
Lidar–Messung der Extinktion des atmosphärischen Aerosols am Beispiel der Feldstudie SAMUM–1

Michael Esselborn



München 2008

Für meine Frau Tina

Lidar–Messung der Extinktion des atmosphärischen Aerosols am Beispiel der Feldstudie SAMUM–1

Michael Esselborn

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig–Maximilians–Universität
München

vorgelegt von
Michael Esselborn
aus Mainz

München, den 3. Juni 2008

Erstgutachter: Prof. Dr. Ulrich Schumann
Zweitgutachter: Prof. Dr. Wolfgang Zinth
Tag der mündlichen Prüfung: 8. Juli 2008

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	vii
1 Einleitung	1
1.1 Die Klimawirksamkeit des atmosphärischen Aerosols	1
1.2 Zielsetzung der Arbeit	7
2 Wechselwirkung von Licht mit atmosphärischen Teilchen	9
2.1 Streuung von Licht an Molekülen	9
2.1.1 Rayleigh–Streuquerschnitt	10
2.1.2 Spektrale Verteilung	12
2.2 Streuung von Licht an Aerosolen	15
3 Atmosphärische Fernerkundung mit spektral hochauflösendem Lidar	19
3.1 Prinzip des spektral hochauflösenden Lidar	21
3.2 Frequenzstabilisierung des Laser–Transmitters	25
3.2.1 Aufbau des Laser–Transmitters	25
3.2.2 Frequenzstabilisierung mit Hilfe der opto–akustischen Modulation .	27
3.3 Aufbau des schmalbandigen Nachweises	35
3.3.1 Auswahl des schmalbandigen Filters	35
3.3.2 Abschätzung der Filterlänge	39
3.3.3 Schmalbandiger Nachweiskanal bei 532 nm	40
3.3.4 Strahlengang im spektral hochauflösenden Kanal	42
3.3.5 Filtercharakteristiken der Joddampfzelle	44
3.4 Datenanalyse	45
3.5 Fehleranalyse	52
3.5.1 Systematische Fehler von Transmission, Aerosol–optischer Dicke und Extinktion	52
3.5.2 Systematischer Fehler der Depolarisationsmessung	55
3.5.3 Systematischer Fehler des Rückstreukoeffizienten	56
3.6 Das Saharan Mineral Dust Experiment SAMUM–1	57
3.7 Das Forschungsflugzeug Falcon 20 E	58
3.7.1 Instrumentierung während SAMUM–1	60
3.7.2 Messflüge während SAMUM–1	62

4	Optische Eigenschaften von Saharastaub	65
4.1	Fallstudie 4. Juni 2006	65
4.1.1	Darstellung der Datenprodukte	66
4.1.2	Darstellung der systematischen Fehler	73
4.2	Validierung des neuen spektral hochauflösenden Lidars	74
4.2.1	Validierung mit Raman–Lidar–Messungen	74
4.2.2	Validierung mit Sonnenphotometermessungen	79
4.3	Charakterisierung von Saharastaub in der Nähe der Quellgebiete	80
4.3.1	Räumliche Verteilung des Saharastaubs	80
4.3.2	Fallstudie 3. Juni 2006	83
4.3.3	Lidar–Verhältnis und Depolarisationsmessungen	84
4.3.4	Trajektorienanalysen	88
4.4	Horizontale Variabilität der Aerosol–optischen Dicke	94
4.4.1	Bestimmung der Aerosol–optischen Dicke zwischen Flugniveau und Boden	94
4.4.2	Vergleich mit Satellitenmessungen	96
5	Diskussion	105
5.1	Messgenauigkeit und Validierung	105
5.2	Lidar–Verhältnis und Depolarisationsmessungen	107
5.3	Topographischer Einfluss auf die Aerosol–optische Dicke	110
5.4	Vergleich der Lidar– und MISR–Messungen	111
6	Schlussfolgerungen und Ausblick	115
A	Flughöhenprofile der Messflüge während SAMUM 2006	121
B	MISR Composite Darstellungen	127
	Danksagung	142

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein spektral hochauflösendes Lidar (HSRL) aufgebaut und während des Feldexperiments SAMUM im Mai/Juni 2006 und im Januar/Februar 2008 an Bord des Forschungsflugzeugs Falcon betrieben.

