Spektraler Bereich des Etalons	38
4.4	Technische Daten der verwendeten Optiken	39
4.5	Überblick über Justagefreiheitsgrade	42
5.1	Erste atmosphärische Messungen	52

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Aufbau der Atmosphäre

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. Der prinzipielle vertikale Aufbau der Atmosphäre auf Grundlage des Temperaturprofils wird in Abbildung 1.1 (S. 8) 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 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 insbesondere 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 erreicht, wobei darauf hingewiesen werden muss, dass sowohl die Höhe als auch die Temperatur der Mesopause im Winter und im Sommer unterschiedliche Werte annehmen. 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. Als Ursache für diese Antikorrelation zur solaren Einstrahlung gilt eine großskalige, meridonale Zirkulation. Aufsteigende Luftmassen über dem Sommerpol 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.

Unter den extremen Bedingungen in der polaren Sommermesosphäre entstehen die höchsten Wolkenfelder der Erde, die so genannten leuchtenden Nachtwolken (NLC¹), auf welche in Kap.1.2 näher eingegangen wird. 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.

Es sei darauf hingewiesen, dass in Abbildung 1.1 nur eine vereinfachte Struktur dargestellt ist. Der tatsächliche Temperaturverlauf ist von der geographischen Breite abhängig und unterliegt zusätzlich tages- und jahreszeitlichen Schwankungen.

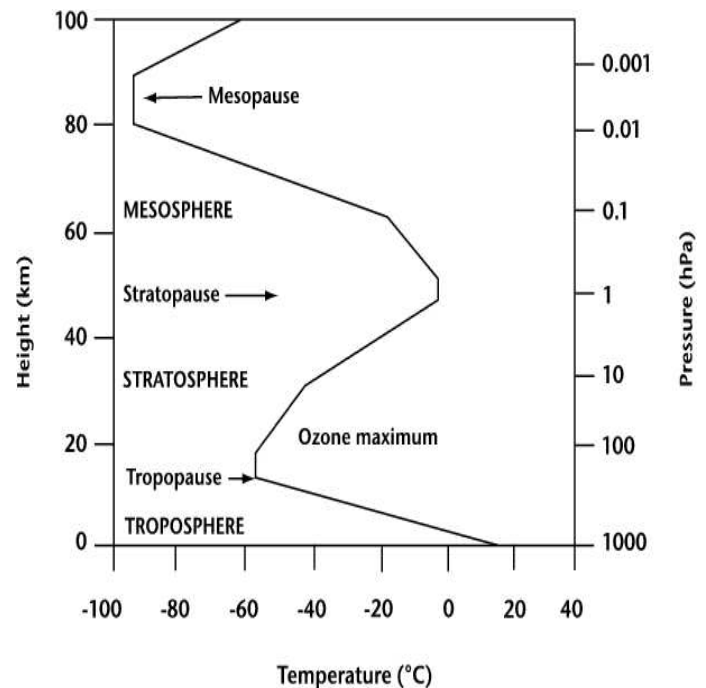


Abbildung 1.1: Der vertikale Verlauf der Temperatur ist die Basis für die vertikale Einteilung der Atmosphäre in Schichten. (Quelle: ECMWF-Webseite)

1.2 Leuchtende Nachtwolken

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 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 Wolkenteilchen noch von der Sonne beleuchtet werden, während sich der untere Teil der Atmosphäre bereits im Erdschatten befindet.

Leuchtende Nachtwolken erscheinen meist silbrig weiß bis hellblau und heben sich klar vom dunkleren Hintergrund ab. Dieser Kontrast der hellen Wolken gegen den dunklen Nachthimmel ist der Grund für deren Namen. In Abbildung 1.2 (S. 9) ist zu erkennen, dass die Wolken horizontal strukturiert sind. Eine Nomenklatur dieser Strukturen ist in [4] zusammengestellt.

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

¹Noctilucent Clouds



Abbildung 1.2: Leuchtende Nachtwolke (Foto: Pekka Parviainen Quelle: www.polarimage.fi)

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 photometrische Triangulation, zu 82,9 km [6] bestimmt werden, was mit aktuellen Messungen übereinstimmt, die eine mittlere Höhe von $82,5 \pm 1$ km [?] zeigen. Bis heute wurden zur Untersuchung der NLC neben den bodengebundenen Beobachtungen sowohl raketengetragene [7] als auch satellitengetragene Experimente [8] 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 Lidarinstrumenten² zu beobachten; ein Gedanke den Jesse schon 1887 in einer seiner Veröffentlichungen formulierte [9]. Bereits 1963 wurden erste Versuche zur Untersuchung von NLC mittels Lidarexperimenten durchgeführt [?], doch erst 1989 ist dies erstmalig gelungen. Seit 1994 werden in Nordnorwegen regelmäßig Messungen mit dem ALOMAR³ RMR⁴-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 man in [10].

Trotz der Fülle der Erkenntnisse, die seit der Entdeckung zusammengetragen wurden, steht eine vollständige Erklärung der Wolken noch immer aus. Nach dem heutigen Erkenntnisstand bestehen NLC-Teilchen aus Eiskristallen, welche auf Grund der niedrigen Temperaturen von ca. 130 K [2] in der Sommermesopause entstehen. Bei diesen niedrigen Temperaturen sinkt der Sättigungsdampfdruck von H_2O auf weniger als 10^{-10} mbar ab, so dass sich durch heterogene Nukleationsprozesse Eiskristalle bilden können.

²Light Detection And Ranging

³Arctic Lidar Observatory for Middle Atmospheric Research

⁴Rayleigh/Mie/Raman

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 [11] 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. [12]].

Die Form der NLC-Teilchen ist noch nicht genau bekannt und ist weiter zu untersuchen. Allerdings wurde durch Baumgarten [13] erstmalig ein direkter Beweis geliefert, dass NLC-Teilchen asphärisch 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 Laserlicht⁵ auf ein sphärisches Teilchen, so muss das rückwärts⁶ gestreute Licht ebenfalls in derselben Polarisationsebene, wie der des ausgesendeten Lichts, linear polarisiert sein. Da aber zusätzlich ein geringer Anteil linear polarisierten Lichtes mit einer um 90° gedrehten Polarisations Ebene gemessen wurde, war dies der direkte Beweis für die Asphärizität der NLC-Teilchen.

1.3 Motivation und weiterer Aufbau der Arbeit

Erst 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 [14]. Dazu wird versucht, ähnlich wie in der Meteorologie, Simulations- und Vorhersagemodelle zu erstellen, wofür regelmäßige Beobachtungen und Messungen über längere Zeiträume eine zwingende Voraussetzung sind. Die in Kap 1.2 beschriebene Depolarisationsmessung von NLC-Teilchen ist bis heute die weltweit einzige Messung dieser Art. Allerdings konnte dabei immer 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.

Desweiteren bietet ein unabhängiger Nachweiskanal die Möglichkeit Vergleichs- bzw. Referenzmessungen zu den bereits bestehenden Kanälen durchzuführen und kann als Ersatzkanal bei Reperatur- oder Austauscharbeiten eingesetzt werden.

Im Folgenden sind die der Lidartechnik zu Grunde liegenden Prinzipien und Mechanismen kurz erläutert (Kap. 2). In Kapitel 3 wird das ALOMAR Forschungsprojekt kurz vorgestellt und ein Überblick

⁵Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

⁶Streuwinkel $\Phi = 180^\circ$

über den bisherigen Aufbau des ALOMAR RMR-Lidars gegeben. Die zur Dimensionierung notwendigen Überlegungen sowie der Aufbau und die einzelnen Komponenten des zusätzlichen Nachweiskanal sind in Kapitel 4 genauer beschrieben und erläutert. In Kapitel 5 sind die Ergebnisse der Testmessungen und erste atmosphärische Messungen dargestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Lidar

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 können. 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

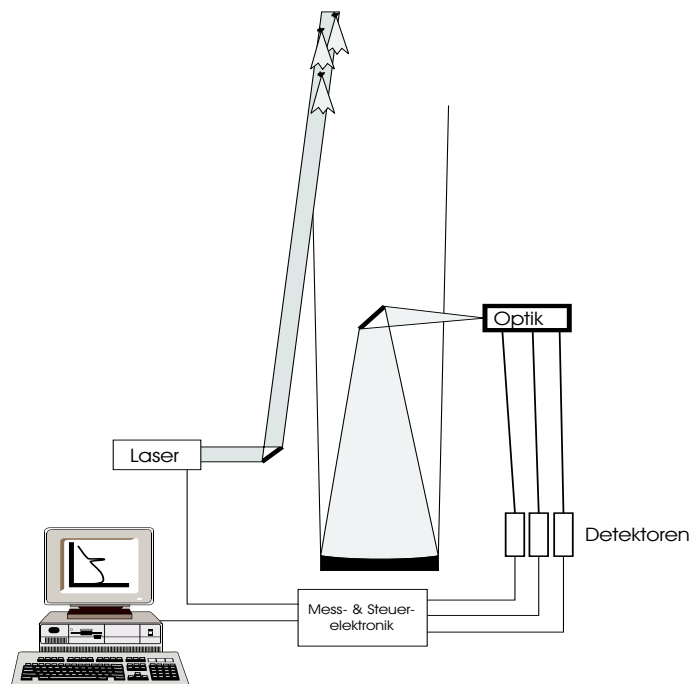


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines Lidars. Ein Laser emittiert kurze Lichtpulse in die Atmosphäre, in der das Licht an Aerosolen, Atomen und Molekülen gestreut wird. Ein Teleskop sammelt das rückgestreute Licht, welches nach Wellenlängen getrennt mit optischen Detektoren nachgewiesen wird.

streuenden Teilchen gewonnen werden. Je nach gerätespezifischen und geophysikalischen Bedingungen sind Messung bis in eine Höhe von mehr als 110km möglich. Ein Lidar ist dabei besonders für einen Höhenbereich zwischen 30 bis 60km 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 (150m) 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. [15]) 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

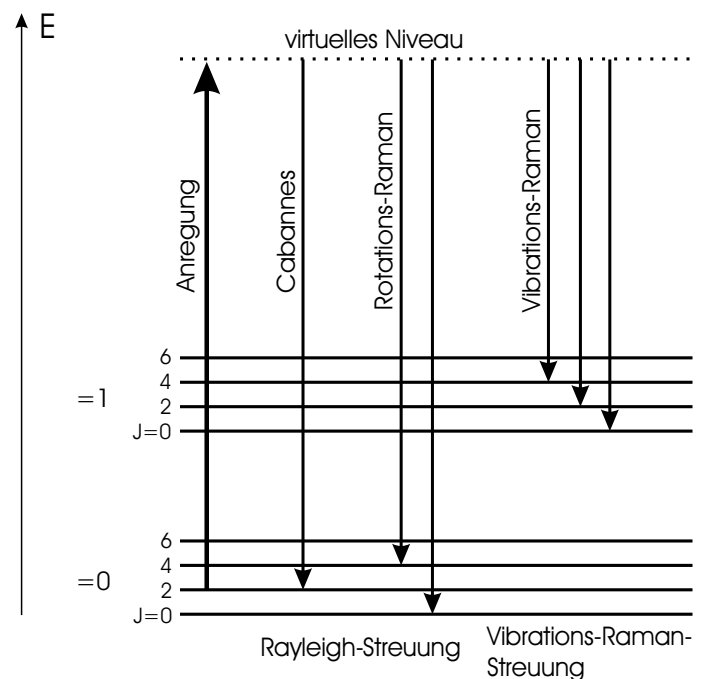


Abbildung 2.2: Streumechanismen nach Young [15]

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 [15] 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 [16]. Andere geeignete Konstituenten sind Natrium, Eisen und Calcium.

2.3 Lidar-Gleichung

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
$I(\lambda, z)$	Empfangenes Signal in Abhängigkeit der Höhe und der ausgesandten Wellenlänge
$I_0(\lambda)$	Anzahl der ausgesandten Photonen, 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 Teleskopsehtfeld

$\frac{1}{z^2}$	Der Raumwinkel der Teleskopfläche abhängig von der Höhe
Δz	betrachtetes Höhenintervall
$T(\lambda, z)$	Transmissionsfunktion der Atmosphäre 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: $T(\lambda, z) = T \uparrow (\lambda_1, z) \cdot T \downarrow (\lambda_2, z)$ Der Einfluß der Transmission einer aerosolfreien Atmosphäre wird mit zunehmender Höhe geringer, da die Moleküldichte in der Atmosphäre noch oben hin exponentiell abnimmt.
$\beta(\lambda, z)$	Gesamtvolumenrückstreukoeffizient Er setzt sich additiv aus den Volumenrückstreukoeffizienten der Molekülstreuung und der Aerosolstreuung zusammen: $\beta = \beta_M + \beta_A$ Der Koeffizient ist von der Wellenlänge, der Höhe und der Teilchenanzahl der Moleküle bzw. Aerosole abhängig. Daher stellt er die gesuchte Messgröße dar. $\beta_M(\lambda, z) = \frac{d\sigma_M}{d\Omega}(\lambda, \Phi) n_M(z)$ $\beta_A(\lambda, z) = \frac{d\sigma_A}{d\Omega}(\lambda, \Phi) n_A(z)$ Differentieller Streuquerschnitt für Licht der Wellenlänge λ $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\lambda, \Phi)$ Streuwinkel bei Streuung unter 180° $\Phi = \pi$ Anzahl der Streuzentren pro Volumeneinheit $n(z)$
$I_{\text{Untergrund}}$	Untergrundsignal, unabhängig von der Höhe Er 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.

2.3.1 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

$$R(\lambda, z) = \frac{\text{Gesamtsignal}}{\text{Molekülsignal}} = \frac{I_A(\lambda, z) + I_M(\lambda, z)}{I_M(\lambda, z)} . \quad (2.2)$$

Unter Verwendung der Rückstreuoeffizienten 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 [11] entnommen.

Aus dem Rückstreuverhältnis lässt sich der Aerosolrückstreuoeffizient, wie folgt, berechnen

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

2.3.2 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 Aerosolrückstreuoeffizienten 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 [11] berechnet werden. Es muss dabei aber berücksichtigt werden, dass die molekulare Depolarisation von der spektralen Bandbreite des Nachweiskanal 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 $\Delta\lambda < 0,3\text{ nm}$ (siehe Kap. ??)

nur der Anteil der Cabannes-Streuung beobachtet. Es ergibt sich daher für das ALOMAR RMR-Lidar ein Wert von $\delta_M = 0,37\%$ [12].

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.

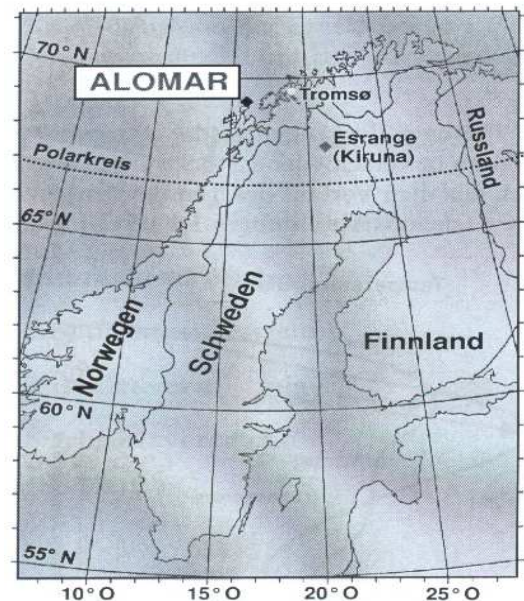


Abbildung 3.1: Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation



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 [17; 18; 19; 20], zum anderen die Beobachtung von Aerosolen in Form von stratosphärischen Hintergrundaerosol, polaren stratosphärischen Wolken (PSC) [21], leuchtenden Nachtwolken (NLC) [10; 13].

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 System-

¹Centre National de la Recherche Scientifique

steuerung. Die Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau des gesamten Systems, der nachfolgend erläutert ist.

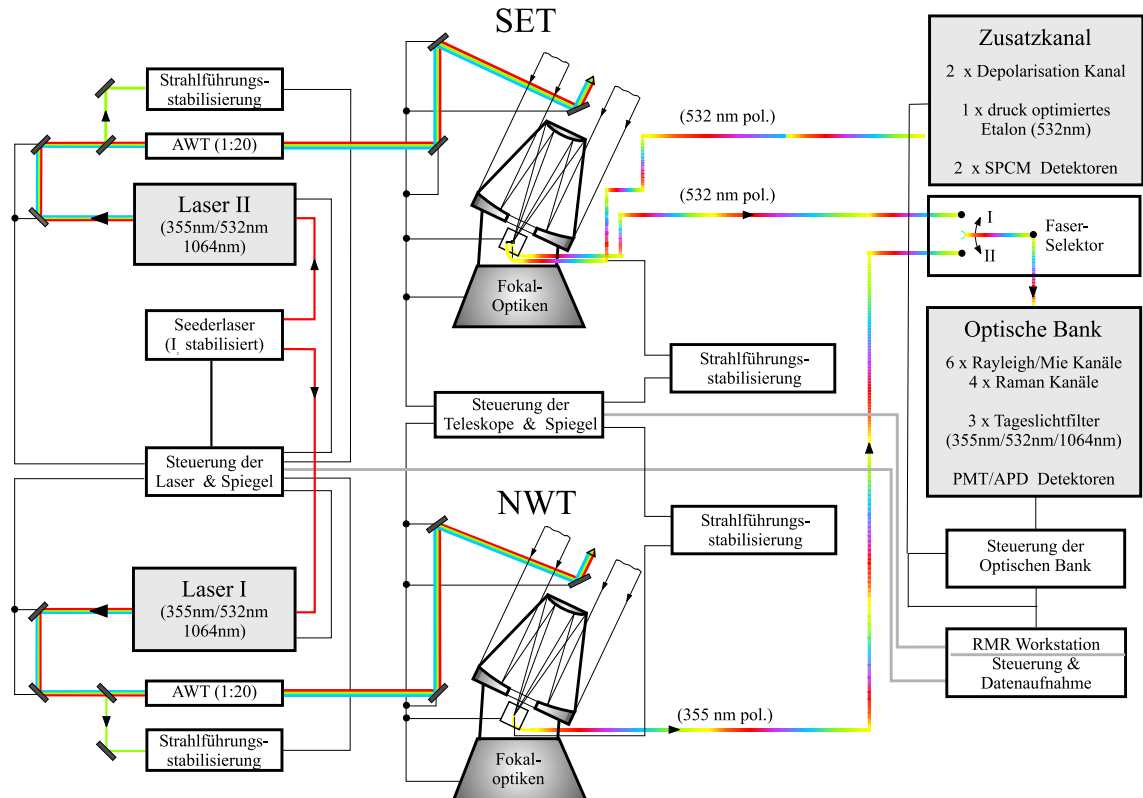


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Hauptkomponenten des ALOMAR RMR-Lidarsystems. Ein cw³-Laser seedet die beiden Hochleistungslaser (Laser I und II). Der emittierte Laserstrahl wird durch Optiken aufgeweitet, mittels Strahlführungsspiegel auf die Teleskope geführt und von dort aus koaxial mit der 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 den einzelnen Nachweiskanal der optischen Bank und dem Zusatzkanal geleitet wird. Das senkrecht polarisierte Licht ($\lambda=532$ nm) vom SET wird in den neu aufgebauten Nachweiskanal gekoppelt. Mit dem NWT ist eine Polarisationsanalyse des Lichts der Wellenlänge 355 nm möglich (erweitert nach [22, S. 818, Abb. 1]).

3.2.1 Lasersystem

Das Sendesystem besteht aus einem Seeder-Laser und zwei identischen, gepulsten Nd:YAG⁴ Hochleistungslasern, die mit Hilfe eines nichtlinearen optischen Kristalls durch Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifung 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 Repetitionsrate von 30,3 Hz koaxial in einem Strahl emittiert. Ein einziger 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 Repetitionsrate von 60,6 Hz. Damit beide Laser mit exakt derselben Wellenlänge operieren, wird

⁴Neodymium:Yttrium-Aluminium-Granat

für beide Sendelaser nur ein externer Seederlaser verwendet. Es handelt sich dabei um einen single-mode Dauerstrich 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 spektrale Stabilität von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-10}$ erreicht werden. Der Aufbau dieser spektralen Stabilisierung mittels Iod-Absorptionszelle ist in [23] ausführlich beschrieben.

Bevor das Laserlicht in die Atmosphäre ausgekoppelt wird, muss die Strahlrichtung des Laserstrahls stabilisiert und die Strahldivergenz verringert werden, da bei einem Lidarexperiment möglichst ein vollständiger geometrischer Überlapp von Teleskopgesichtsfeld und Laserstrahl gewährleistet sein muß. Die Strahlrichtungsstabilisierung erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera und zwei piezogesteuerten Strahlführungsspiegeln (BGM⁵). 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 $20\text{ }\mu\text{rad}$ erreicht.

Um die Divergenz des Laserstrahls zu verringern wird der Strahldurchmesser in einem Aufweitungs-
teleskop (AWT) von 1 auf 20 cm vergrößert, so dass der aufgeweitete Laserstrahl mit einer Restdivergenz
von kleiner $100 \mu\text{rad}$ und einer Richtungsstabilität von kleiner $1 \mu\text{rad}$ 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 größtenteils erhalten bleibt, da die Polarisierungsebenen in den Reflexionsebenen liegen bzw. senkrecht zu diesen stehen. Das Licht der Grundwellenlänge 1064 nm ist zirkular polarisiert.

Die Abbildung 3.4 liefert einen Überblick über den gesamten Sendezweig. Eine detaillierte Beschreibung findet man in [23].

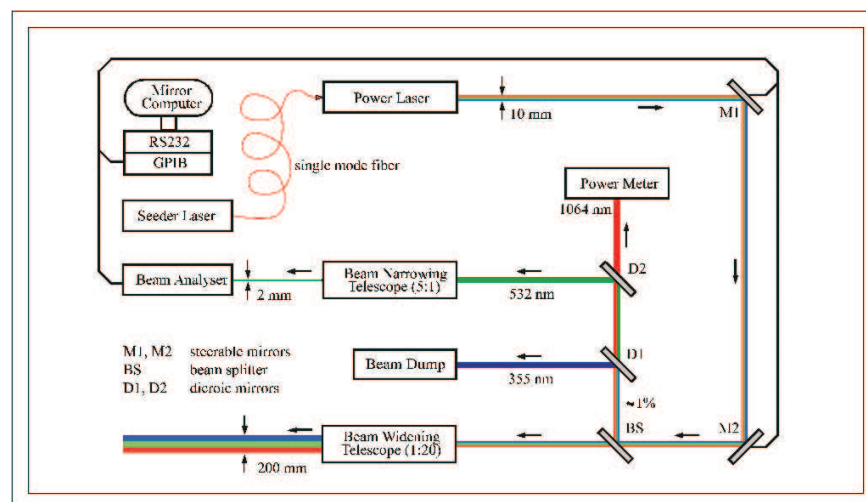


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Sendezweigs des ALOMAR RMR-Lidars (aus [23, S. 752, Abb. 5]).

⁵Beam Guiding Mirror

3.2.2 Teleskope

Die beiden Teleskope (Abb. 3.5) 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 ca. 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 3.6 (S. 24) dargestellt. Die Teleskope können um 30° aus der Vertikalen und 90° in der Horizontalen geschwenkt werden und decken dabei unterschiedliche Quadranten ab. Mit dem NWT⁶ können Beobachtungen im Nord-West-

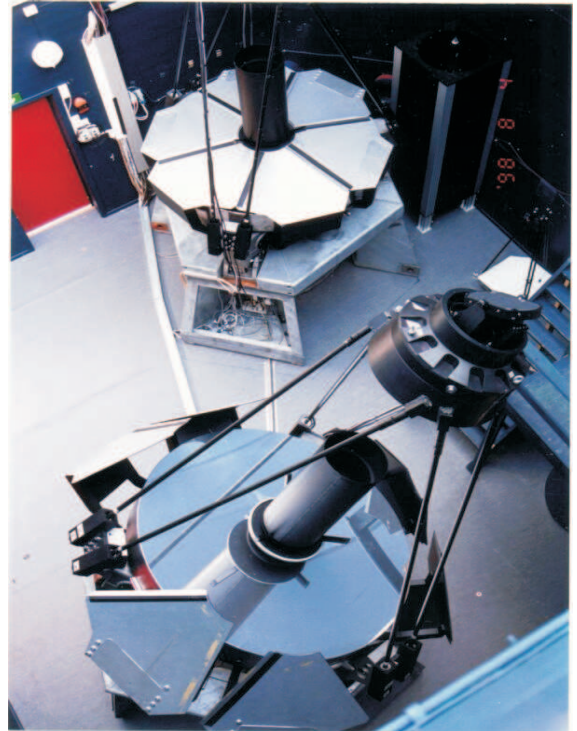


Abbildung 3.5: Blick auf beide Teleskope des ALOMAR RMR-Lidars im geschwenkten Zustand (Foto: v. Zahn).