Die Intensität von Lidar-Signalen wird maßgeblich durch die Rückstreuung und die Extinktion der atmosphärischen Teilchen beeinflusst. Dabei stehen die Rückstreuung und die Extinktion der Aerosole in keinem konstanten Verhältnis zueinander. Die Messgröße eines normalen Rückstreu-Lidars ist insofern mit zwei unbekanntem Größen behaftet, weshalb die direkte Messung der Aerosolextinktion mit einem solchen Lidar nicht möglich ist. Im Gegensatz dazu wird bei der Methode des HSRL neben der gesamten atmosphärischen Rückstreuung der Teil der molekularen Rückstreuung gesondert gemessen. Die Messung des molekularen Rückstreusignals wird durch die spektrale Filterung der atmosphärischen Rückstreuung mit einem schmalbandigen optischen Filter ermöglicht. Durch den Vergleich des gemessenen molekularen Signals mit dem zu erwartenden kann die Aerosolextinktion direkt bestimmt werden.

Zum Aufbau des Instruments wurde eine Joddampfabsorptionszelle konstruiert und in das Empfangsmodul des bestehenden flugzeuggetragenen Lidars des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt integriert. Außerdem wurde der Lasertransmitter des Lidars mit einem neuartigen Verfahren der opto-akustischen Modulation frequenzstabilisiert.

Während SAMUM-1 wurden damit erstmalig die optischen Eigenschaften des reinen Saharastaubaerosols, insbesondere dessen Extinktion, das Verhältnis von Extinktion und Rückstreuung sowie die Depolarisation, in der Nähe seiner Quellgebiete untersucht. Die Messungen des neuen HSRL wurden zur Qualitätssicherung mit Hilfe unabhängiger Instrumente validiert. Die Lidar-Verhältnis-Messungen wurden durch Trajektorienanalysen auf mögliche Abhängigkeiten von unterschiedlichen Quellgebieten untersucht. Die HSRL-Messungen der Aerosol-optischen Dicke wurden mit satellitengestützten Messungen verglichen.

Südlich des Hohen Atlas Gebirges wurden Aerosol-optische Dicken von 0,50 bis 0,60 gemessen. Es zeigte sich eine ausgeprägte laterale Variabilität der Aerosol-optischen Dicke, die bei homogenen Schichten allein auf deren unterschiedliche Dicke zurückgeführt werden konnte. Die vertikalen Variationen des Lidar-Verhältnisses zwischen 38 sr und 50 sr wurden durch Trajektorienanalysen auf die Anströmung aus unterschiedlichen Quellgebieten zurückgeführt. Im Depolarisationsverhältnis wurden jedoch keine vertikale Variationen beobachtet, was auf eine einheitliche Teilchenform schließen lässt. Die Aerosoldepolarisation betrug in den Staubaerosolschichten $0,30 \pm 0,02$. Dies bestärkt die Annahme, dass das Lidar-Verhältnis in erster Linie durch die unterschiedliche chemische Zusammensetzung des Aerosols beeinflusst wird. Aufgrund der hohen natürlichen Variabilität erscheint die Angabe eines mittleren Wertes als nicht sinnvoll. Der Vergleich mit MISR-Messungen der Aerosol-optischen Dicke zeigte größtenteils Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen. Direkt über dem Hohen Atlas traten signifikante Abweichungen auf, die durch die sich stark ändernde Topographie erklärt werden können.

Teile dieser Arbeit sind enthalten in:

Esselborn, M., M. Wirth, A. Fix, M. Tesche and G. Ehret, Airborne high spectral resolution lidar for measuring aerosol extinction and backscatter coefficients, *Appl. Opt.*, Vol. 47, No. 3, 346–358 (2008).

Esselborn, M., M. Wirth, A. Fix, B. Weinzierl, K. Rasp, M. Tesche and A. Petzold, Spatial distribution and optical properties of Saharan dust observed by airborne high spectral resolution lidar during SAMUM 2006, erscheint in *TellusB*.

Esselborn, M., M. Wirth, A. Fix, and G. Ehret, An airborne high spectral resolution lidar based on an iodine absorption filter, Proceedings of the 87th AMS Annual Meeting 2007, San Antonio, Texas, USA

Esselborn, M.: Verfahren zur Frequenzstabilisierung mit Hilfe der akusto-optischen Modulation und eine Vorrichtung zur Frequenzstabilisierung eines Lasers mit Hilfe der akusto-optischen Modulation. Deutsche Patentanmeldung. Aktenzeichen: 10 2007 007 677.2

Freudenthaler, V., M. Esselborn, M. Wiegner, B. Heese, M. Tesche, A. Ansmann, D. Müller, D. Althausen, M. Wirth, A. Fix, G. Ehret, P. Knippertz, C. Toledano, J. Gasteiger, M. Garhammer and M. Seefeldner, Depolarization – ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006, erscheint in *TellusB*.

Heinold, B., I. Tegen, M. Esselborn, K. Kandler, P. Knippertz, D. Müller, A. Schladitz, M. Tesche, B. Weinzierl, A. Ansmann, D. Althausen, B. Laurent, A. Petzold, and K. Schemanski, Regional Saharan Dust Modelling during the SAMUM 2006 Campaign, erscheint in *TellusB*.

Weinzierl, B., A. Petzold, M. Esselborn, M. Wirth, K. Rasp, K. Kandler, L. Schütz, P. Koepke, M. Fiebig, Airborne measurements of dust layer properties, particle size distribution and mixing state of Saharan dust during SAMUM 2006, erscheint in *TellusB*.

A. Petzold, K. Rasp, B. Weinzierl, M. Esselborn, T. Hamburger, A. Dörnbrack, K. Kandler, L. Schütz, P. Knippertz, M. Fiebig, and A. Virkkula, Saharan dust refractive index and optical properties from aircraft-based observations during SAMUM 2006, erscheint in *TellusB*.

R. Kahn, A. Petzold, M. Wendisch, E. Bierwirth, T. Dinter, M. Esselborn, M. Fiebig, P. Knippertz, D. Müller, A. Schladitz, W. von Hoyningen-Hüne, Desert dust air mass mapping in the western Sahara, using particle properties derived from space-based multi-angle imaging, erscheint in *TellusB*.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die Klimawirksamkeit des atmosphärischen Aerosols

Das atmosphärische Aerosol besteht aus festen und flüssigen Teilchen, die in Luft suspendiert sind, und stellt einen wesentlichen Bestandteil der Atmosphäre dar. Die Teilchen werden aus einer Vielzahl natürlicher und anthropogener Quellen in die Atmosphäre emittiert oder erst dort aus Vorläufergasen erzeugt. In der Troposphäre hängt die Aufenthaltsdauer des Aerosols von einer Vielzahl von Bedingungen ab und kann zwischen wenigen Tagen und mehreren Wochen variieren [Haywood and Boucher, 2000, Raes et al., 2000]. Verglichen mit den Treibhausgasen, die innerhalb der Troposphäre homogen durchmischt sind, unterliegt die Verteilung des Aerosols in der Atmosphäre ausgeprägten räumlichen und jahreszeitlichen Änderungen. Dadurch sind auch die klimatischen Effekte des Aerosols räumlich und zeitlich nur auf kleinen regionalen Skalen einheitlich.

Aerosolpartikel können auf verschiedene Arten Einfluss auf das Klimasystem der Erde nehmen. Zum einen wirken sie durch Streuung und Absorption von solarer und terrestrischer Strahlung auf die Strahlungsbilanz des Systems aus Erdoberfläche und Atmosphäre ein. Diese direkte Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung wird als *direkter Aerosol-Effekt* bezeichnet [Coakley et al., 1983]. Die Absorption solarer Strahlung führt im Fall von stark absorbierenden Teilchen zu einem veränderten atmosphärischen Temperaturprofil, was wiederum die Bildung von Wolken vermindern oder sogar verhindern kann (*semi-direkter Aerosol-Effekt*, [Hansen et al., 1997]). Durch den ausbleibenden Niederschlag, der für die Deposition des Aerosols hauptsächlich verantwortlich ist, wird dessen klimatischer Einfluss verlängert. Dieser Rückkopplungsmechanismus fördert auch den Transport von Aerosolpartikeln von der Grenzschicht in die freie Troposphäre, weil im Aufwind von tiefen Wolken Niederschlag verhindert wird [Ramanathan et al., 2001]. Neben dem direkten Effekt können Aerosole aber auch indirekt den Strahlungshaushalt der Erde beeinflussen, indem sie physikalische Eigenschaften der Wolken verändern: Aerosole stellen Kondensationskeime dar und bestimmen dadurch die Anzahlkonzentrationen von Wolkentröpfchen. Dies verändert einerseits die Reflektivität der Wolke bezogen auf das