Quadranten durchgeführt werden, das SET⁷ macht Beobachtungen im Süd-Ost-Quadranten möglich. Dadurch können beispielsweise beide Komponenten des horizontalen Winds gleichzeitig bestimmt werden. Desweiteren bietet sich somit 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 Position der Teleskope angepasst. Dazu sind sowohl die Teleskope als auch die BGMs motorisiert und werden von Rechnern gesteuert und überwacht.

⁶North West Telescope

⁷South East Telescope

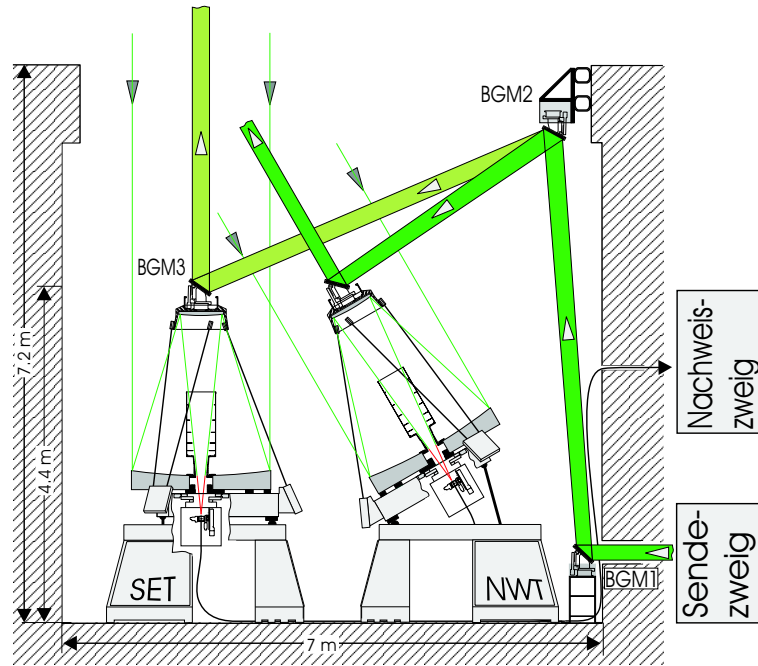


Abbildung 3.6: Teleskope und Strahlführung des ALOMAR RMR-Lidars (aus [S. 821, Abb. 3][22]). Das Laserlicht wird über Strahlführungsspiegel coaxial zur Teleskopblickrichtung in die Atmosphäre geleitet. Das Rückstreulicht der atmosphärischen Bestandteile wird durch die Teleskope gesammelt und in eine Glasfaser eingekoppelt.

Bei einem Lidarexperiment setzt sich das Empfangssignal prinzipiell aus dem Nutzsignal und einem Untergrundsignal zusammen. Das Untergrundsignal wird im Wesentlichen durch die an Luftmolekülen und Wolkenteilchen ins Teleskopgesichtsfeld gestreuten Photonen solaren Ursprungs erzeugt. Während der Nacht ist praktisch kein Sonnenuntergrund vorhanden. Tagsüber ist das Untergrundsignal jedoch bis zu 6 Größenordnungen höher als nachts und muß daher bei Sonnenständen über -6° 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 [24] 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-Etalonsystemen⁸ eingesetzt (siehe Kap. 3.2.4). Ein Großteil des solaren Untergrunds wird außerdem durch die Größe des Gesichtsfelds (FOV⁹) 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 der nominellen Brennweite des Teleskops bestimmt. Es ergibt sich bei einem

⁸Ein Etalon ist ein Fabry-Perot-Interferometer zur spektralen Filterung.

⁹Field of View

Glasfaserdurchmesser von $d = 1,5 \text{ mm}$ und einer Brennweite von $f = 8345 \text{ mm}$ ein Gesichtsfeld von $\text{FOV} = d/f = 180 \mu\text{rad}$. 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, müssen 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. 3.6) korrigiert. Durch diesen Aufbau wird eine Strahlrichtungsstabilität von ca. $10 \mu\text{rad}$ realisiert [25]. 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. 3.7) 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 synchron zum Laser 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-Zweig¹⁰ und den RMR-Zweig zerlegt. Das Na-Lidar besitzt ein Gesichtsfeld von $600 \mu\text{rad}$, das um $500 \mu\text{rad}$ gegen das des RMR-Lidars verkippt ist.

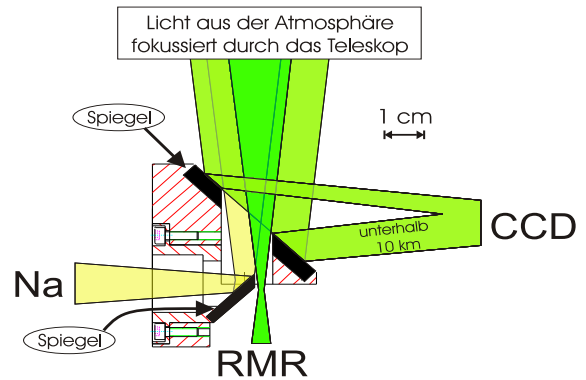


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Strahlführung in der Fokalbox.

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 3.8 (S. 26) ist dieser Aufbau schematisch dargestellt. Eine Analyse der Polarisation muss vor der Einkopplung des Lichts in die Glasfaser erfolgen, da die Polarisationsseigenschaften beim Transport

¹⁰Im 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 $\lambda = 355\text{ nm}$ und im SET für $\lambda = 532\text{ nm}$ 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 Nachweis Kanälen geführt wird. Wenn keine Polarisationsanalyse durchgeführt werden soll, kann die Polarisationsseinheit durch ein, auf dem Trägerschlitten fest eingebautes, Glasfaserstück ersetzt werden. Sowohl die Polarisationsseinheit als auch der Trägerschlitten sind motorisiert und können rechnergesteuert positioniert werden.

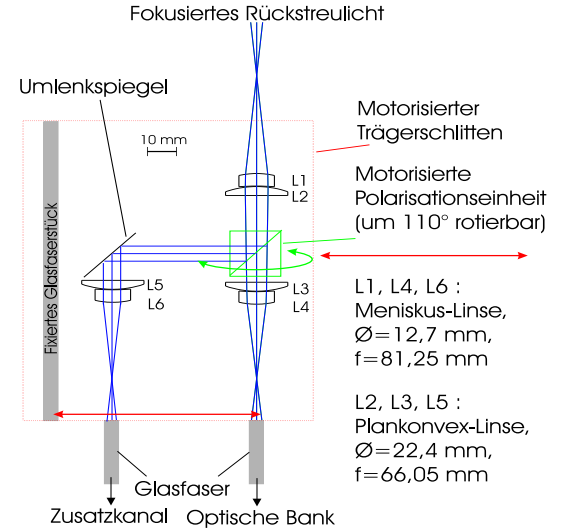


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des RMR-Zweiges der Fokalbox.

3.2.4 Die Optische Bank

Als optische Bank werden die verschiedenen optischen Nachweis Kanäle 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 $\text{FWHM}^{11} = 0,3$ bis zu $0,9\text{ nm}$, die zur Unterdrückung des Hintergrunds während des Nachtbetriebs ausreichend sind. Einige Nachweis Kanäle 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 Art spektraler 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 Inten-

¹¹ Full Width at Half Maximum

sitäten zerlegt und anschließend auf Photodetektoren fokussiert. Es ergeben sich die in Abb.3.9 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)

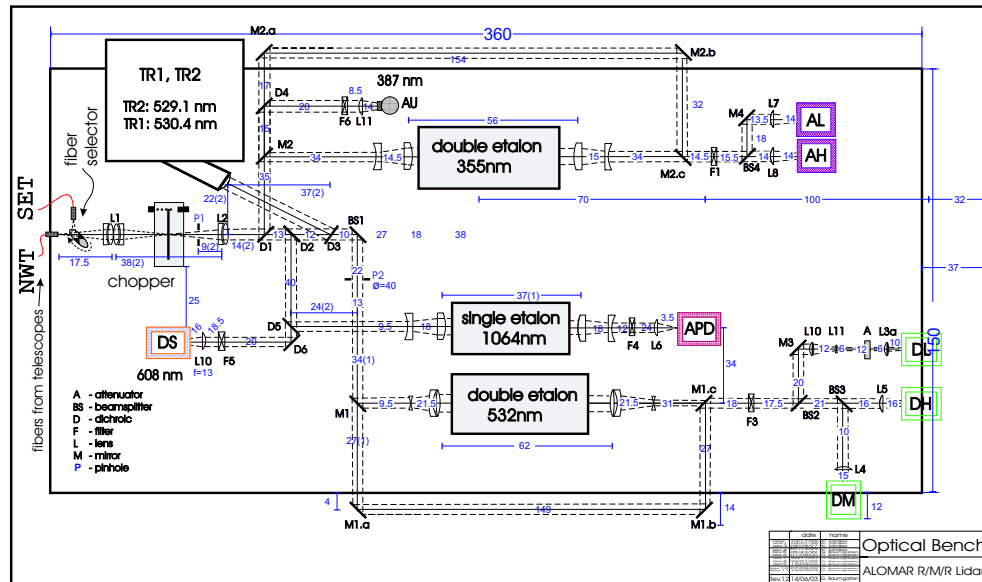


Abbildung 3.9: Aufbau der optischen Nachweiskanäle des ALOMAR RMR-Lidars. Das Licht wird über Glasfaser von den Teleskopen auf die optische Bank geführt, spektral und nach unterschiedlicher Intensität aufgeteilt und entsprechend durch verschieden empfindliche Photodetektoren nachgewiesen.

Zur Detektion der rückgestreuten Photonen sind außer im RMR IR-Kanal Photomultiplier (PMT¹²) im Einsatz. Im Infrarotkanal wird eine APD¹³ 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 Rückstreuhoen, 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

¹²Photo Multiplier Tube

¹³Avalanche Photo Diode

summiert und von der Datenaufnahmesoftware zusammen 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.

Damit ist das ALOMAR RMR-LIDAR 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. 30) zusammengefasst.

3.3 Zusammenfassung

Sendesystem				
1	Seeder-Laser (Innolight GmbH Prometheus 30)	Dauerstrich (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
		Alle Wellenlängen werden coaxial in einem Strahl ausgesandt.		
Transferzweig				
2	Strahlführung	jeweils 3 motorisierte Strahlführungsspiegel		
		Regelschleife zur Laserstrahlausrichtung coaxial zum Teleskop-Gesichtsfeld mittels CCD-Kamera Richtungsstabilität $< 20\mu\text{rad}$		
2	Empfangsteleskope (Cassegrain)	Brennweite	f=8,345 m	
		Gesichtsfeld	FOV=180 μrad	
	Primärspiegel (sphärisch)	Durchmesser	d=1,80 m	
		Aluminium-Substrat		
	Sekundärspiegel (asphärisch)	Durchmesser	d=0,60 m	
		Aluminium-Substrat / Aluminium-Reflexschicht		
		Beide Teleskope sind bis zu 30° aus dem Zenit schwenkbar.		
3	Glasfasern	Durchmesser	d=1,5 mm	d=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	Wellenlänge	spektrale Filterung	Bemerkung
	AH, AL	RMR-UV	Interferenzfilter	intensitäts-
		355 nm	und Doppel-Etalon	kaskadiert
	DH, DM, DL	RMR-VIS	Interferenzfilter	intensitäts-
		532 nm	und Doppel-Etalon	kaskadiert
	APD	RMR-IR	Interferenzfilter	Avalanche-
		1064 nm	und Einfach-Etalon	Photo-Diode
	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 bestimmt 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 Nachweiskanal sowie die zur Dimensionierung notwendigen Überlegungen sind im Folgenden beschrieben.

4.1 Dimensionierung des Zusatzkanals

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

Da in der geographischen Lage des ALOMAR-Observatoriums (Abb. 3.1, S. 19) die Sonne während der NLC-Saison zum größten Teil über dem Horizont steht, musste 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 $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-5}$ [26], zum anderen eine räumliche Filterung, die durch die Größe des Teleskopgesichtsfelds bestimmt wird. Außerdem müssen auf Grund des geringen depolarisierten Anteils im Rückstreulicht Detektoren mit möglichst hoher Empfindlichkeit eingesetzt werden.

4.1.1 Teleskopgesichtsfeld

Beim Aufbau des zusätzlichen Kanals wurde auf eine gewisse 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 $d = 1,0 \text{ mm}$ für den Lichttransfer zwischen Teleskop und Nachweisoptiken verwendet. Das Gesichtsfeld des Teleskops wurde dadurch auf $\text{FOV} = d/f = 120 \mu\text{rad}$ 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, der optischen Dicke $\lambda/2$, 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 $\text{FWHM}^1 = 0,1\text{ nm}$ 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.

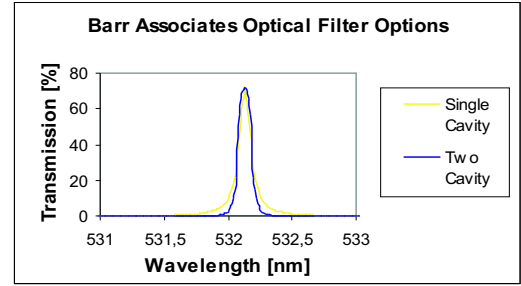


Abbildung 4.1: Theoretische Transmissionskurven für Interferenzfilter mit ein und zwei Kavitäten.

ZWL ²	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 Lidarbetrieb während der Dunkelheit ausreichend ist. Um auch bei Tageslicht ein signifikantes Rückstreusignal Höhe 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 Etalons³ 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

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

¹Full Width at Half Maximum

²Zentrale Wellenlänge

³Etalon ist die allgemeine Bezeichnung für ein unveränderliches Normalmaß[27].

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 Absorption, folgendermaßen beschrieben

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

I_T Intensität des transmittierten Lichts

I_0 Intensität des einfallenden Lichts

R Reflektivität der Etalonplatten

Demzufolge erreicht die Transmission bei einer Phasendifferenz von

$$\varphi = 2m\pi \quad (4.4)$$

Maximalwerte. Nach Gleichung 4.2 (S. 33) ergibt sich die Resonanzbedingung für maximale Transmission bei senkrechten Lichteinfall ($\theta = 0$) demnach zu

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

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 (FSR⁴) bezeichnet

$$FSR = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2\mu d} . \quad (4.6)$$

Der freie spektrale Bereich beziffert demnach den Abstand zweier benachbarter Wellenlängen für welche die Transmissionsbedingung (Gl. 4.5, S. 34) 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 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.

⁴Free Spectral Range

- 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 nur einen geringen technischen Aufwand, jedoch sinkt die Transmission des Etalons mit steigenden Kippwinkel drastisch. In [28] 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 ebenfalls die in Tabelle 4.2 (S. 37) zusammengestellten Parameter besitzt. Daher sind ähnliche Ergebnisse auch für das zur Verfügung stehende 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 $\lambda=532,13\text{ nm}$, eine Drucksteuerung entwickelt und aufgebaut.

Bei Erfüllung der Transmissionsbedingung wird die maximale Transmission eines idealen Etalons nach der Airy-Funktion (Gl. 4.3, S. 34) nur von der Absorption A und Reflektivität R der Plattenoberflächen beeinflusst

$$I_T = I_0 \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 . \quad (4.7)$$

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 ca. 40% auf. Da diese zu einem Doppel-Etalon kombiniert wurden, sinkt die maximale Transmission sogar auf nur ca. 16%. Auch die Halbwertsbreite und damit die Filterwirkung und das Auflösungsvermögen eines Etalons wird 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

$$F_R^* = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} . \quad (4.8)$$

- 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 Finesse F_q^* ist dann

$$F_q^* = \frac{q}{2} . \quad (4.9)$$

- Parallelitätsfinesse F_p^*

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

$$F_p^* = \frac{p}{\sqrt{2}} . \quad (4.10)$$

Die Gesamtfinesse ergibt sich aus den Einzelfinessen zu

$$\frac{1}{F^*} = \sqrt{\sum \left(\frac{1}{F_i^*}\right)^2} . \quad (4.11)$$

Aus der Gesamtfinesse und dem freien spektralen Bereich lässt sich mit

$$FWHM = \frac{FSR}{F^*} \quad (4.12)$$

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

Die erreichbare Halbwertsbreite und die Transmission wird allerdings neben den Etalonparametern zusätzlich durch die Divergenz γ des einfallenden Strahlenbündels begrenzt, denn alle im divergenten Strahlenbündel enthaltenen Wellenlängen, für die gilt

$$m\lambda = 2\mu d \cos \theta \quad \text{mit} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\gamma}{2}, \quad (4.13)$$

werden maximal transmittiert. Dadurch kommt es zur Verbreiterung der eigentlichen Halbwertsbreite. Diese Divergenzverbreiterung ergibt sich nach [29] zu

$$\Delta\lambda_\gamma = \lambda \frac{(\gamma)^2}{8} \quad (4.14)$$

und addiert sich mit $\Delta\lambda_{FWHM}$ gemäß

$$FWHM_{eff} = \sqrt{\Delta\lambda_\gamma^2 + (FWHM)^2} . \quad (4.15)$$

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 $D_{Tel} = 1,8 \text{ m}$, 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	$\pm 1,8$ 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 $d=1,181$ mm und einem Brechungsindex von $\mu_{Luft}=1,000278$ ($p_{Luft} = 1013$ mbar, $T = 15^\circ$ C) [30] für die Wellenlänge 532 nm nicht erfüllt. Unter diesen Bedingungen 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

$$\begin{aligned} \left(\lambda + \frac{\lambda^2}{2d\mu}\right)m &= (\mu + \Delta\mu)2d \\ \lambda m + \frac{\lambda^2 m}{2d\mu} &= 2d\mu + 2d\Delta\mu \\ \text{mit Gl. 4.5 (S. 34)} \quad \Delta\mu &= \frac{\lambda}{2d} . \end{aligned} \tag{4.16}$$

$$\tag{4.17}$$

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 Teilchenzahl 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 [31], 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 Teilchendichte

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

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

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

Um das mit Luft gefüllte Etalon bei einer Arbeitstemperatur von 18°C über einen freien spektralen Bereich verstellen zu können, muss der Druck mit $(\mu_0 - 1) = 2,94 \cdot 10^{-4}$ [30] und $\Delta\mu = 2,25 \cdot 10^{-4}$ (vgl. Gl. 4.16, S. 37), um maximal $\Delta p = 0,83$ bar variiert werden.⁵

Es ergeben sich aus den oben angeführten theoretischen Überlegungen die in Tabelle 4.3 zusammengestellten Werte, welche 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.

⁵Die durchschnittliche Temperatur im Detektorraum des ALOMAR RMR-Lidars beträgt 18°C .

4.2 Aufbau des Zusatzkanals

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.

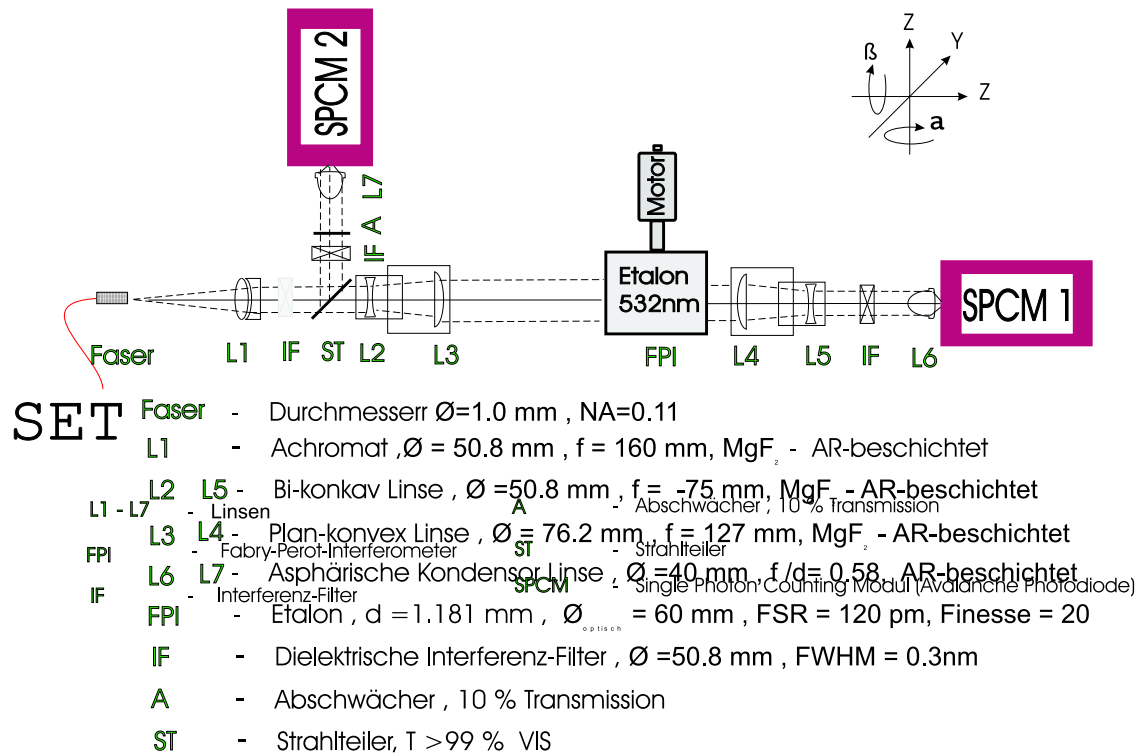


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Zusatzkanals.

	Spezifikationen	Hersteller
Faser	$\varnothing = 1,0$ mm , $NA=0,22$, $T > 93\%$	CeramOptics
L1	Achromat-Linse , $\varnothing = 50,8$ mm , $f = 160$ mm , AR - MgF_2	JMLOptical
L2, L5	Bikonkav-Linse , $\varnothing = 50,8$ mm , $f = -75$ mm , AR - MgF_2	Newport
L3, L4	Plankonvex-Linse , $\varnothing = 76,2$ mm , $f = 127$ mm , AR - MgF_2	JML Optical
L6, L7	Asphärische Kondensorlinse , $\varnothing = 40$ mm , $\varnothing_{asph} = 38$ mm $f/d = 0.58$, hintere Arbeitsweite = 7,55 mm , AR - MgF_2	Newport
IF	Interferenzfilter , $\varnothing = 50,8$ mm , $FWHM=0,3$ nm	Barr Assoc.
FPI	Fabry-Perot-Interferometer , siehe Tab. 4.2, [29]	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

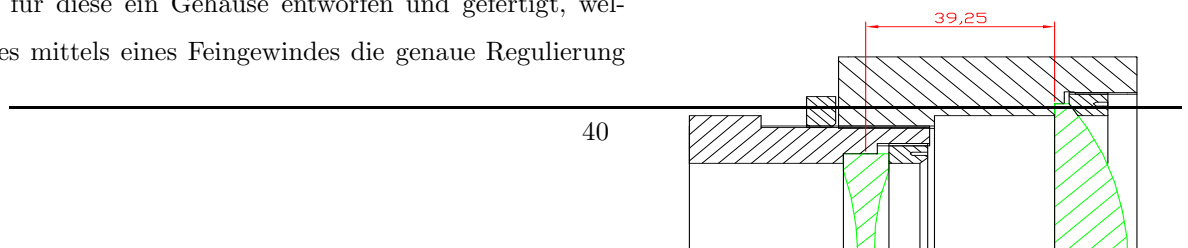
Der senkrecht polarisierte Anteil des rückgestreuten Lichts der Wellenlänge $\lambda=532\text{ nm}$ wird durch eine Glasfaser mit einem Durchmesser $d=1\text{ mm}$ und einer Transmission von $T > 93\%$ vom Teleskop (SET) zum Nachweiszweig geleitet, wo das Licht in den Nachweiskanal eingekoppelt und parallelisiert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

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

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 Achromat-Linse mit einer Brennweite von $f = 160\text{ mm}$ gewählt.