solare Spektrum, also die Albedo der Wolke, andererseits deren Niederschlagseffizienz. Die Erhöhung der Anzahlkonzentration von Wolkentröpfchen bei gleichbleibendem Wassergehalt der Wolke bewirkt eine Erhöhung ihrer Albedo, was als *Wolken-Albedo* oder *erster indirekter Aerosol Effekt* bezeichnet wird [Twomey, 1991]. Durch die Bildung mehrerer und kleinerer Tröpfchen wird aber auch die Niederschlagseffizienz verringert und damit die Lebensdauer der Wolken erhöht (*zweiter indirekter Aerosol Effekt*, [Albrecht, 1989]).

Um die Wirkung anthropogener Aerosole auf den Strahlungshaushalt der Erde zu quantifizieren, wird das Konzept des *Strahlungsantriebs* benutzt. Der Strahlungsantrieb beschreibt die Änderung des Nettostrahlungsflusses an der Tropopause durch das Einwirken einer Störung, bevor die Temperaturen von Troposphäre und Erdoberfläche dadurch einen neuen Gleichgewichtszustand einnehmen [Ramaswamy, 2001].

Im Gegensatz zu den langlebigen Treibhausgasen Kohlendioxid, Methan, Lachgas und den halogenierten Kohlenwasserstoffen, deren mittlerweile recht genau quantifizierbarer Strahlungsantrieb in der Summe ($+2,6 \pm 0,2$) Wm^{-2} beträgt, können Aerosole sowohl einen positiven als auch einen negativen Strahlungsantrieb ausüben. Aerosolpartikel, deren Absorption vernachlässigbar gering ist, führen in der Regel zu einem negativen Strahlungsantrieb an der Tropopause, wirken also kühlend auf das Klimasystem. Dagegen kann absorbierendes Aerosol entweder einen negativen oder einen positiven Strahlungsantrieb aufweisen, je nachdem, ob es sich über einer Oberfläche mit niedriger oder hoher Albedo befindet [Chylek and Wong, 1995]. Der vierte Bericht des *Intergovernmental Panel on Climate Change* gibt für den direkten Strahlungsantrieb des gesamten anthropogenen Aerosols (-0.5 ± 0.4) Wm^{-2} als globales und jahreszeitliches Mittel an [IPCC, 2007] und stuft das wissenschaftliche Verständnis der Aerosol-Klima-Wechselwirkung als gering ein. Das atmosphärische Aerosol stellt momentan eine der größten Unsicherheiten bei der Berechnung des globalen Strahlungsantriebs dar.

Ein Maß für die Abschwächung solarer Strahlung in der mit Aerosol beladenen Atmosphäre ist die Aerosol-optische Dicke. Sie ist definiert als der negative natürliche Logarithmus des Transmission. Eine Aerosol-optische Dicke von 1 bedeutet demzufolge, dass nur rund ein Drittel der einfallenden Strahlung einer bestimmten Wellenlänge die Erdoberfläche erreicht. Die übrigen zwei Drittel werden vom Aerosol gestreut und absorbiert. Die Relevanz des Aerosols als klimawirksamer Bestandteil der Atmosphäre wird durch die Darstellung der Verteilung der globalen Aerosol-optischen Dicke verdeutlicht. Abbildung 1.1 stellt die globale jahreszeitliche Aerosol-optische Dicke für die Monate Dezember-Februar und Juni-August für das Jahr 2005 dar. Die Darstellung basiert auf der Auswertung des *Multi-angle Imaging SpectroRadiometer* (MISR) an Bord des Terra-Satelliten. Unterschiede der Aerosolverteilung zwischen diesen Zeiträumen sind deutlich zu erkennen. In den Monaten Dezember-Februar bewirkt Aerosol aus der Verbrennung von Biomasse die maximalen optischen Dicken über dem Golf von Guinea. Dieser Effekt verlagert sich in den Monaten Juni-August weiter nach Süden, so dass das Brandaerosol hauptsächlich in Südafrika und Südamerika auftritt. In diesem Zeitraum werden die global höchsten Aerosol-optischen Dicken über Zentralafrika beobachtet. Der Ferntransport von Aerosol aus der Sahelzone über den Atlantischen Ozean bis über den Nord- und Südamerikanischen Kontinent ist deutlich zu erkennen. Hohe Aerosol-optische Dicken finden sich dann auch über dem Na-

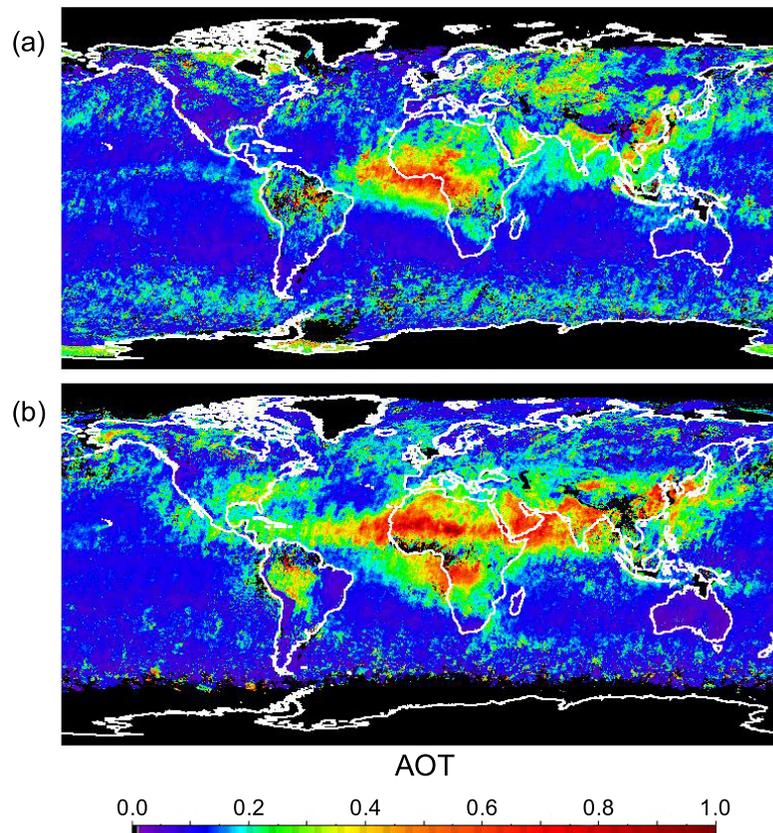


Abbildung 1.1: Globale Verteilung der Aerosol-optischen Dicke von Dezember–Februar (a) und von Juni–August (b) 2005. Die Darstellung basiert auf MISR–Auswertungen bei 558 nm. Über den schwarzen Flächen sind keine Daten verfügbar. Quelle: NASA–Atmospheric Science Data Center.

hen Osten und Indien. Die Aerosol–optische Dicke über Südostasien und China unterliegt einem weit weniger ausgeprägten jahreszeitlichen Wechsel, sie wird vornehmlich durch Industrieabgase verursacht.

Mineralstaub gehört zu den prominentesten Vertretern des atmosphärischen Aerosols sowohl in Bezug auf die Gesamtmasse des in der Atmosphäre verteilten Aerosols als auch auf dessen optische Dicke [Tegen et al., 1997, Haywood et al., 2001]. Jährlich werden neueren Schätzungen zufolge zwischen 1000–2600 Tg Mineralstaub durch Erosion in den Wüstengebieten in die Atmosphäre emittiert [Zender et al., 2004, Cakmur et al., 2006]. Der anthropogene Anteil des Mineralstaubs wird auf 20 % geschätzt und größtenteils durch Landnutzung verursacht [Tegen et al., 2004]. Zur globalen Aerosol–optischen Dicke trägt Mineralstaub mit bis zu einem Drittel bei [Tegen et al., 1997, Kinne et al., 2006]. Verglichen mit anderen troposphärischen Aerosolen weist Mineralstaub eine sehr breite Größenverteilung mit Partikeldurchmessern von einigen Nanometern bis hin zu einigen hundert Mikrometern auf [Schütz, 1989]. Die Hauptquellen des natürlichen Mineralstaubs sind auf die Nordhe-

mispäre beschränkt und befinden sich in den ariden Gebieten Nordafrikas, Ostasiens und des Nahen Ostens.