Bei einem Strahldurchmesser von $d_{Strahl} = 36\text{ mm}$ 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 nur möglich durch geeignete Justage den Durchmesser der Einhüllenden über eine gewisse Strecke konstant zu halten. Dies bedeutet aber, dass ein Großteil des Strahlenbündels konvergiert und in ungefähr $3,5\text{ m}$ Entfernung eine Abbildung erzeugt wird. Aus diesem Grund wurde mittels eines optischen Strahlsimulationsprogrammes der Strahlengang des Zusatzkanals simuliert. Dies ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Vignettierung in der Mitte des Strahls simuliert dabei, die für Cassegrain-Teleskope typische Abschattung durch den Sekundärspiegel. 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 $39,25\text{ mm}$ und ein entsprechender Aufweitungsfaktor von $1,67$. Der Strahldurchmesser wird somit auf $d_{Strahl} = 60\text{ mm}$ 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 $d_{Strahl} = 36\text{ mm}$ verengt, um die Kosten der nachfolgenden Optiken zu beschränken. Dazu wurde ein weiteres Teleskop mit entgegengesetzter Linsenanordnung aufgebaut (L4, L5). Um die Justage der Teleskoplinsen zu erleichtern, wurde für diese ein Gehäuse entworfen und gefertigt, welches mittels eines Feingewindes die genaue Regulierung



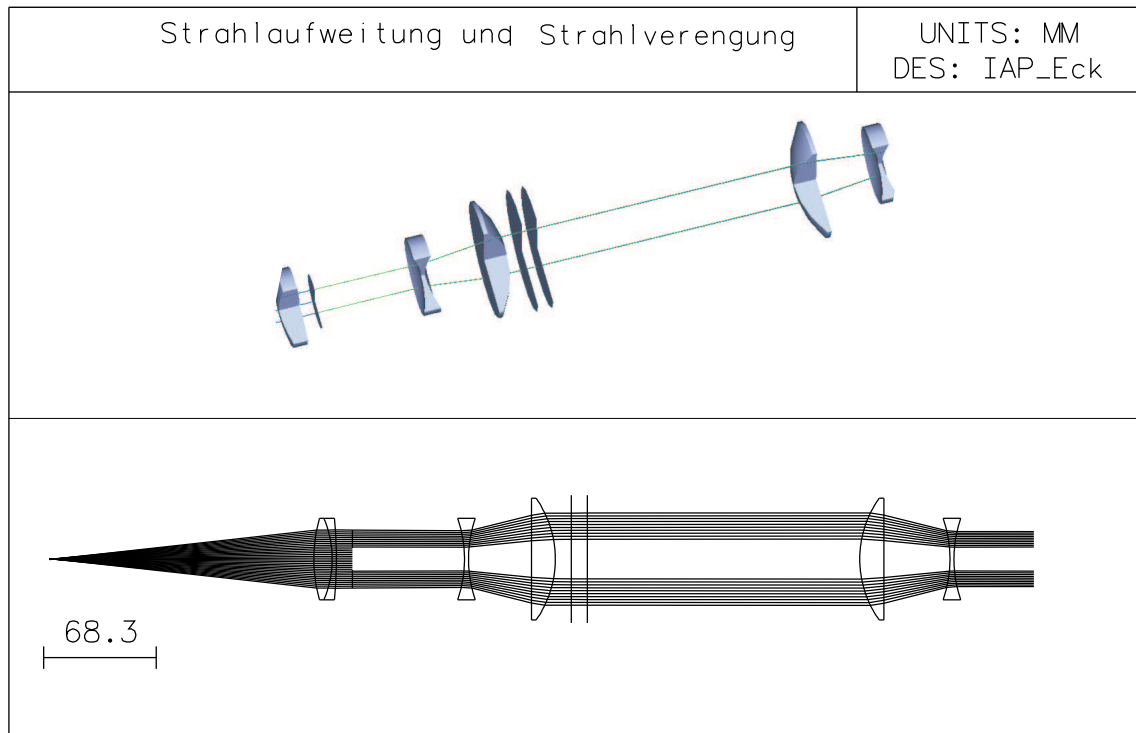


Abbildung 4.3: Simulierter Strahlengang durch die Aufweitungsteleskope.

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 eine 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 Präzisionsverstellische zur Feinjustage verwendet. Die Tabelle 4.5 gibt einen Überblick über die Justagefreiheiten des Aufbaus. Um störende Reflexionen zu vermindern, wurden alle speziell gefertigten Komponenten, wie in der Optomechanik üblich, schwarz eloxiert.

4.2.2 Praktische Realisierung der Etalonsteuerung

Das Etalon soll durch Variation des Brechungsindex zwischen den Etalonplatten auf die Laserwellenlänge ($\lambda=532,13\text{ nm}$) abgestimmt werden. Dies ist über die Variation der Teilchenzahldichte durch Veränderung

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.

des Volumens möglich. Allerdings ist das Volumen zwischen den Etalonplatten V_{Etalon} durch diese selbst und das Etalongehäuse fest vorgegeben. Deshalb 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 $\Delta p = 0,42$ bar realisierbar ist. Es zeigte sich allerdings, dass eine geringere Druckvariation ausreichend ist um das Etalon auf maximale Transmission einzustellen.

Voraussetzung für die Funktionalität eines solchen Aufbaus ist in erster Linie die Dichtheit des Gesamtsystems. Als variables Volumen wurde daher eine Schiebedurchführung aus der Hochvakuumtechnik (Abb. 4.7, S. 45) 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 abfiel. Um möglichst geringe Kräfte auf die Etalonplatten wirken zu lassen, wurde das Gehäuse mit Silikondichtmasse verklebt und bei Raumtemperatur ausgehärtet. Nach Wutz [32] 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 $q_{He} = 8 \cdot 10^{-9} \frac{\text{lmbar}}{\text{s}}$ bestimmt. Die Druckdifferenz betrug dabei $\Delta p = 1$ bar. Daraus lässt sich die Luftleckrate q_{Luft} , für eine maximal erforderliche Druckdifferenz von $\Delta p = 0,42$ bar, über die molaren Massen von Luft M_{Luft} und Helium M_{Helium} , wie folgt, ableiten [32]

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

$$q_{Luft} = \frac{q_{He}}{2,7} \cdot 0,42 = 1,2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{lmbar}}{\text{s}} . \quad (4.25)$$

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 (auf der vorherigen Seite), der Druckabfall und, nach Gl. 4.21 (S. 38), die entsprechende Brechzahländerung über die gesamte NLC-Saison abschätzen lässt. Aus Gl. 4.5 (S. 34) 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. 38), mit $p = p_0 - 0,42$ bar und $T = 18^\circ \text{C}$

$$\mu = (\mu_0 - 1) \frac{pT_0}{Tp_0} + 1 = 1,000162 \quad (4.27)$$

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

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

verschieben 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 $\alpha_{\text{Quarzglas}} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ einen niedrigen Ausdehnungskoeffizienten aufweisen, ändern sich mit der Temperatur sowohl der Plattenabstand als auch das Volumen zwischen den Etalonplatten und somit die Teilchenzahldichte. 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 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

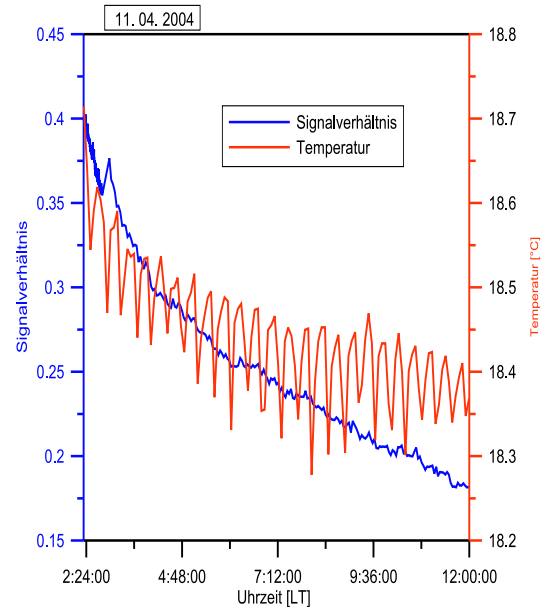


Abbildung 4.5: Temperatur- und Signalverlauf bei einer Testmessung vom 11.04.2004.

ALOMAR RMR-Lidars ist mit einer aktiven Temperaturstabilisierung ($T=18\pm 1\text{ K}$) 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. 44) 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 zwar auf Grund der Monotonie der Kurvenverläufe nicht gezeigt aber auch nicht ausgeschlossen werden.

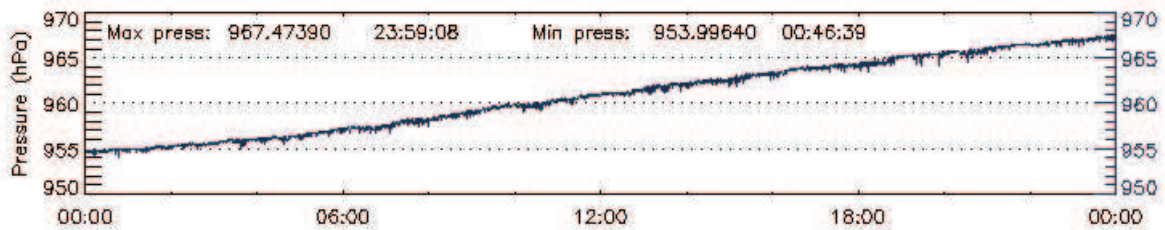


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf des Umgebungsdrucks am 11.04.2004 aufgezeichnet von der ALOMAR-Wetterstation.

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 Schiebedurchführung 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 4.7 (S. 45) 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. 33) beschriebenen Filter nicht rechtzeitig verfügbar. Es wurden stattdessen Interferenzfilter mit einer zentralen Wellenlänge von $\lambda_0 = 532,4\text{ nm}$ und einer Halbwertsbreite von $\text{FWHM}=0,3\text{ nm}$ verwendet. Diese Spezifikationen entsprechen zwar nicht den gewünschten

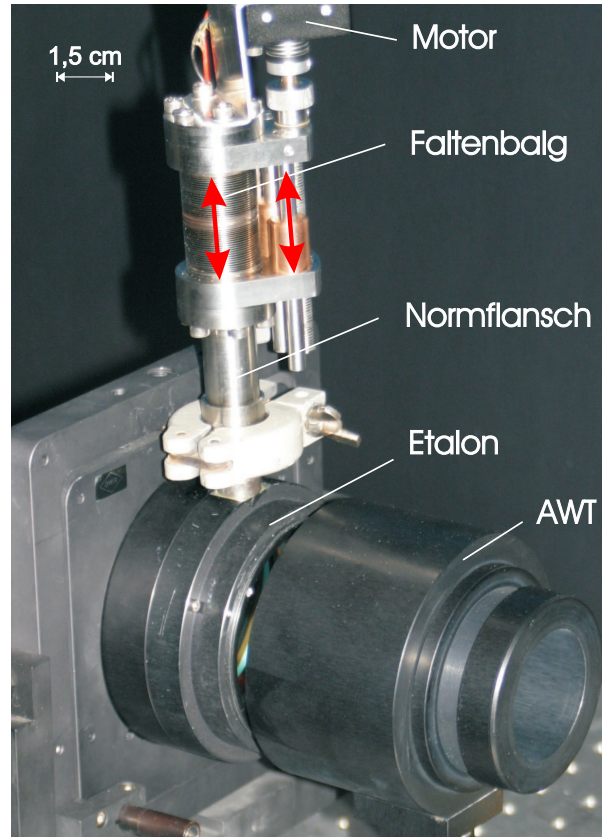


Abbildung 4.7: Es ist das Etalon mit motorisierter Drucksteuerung und eines der Aufweitungsteleskope zu sehen.

Anforderungen, sind aber selbst für Tageslichtmessungen 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 Verkipfung 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. 4.6 (S. 34) einen freien spektralen Bereich von $\text{FSR}=148\text{ pm}$. Die Finesse sowie der Plattendurchmesser der beiden Etalons sind identisch. In Abbildung 4.8 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 Doppeletalons abzuschätzen wurden Testmessungen zur Unter-

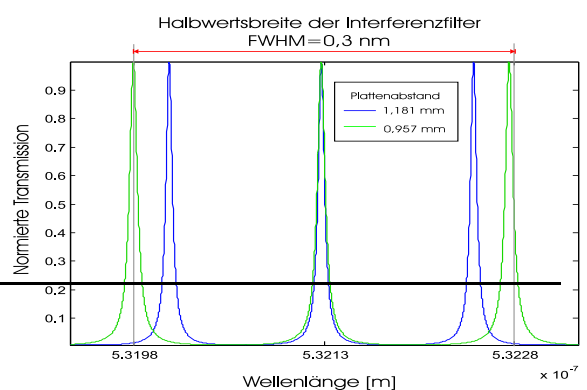


Abbildung 4.8: Theoretische Transmissionsspektren

grundunterdrückung 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, jedoch dabei auch das Nutzsignal um den Faktor 5 abgeschwächt wurde. Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme, dass durch Verkippung des Etalons die Filterwirkung erheblich verschlechtert wird [28]. Außerdem handelt es sich bei den verwendeten Etalons um Optiken, die bereits vor einigen Jahren in der optischen Bank des ALOMAR-Systems eingebaut waren, bis diese durch größere Etalons ersetzt wurden. Es ist anzunehmen, dass sich in der vergangenen Zeit sowohl die Oberflächenbeschaffenheit der Platten als auch die Parallelität der Platten zu einander verschlechtert haben. Ein visuelles Indiz dafür ist die Strahlausleuchtung nach Durchgang durch die Etalons. Im Idealfall ist dies eine homogen ausgeleuchtete Kreisfläche. Es konnte jedoch eine deutliche Verzerrung der Kreisfläche beobachtet werden. Desweiteren lässt sich auch aus Abbildung 5.2 (S. 49) abschätzen, dass der tatsächliche Wert für die Finesse des eingesetzten Etalons unter dem vom Hersteller angegebenen Wert liegt. Eine Kombination zweier nicht idealer Etalons dieser Qualität bewirkt offensichtlich einen nachteiligen Effekt und verringert die Filterwirkung. Deshalb 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.

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 TTL⁶-Puls von 2,5 V und einer Dauer von 34,3 ns aus. Diese Pulse werden durch die Datenaufnahme-Elektronik des ALOMAR-Systems verstärkt, invertiert, gezählt und abgespeichert. Die „Totzeit“ zwischen zwei Pulsen beträgt 50 ns.

Um die Detektoren vor zu hohen Zählraten zu schützen, sind die Module mit einer Gating Option

⁶Transistor-Transistor-Logik

ausgerüstet. Mit einer geeigneten Transistorschaltung kann somit der Detektor kurzzeitig ausgeschaltet werden. Bei atmosphärischen Messungen mit dem ALOMAR RMR-Lidar ist die Intensität des Rückstreu-lichts 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 Transistorschaltung aus, so dass die SPCMs für die Laufzeit des Lichts aus bis zu 28 km Höhe ausgeschaltet sind. Anschließend kann das Zeitfenster für die Messung schon nach weniger als 100 ns wieder bis zum darauffolgenden Laserpuls geöffnet werden. Die Höhe des zu blockenden Bereichs ist dabei variabel und kann für die einzelnen Kanäle individuell eingestellt werden.

Mit einem Durchmesser von $d = 190 \mu\text{m}$ 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 Der Nebenzweig

Wie in Abbildung 4.2 (S. 39) zu erkennen ist, wurde neben dem eigentlichen Nachweiszweig ein weiterer Nebenzweig aufgebaut. 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. Durch diese Abschwächung 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.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Testergebnisse

Der Zusatzkanal wurde im April 2004 in Norwegen aufgebaut und in das bestehende System des ALOMAR RMR-Lidars integriert. Um dabei nicht von den Wetterbedingungen und somit von Atmosphärenmessungen 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 Winkelverteilung an den Etalonplatten bestimmt wird. Nach Gleichung 4.14 (S. 36) beeinflusst das Winkelspektrum des einfallenden Strahls sowohl die Halbwertsbreite als auch die Transmission des Etalons. Desweiteren sind auch die Linsenfehler von der Winkelverteilung abhängig. Es wurde daher eine Einkoppeloptik aufgebaut, durch welche die entsprechende Raumwinkelverteilung erzeugt werden konnte. In Abbildung 5.1 ist diese Einkoppeloptik schematisch dargestellt. Auf Grund der hohen Lichtintensitäten musste zusätzlich das Seederlicht mit

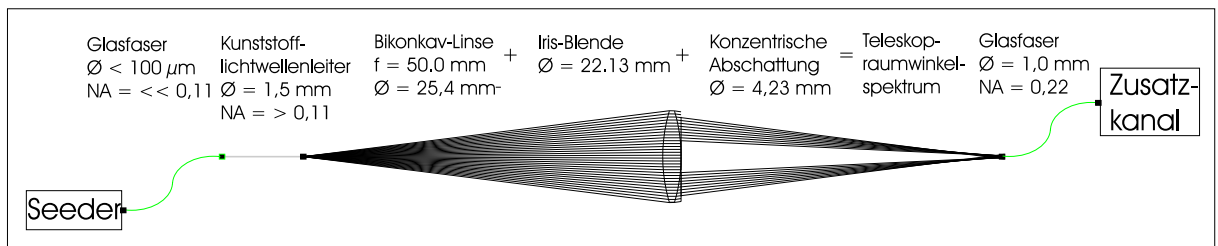


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Einkoppeloptik zur Simulation des Raumwinkelspektrums des Teleskops.

Hilfe von Graufiltern um 5 Größenordnungen abgeschwächt werden, um die Detektoren vor Überlastung zu schützen. Mit diesem Aufbau konnte das Verhalten des Etalons und der dazugehörigen Drucksteuerung durch Testmessungen untersucht werden. Um die Transmissionsfunktion 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.

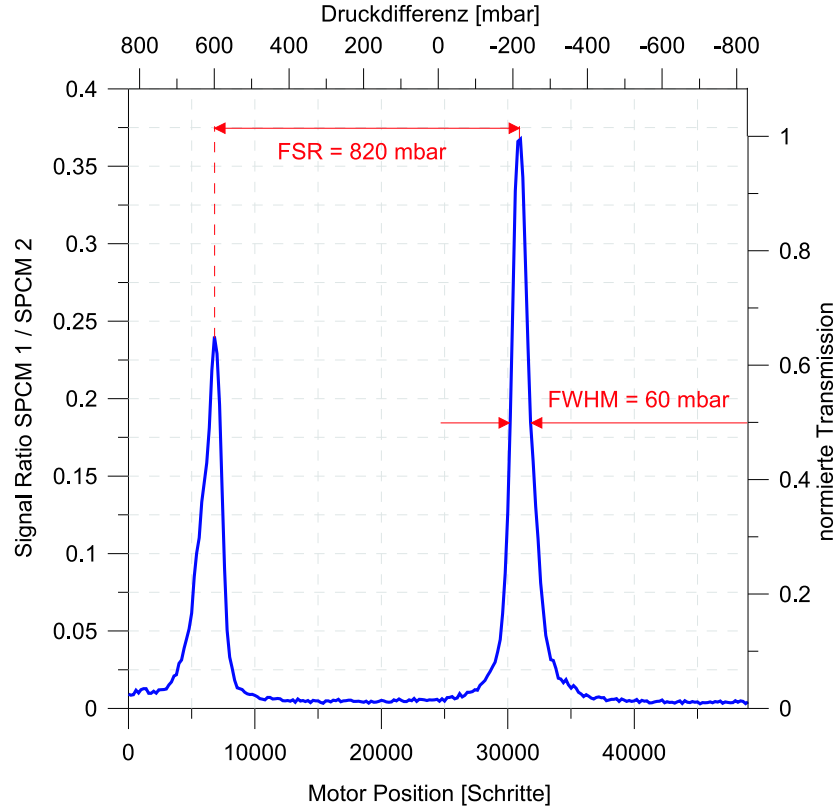


Abbildung 5.2: Diese Testmessung vom 10.04.2004 zeigt die Abhängigkeit des Signalverhältnisses von der Motorposition, aus welcher der Druck zwischen den Etalonplatten abgeleitet werden kann. Das Etalon wurde bei 962 mbar belüftet, so dass sich die angezeigten Druckdifferenzen ergeben.

Da mit der durchgeführten Messung zwei benachbarte Maxima erfasst wurden, ist es möglich aus dem Abstand zwischen diesen Maxima (24200 Schritte) und den bekannten Werten für den FSR des Etalons (Tabelle 4.3, S. 38) die Position des Motors linear in eine Druckänderung umzurechnen. Das Etalon wurde bei einem Umgebungsdruck von 962 mbar belüftet und abgedichtet, so dass die Druckdifferenz zu diesem „Belüftungsdruck“ angegeben werden kann. 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 im Überdruckzustand um 35% niedriger ausfällt als das andere. 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 erzeugen Spannungen. 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 die Transmissionsbedingung an diesen Stellen nicht vollständig erfüllt. Außerdem wird bei erhöhter Druckdifferenz die Parallelität der Platten beeinträchtigt und somit die Finesse des Etalons (Gl. 4.9, 4.10, S. 36) herabgesetzt. Nach Gleichung 4.12 (S. 36) verbreitert sich mit abnehmender Finesse die Halbwertsbreite des

Maximums, was in Abb. 5.2 (S. 49) 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. Das Etalon wird aus diesem Grund im Unterdruckzustand betrieben, wobei eine Druckdifferenz von $\Delta p = 220$ mbar zu realisieren ist.

Neben dem freien spektralen Bereich lässt sich aus der Abbildung 5.2 (S. 49) auch die Halbwertsbreite der Maxima abschätzen. Mit Gleichung 4.12 (S. 36) kann somit die tatsächliche Finesse des Etalons bestimmt werden. Mit $F^* \approx 14 \pm 1$ liegt diese unter dem vom Hersteller angegebenen Wert ($F^* \approx 20$) und lässt auf die tatsächliche Qualität und die Filterwirkung des Etalons schließen. Es ergibt sich nach Gleichung 4.12 (S. 36) eine Halbwertsbreite von $\text{FWHM} \approx 8,6$ pm. Durch Atmosphärenmessung konnte gezeigt werden, dass diese Halbwertsbreite auch für Tageslichtmessungen noch ausreichend schmal ist.

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. Mit Hilfe einer geeigneten Halterung konnte dazu das Etalon in einer Achse leicht geneigt werden, wobei die andere Achse in senkrechter Position zum Strahlengang gehalten wurde. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.3 gezeigt.

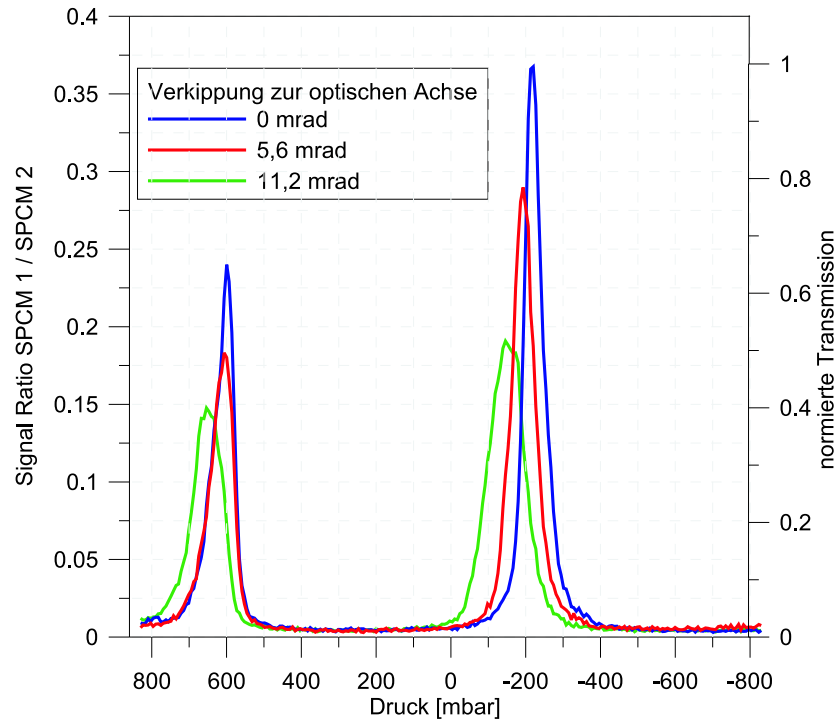


Abbildung 5.3: Einfluß des Einfallswinkels auf die Transmissionsfunktion des Etalons.

Diese Erwartungen konnten durch die Beobachtungen bestätigt werden. Die Spitzentransmission sinkt bei einer Verkipfung des Etalons von nur 11,2 mrad um 50% ab. Außerdem sind die Verbreiterung der Maxima mit steigendem Kippwinkel sowie die Verschiebung der Maxima zu erkennen. Diese Ergebnisse kongruieren auch mit den von Müller [28] durchgeführten Untersuchungen, und rechtfertigen somit den Aufbau einer Drucksteuerung für das Etalon.

Es sei darauf hingewiesen, dass in den Abbildungen 5.2 (S. 49) und 5.3 (S. 50) nicht die tatsächli-

che Transmission des Etalons sondern das Signalverhältnis sowie ein normierte Transmission aufgetragen sind. 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 der Einsatz zweier Detektoren mit leicht unterschiedlichem Verhalten bedacht werden. Deshalb muss das Signalverhältnis (SPCM 2/SPCM 1) der Messzweige vorerst ohne Etalon bestimmt werden um somit einen Korrekturfaktor für die Transmissionsbestimmung zu erhalten. Ein solcher Korrekturfaktor wurde erst nach vollständigem Aufbau des gesamten Kanals bestimmt und konnte daher nicht auf die zuvor durchgeführten Untersuchungen angewandt werden. Um die tatsächliche Transmission des Etalons möglichst genau zu bestimmen wurde der Bereich des Maximums im Unterdruckzustand (Abb. 5.2, S. 49) mit einer Schrittweite von nur 20 Schritten, entsprechend 0,68 mbar, abgefahren. Somit konnte nach Korrektur der Messwerte die in Abbildung 5.4 (auf dieser Seite) dargestellte Transmissionskurve berechnet werden.

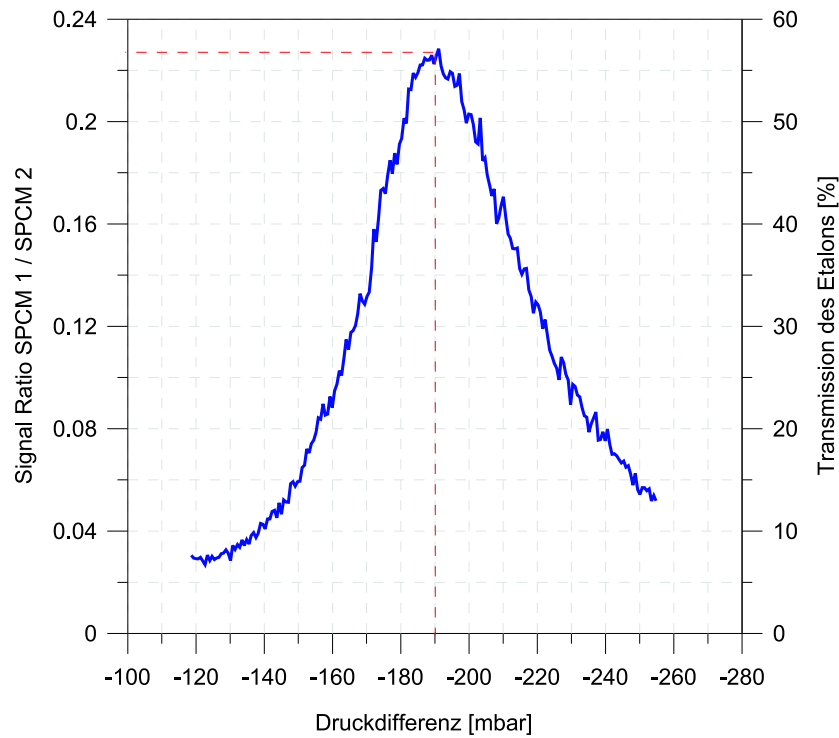


Abbildung 5.4: Transmissionsmaximum des druck-optimierten Etalons.

Mit $T_{max} = 57\%$ zeigt das druck-optimierte Etalon eine bemerkenswert hohe Transmission. Die erforderliche Druckdifferenz für dieses Maximum liegt bei $\Delta p = 191$ mbar. Im Vergleich zu dem Doppel-Etalon des Hauptkanals, mit einer Gesamttransmission von 16%, konnte mittels der aufgebauten Drucksteuerung trotz der verminderten Finesse des Etalons eine um den Faktor 3,5 höhere Transmission erreicht werden.

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 ca. 50 mbar, nachzuführen ist, wobei die Richtung variie-

ren 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.

5.2 Erste atmosphärische Messungen

Nach dem Aufbau des zusätzlichen Nachweiskanal wurden mit diesem am 15.04.2004 und 22.04.2004 erste atmosphärische Messungen durchgeführt. Die Tabelle 5.1 zeigt die jeweils detektierten Signalstärken in 30 km Höhe und die Motorposition der Etalonsteuerung zum Zeitpunkt der Messungen.

Datum	Uhrzeit (UT)	S(30 km) [counts/shot/km]	Motorposition [Schritte]
15.04.2004	17:37 - 17:59	??.??	30000
22.04.2004	17:17 - 17:48	??.??	32100

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der ersten atmosphärischen Messungen mit dem Zusatzkanal.

Anhand der Messung vom 22.04.2004 wird nachfolgend die Funktionsfähigkeit des neuen Nachweiskanal gezeigt und diskutiert. Die Messdaten wurden am 22.04.2004 zwischen 17:17 und 17:48 (UT¹) 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. 53) sind die Höhenprofile der beiden Signale des Zusatzkanals (DT 532, DP 532) und zum Vergleich das Signal des empfindlichsten der drei VIS Kanäle (DH 532) gezeigt². Die Abbildung zeigt die Rohdaten ohne Abzug des höhenkonstanten Untergrunds, um sowohl die Signalverhältnisse als auch die unterschiedlichen Werte der Untergrundsignale zu veranschaulichen.

Die Signalintensitäten des Zusatzkanals sind geringer als die des Vergleichkanals, da durch den Zusatzkanal nur das depolarisierte Rückstreusignal, entsprechend 0,37% des Gesamtsignals (vgl. 2.3.1), detektiert wurde. 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 3 über dem gewünschten Wert liegen. Durch den Einbau der neuen Interferenzfilter (Tab. 4.1, S. 33) wird die Unterdrückung des Untergrunds im Zusatzkanal effektiver.

In Abbildung 5.6 (S. 54) sind die aufgearbeiteten Rohdaten dargestellt. Für eine genauere Beurteilung der Rückstreusignale wurden 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

¹Universal Time

²Im Weiteren wird für die Kanäle die Nomenklatur der Datenerfassungssoftware verwendet: SPCM 1 = DT 532 / SPCM 2 = DP 532

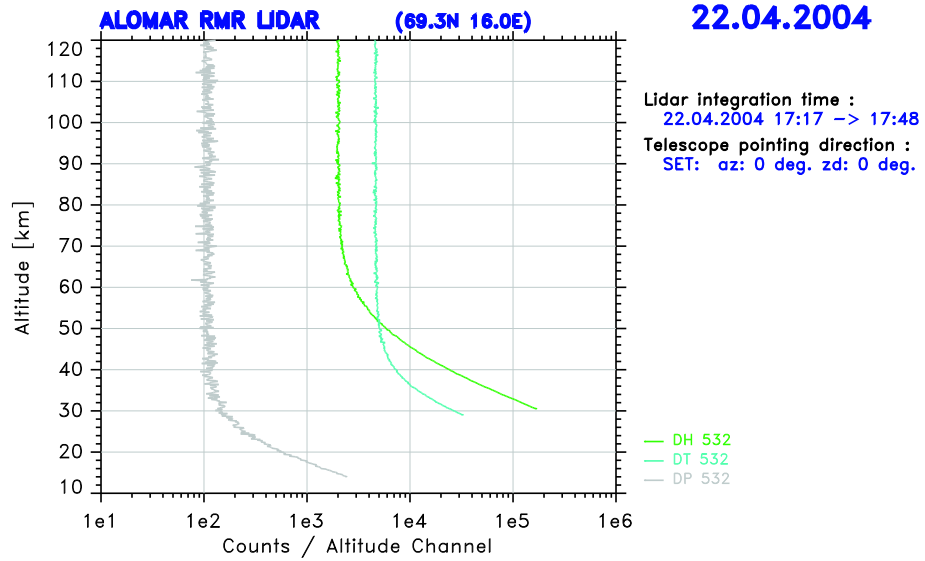


Abbildung 5.5: Atmosphärische Messung mit dem Zusatzkanal. Es sind die Höhenprofile der beiden Signale des Zusatzkanals (DT 532, DP 532) zu sehen und zum Vergleich das Signal des empfindlichsten der drei VIS-Kanäle (DH 532).

der gesamten Rückstreuung wird der Übergang in das statistische Rauschen im Zusatzkanal früher erreicht als bei dem Hauptkanal. Bei beiden Kanälen kann die Rayleigh-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 (vgl. 2.3.1) charakterisiert wird. Typischen NLC besitzen einen mittleren Rückstreukoeffizient von $\beta_A = 9,6 \cdot 10^{-10} \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ [10] und verursachen damit ein um Faktor 50 verstärktes Signal, welches äquivalent zu einem Rayleigh-Signal aus tieferen Höhen ist. Liegt dieses sogenannte Rayleighäquivalent in einem Höhenbereich mit signifikanten Rückstreusignal, kann die NLC detektiert werden.

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 5.7 (S. 55) am Beispiel einer NLC-Beobachtung vom 01.08.2003 die bisherigen Fähigkeiten des ALOMAR RMR-Systems zur Beobachtung von NLC 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 L1-noPol das Rayleigh-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 steigt das Signal wieder über das Rauschniveau. Über die Wolkenschicht integriert wurden im System L2-Depol $?? \pm ??$ Counts und im System L1-noPol $?? \pm ??$ Counts nachgewiesen.

Die Abbildung 5.8 (S. 55) zeigt die Depolarisationsmessung vom 01.08.2003 im Vergleich zur Messung mit dem neuen Nachweiskanal vom 22.04.2004. Der Zusatzkanal (DT) zeigt im Vergleich zu L2-Depol ein um Faktor 4,5 höheres Signal. Gleichzeitig ist aber auch der Untergrund höher, so dass das Signal des Zusatzkanals in größeren Höhen stärker verrauscht ist. Die Messung vom 22.04.2004 wurde jedoch bei einem höheren Sonnenstand durchgeführt. Der Vergleich zwischen den jeweiligen Messungen des Systems

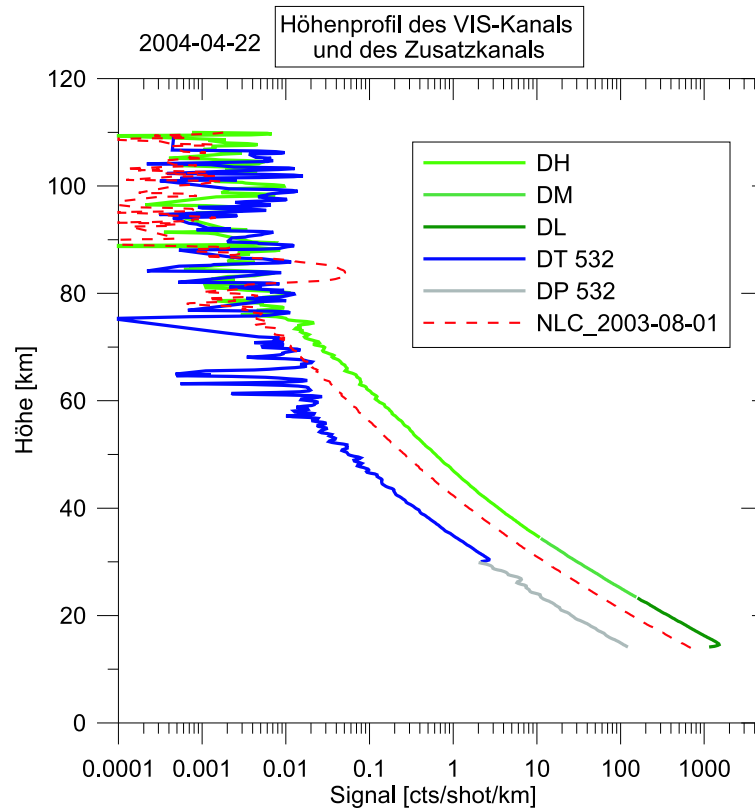


Abbildung 5.6: Höhenprofil des Zusatzkanals im Vergleich zu dem des VIS-Kanals. Die Untergrundsignale wurden subtrahiert und die einzelnen Signalzweige der Kanäle zu einem Profil skaliert.

L1 / NWT zeigt, dass der Untergrund im DH Kanal am 22.04.2004 etwa 10 mal höher war als zu der Depolarisationsmessung vom 01.08.2003. Das Untergrundsignal des Zusatzkanals sollte dementsprechend bei äquivalenten Sonnenständen um den Faktor 10 niedriger sein und ein weniger ausgeprägtes Rauschverhalten aufweisen. Genaue Aussagen können aber nur aus tatsächlichen Depolarisationsmessungen an NLC abgeleitet werden.

Die Empfindlichkeit der Nachweiskanäle DH und DT wurde allerdings durch eine Testmessung direkt verglichen. Dazu wurde das Licht des Seederlasers mit beiden Nachweiseinheiten unmittelbar nacheinander gemessen und das Verhältnis der Mittelwerte gebildet. Es ergab sich somit ein Faktor 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. Aus Abbildung 5.5 (S. 53) ist ersichtlich, dass gleichzeitig das Untergrundsignal des Zusatzkanals nur um einen Faktor 3 höher ist als bei dem Hauptkanal. Da es mit dem ALOMAR RMR-Lidar bisher möglich war die Depolarisation an NLC-Teilchen zu messen (Abb. 5.7, S. 55), sind Depolarisationsmessungen an NLC auch mit dem neu aufgebauten Zusatzkanal realisierbar. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund konnte dabei um das 4fache erhöht werden. Außerdem ist es jetzt möglich Depolarisationsmessungen mit nur einem System 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.

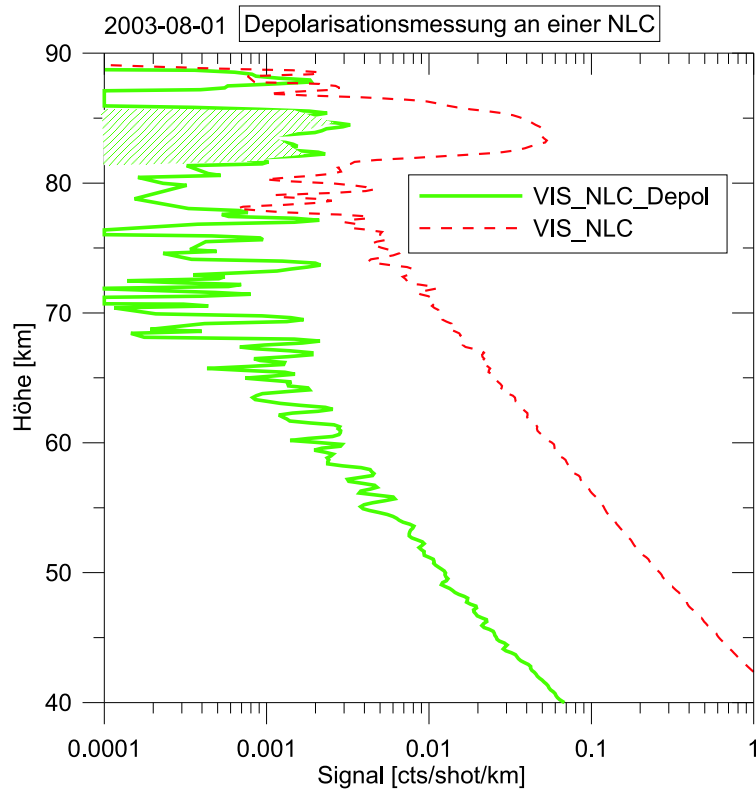


Abbildung 5.7: Depolarisationsmessung an einer NLC vom 01.08.2003 00:00-00:38 (UT) gemessen mit Hilfe beider Laser- und Teleskopeinheiten des ALOMAR-Systems und dem VIS-Kanal.

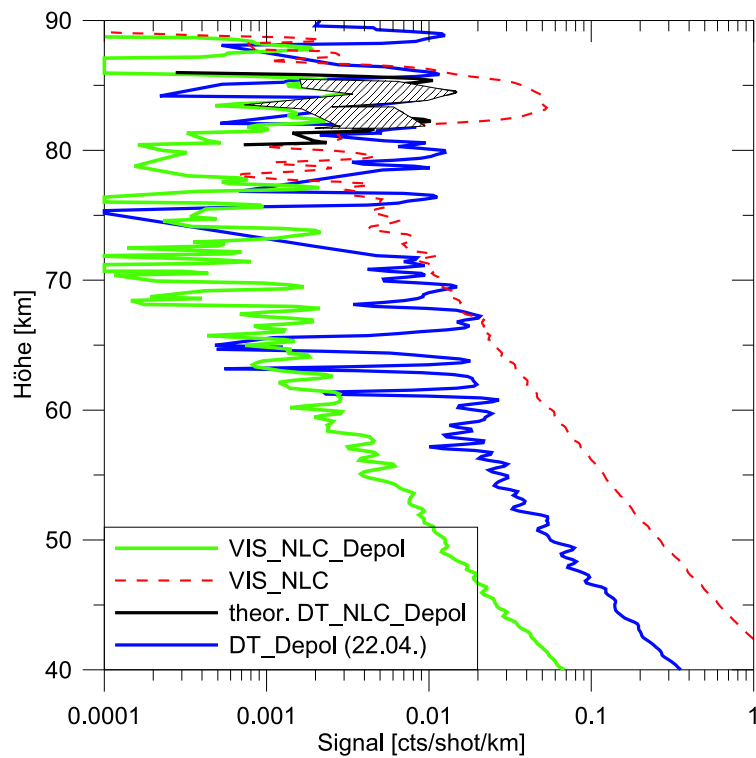


Abbildung 5.8: Signalverlauf der Depolarisationsmessung vom 01.08.2003, gemessen mit dem VIS-Kanal, im Vergleich mit dem Signalverlauf der atmosphärischen Messung vom 22.04.2004, gemessen mit dem Zusatzkanal.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein unabhängiger Nachweiskanal für das ALOMAR RMR-Lidar aufgebaut. Um die notwendige Tageslichtfähigkeit zu gewährleisten wurde eine motorisierte Drucksteuerung für das zur Verfügung stehende Fabry-Perot-Interferometer entwickelt und praktisch umgesetzt. Als Detektoren wurden Avalanche Photodioden eingesetzt, die synchron zu dem Lasersystem arbeiten. Durch geeignete Integration der Detektoren in das bestehende System wurde die Datenaufnahme mit der bisherigen Zähl-elektronik und Software des ALOMAR RMR-Lidars realisiert. Dadurch und durch die Motorisierung der Etalonsteuerung konnte eine Fernbedienung des Nachweiskanal ermöglicht werden.

Auf Grund der viermal höheren Empfindlichkeit der Detektoren und der verbesserten Transmission (Faktor 3,5) des druck-optimierten Etalons konnte die erreichte Signalstärke gegenüber der bisherigen Nachweiseinheit um das 14fache erhöht werden. In einer ersten atmosphärischen Messung konnte gezeigt werden, dass die Erhöhung des Untergrunds dabei auf das 3,5fache begrenzt wurde. Mit Hilfe dieses Nachweiskanal sollte es demnach möglich sein Depolarisationsmessungen an NLC mit nur einer Laser- und Teleskopeinheit durchzuführen.

Es gilt während der kommenden NLC-Saison diese Vermutung zu bestätigen. In zukünftigen NLC-Messungen müssen die Qualität des Nachweiskanal und dessen Grenzen bestimmt und gegebenenfalls technische Verbesserungen durchgeführt werden. Möglicherweise ist es notwendig eine Wärmeisolierung oder eine zusätzliche Temperaturstabilisierung für die Etalonsteuerung aufzubauen. Es ist auch eine aktive rechnergesteuerte Regelschleife denkbar, durch welche die Transmission automatisch gemessen und gegebenenfalls optimiert werden kann. Dazu muss aber vor allem das Zeitverhalten der Temperaturabhängigkeit genauer untersucht werden. Außerdem müssen die eingesetzten Interferenzfilter, wie in der Dimensionierung vorgesehen, gegen schmalbandigere Filter ersetzt werden um die Untergrundunterdrückung zu verbessern.

Desweiteren sollte der Nachweiskanal als Erfahrungsquelle für mögliche Verbesserungen am Hauptkanal genutzt werden. Ist die Funktionalität des Nachweiskanal gewährleistet, ist es denkbar auch die restlichen Nachweiskanäle des ALOMAR RMR-Lidars mit empfindlicheren Detektoren auszurüsten oder das Gesichtsfeld aller Nachweiskanäle zu verringern.

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] Witt, G.: Rocket-borne measurement of scattered sunlight in the mesosphere. In: *J. Atmos. Terr. Phys.* 38 (1976), S. 223–238
- [8] 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
- [9] Jesse, O.: Die Beobachtung der leuchtenden Wolken. In: *Meteorol. Zeitung* 4 (1887), S. 179–181
- [10] 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
- [11] Lübken, F.J.: Thermal structure of the Arctic summer mesopause. In: *J. Geophys. Res.* 106 (1999), S. 9135–9149
- [12] Baumgarten, G.: *Leuchtende Nachtwolken an der polaren Sommermesopause: Untersuchungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar*, Universität Bonn, Diss., 2001
- [13] 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
- [14] Berger, U. ; Bremer, J.: Die Mesosphäre: Ein Frühwarnsystem für Klimaänderungen? In: *Promet* (2004)

- [15] Young, A. T.: Rayleigh scattering. In: *Appl. Optics* 20 (1981), Nr. 4, S. 533–535
- [16] v. Zahn, U. ; Höffner, J.: Mesopause temperature profiling by potassium lidar. In: *Geophys. Res. Lett.* 23 (1996), Nr. 2, S. 141–144
- [17] Schöch, A.: *Untersuchung der Schwerewellen-Aktivität in der polaren Atmosphäre mit einem Rayleigh-Lidar auf Andøya in Nord-Norwegen*. Rostock, Germany, Universität Rostock, Diplomarbeit, September 2001
- [18] Loßow, S.: *Bestimmung von Schwerewellen-Parametern aus Temperaturprofilen gemessen mit einem Lidar in Nord-Norwegen im Sommer 2002*, Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 2003
- [19] 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*
- [20] 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
- [21] Mehrtens, H.: *Polare Stratosphärische Wolken — Auswertung der Winter-Messungen des ALOMAR R/M/R-Lidars von 1995–1997*. Rostock, Germany, Universität Rostock, Diss., 1998
- [22] 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
- [23] 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
- [24] Gadsden, M.: The North-West Europe data on noctilucent clouds: A survey. In: *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 60 (1998), S. 1163–1174
- [25] 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
- [26] Langer, M.: *Lidarmessungen in der mittleren polaren Atmosphäre bei Tageslicht*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 1992
- [27] Paul, H.: *Lexikon der Optik*. Berlin : Spektrum Akademischer Verlag, 1999
- [28] Müller, K. P.: *Ein neues Rückstreu-Lidar zur ganzjährigen Untersuchung von Temperaturen und Wolkenphänomenen in der polaren Strato- und Mesosphäre*, Universität Bonn, Diss., 1999

- [29] Nussbaumer, V.: *Erste Messungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar: Wasserdampf in der Troposphäre, Wolken in der polaren Stratosphäre und nachleuchtende Wolken in der Mesosphäre*, Universität Bonn, Diss., 1996
- [30] Kohlrausch, F.: *Praktische Physik*. Stuttgart : Teubner Verlag, 1996
- [31] Born, M. ; Wolf, E.: *Principles of Optics*. 7th expanded ed. Cambridge University Press, 1999
- [32] Wutz, M. ; Adam, H. ; Walcher, W. ; Jousten, K.: *Handbuch der Vakuumtechnik*. 7., erweiterte Auflage. Braunschweig/Wiesbaden : Friedr. Vieweg & Sohn, 2000