Die Sahara ist dabei die größte Quelle und emittiert 50–70 % des globalen Mineralaerosols [Washington et al., 2003, Mahowald et al., 2005]. Durch Ferntransport von Mineralstaub beschränkt sich dessen klimatischer Effekt nicht auf die Quellgebiete, sondern kann auch mehrere Tausend Kilometer vom Ursprungsort entfernt wirken. So wird beispielsweise die Bildung tropischer Zyklone in der Karibik durch das Vorhandensein von Saharastaub in der Atmosphäre beeinflusst [Dunion and Velden, 2004, Evan et al., 2006, Wu, 2007], der Amazonas durch das mineralische Aerosol aus der Sahara gedüngt [Koren et al., 2006] und Niederschlag über dem Nordatlantik durch Saharastaub verhindert [Rosenfeld et al., 2001]. Abbildung 1.2 zeigt einen bis über den Atlantik ausgedehnten Sandsturm. In der

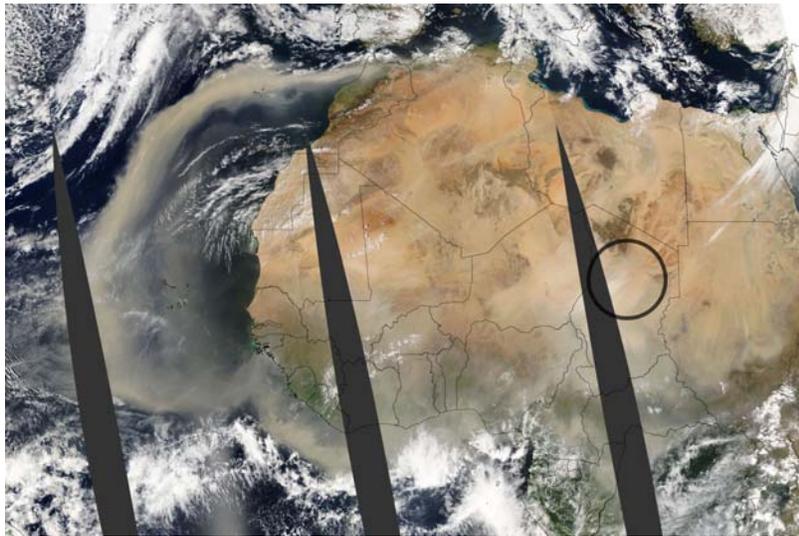


Abbildung 1.2: Ausbreitung eines Sandsturms aus der Sahara über den Atlantischen Ozean am 6. März 2004. Die Lage der Bodélé–Absenkung ist durch einen Kreis markiert. Die Aufnahme wurde vom Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) auf dem Terra Satelliten der NASA während vier Erdumrundungen innerhalb von etwa 360 Minuten zusammengestellt. Quelle: Jacques Desclotres, MODIS Rapid Response Team, NASA–Goddard Space Flight Center.

rechten Bildmitte über Zentralafrika erscheint der Staub am deutlichsten. Dieses Gebiet, die Bodélé–Absenkung, gilt als eines der stärksten Quellgebiete von Mineralstaubaerosol weltweit. Der Sturm breitet sich über die gesamte Sahelzone mehrere hundert Kilometer über den Atlantischen Ozean aus. Die Ausdehnung des Sandsturms beträgt etwa ein Fünftel des Erdradius. Solche Staubausbrüche werden aufgrund der Nähe zur Sahara besonders regelmäßig über Südeuropa beobachtet. Dort werden im jahreszeitlichen Mittel 2–3 Staubausbrüche pro Monat mit einer Dauer von 1–5 Tagen gezählt [Mona et al., 2006, Papayannis et al., 2008]. 800 km westlich vom Afrikanischen Kontinent werden auf den Kapverdischen Inseln allein in den Monaten Januar und Februar im Durchschnitt 15 Tage pro Monat intensive Staubereignisse registriert [da Veiga Correia, 2008].

Die Quantifizierung des direkten Aerosol-Effekts des Saharastaubs ist besonders schwierig, weil dieser nicht nur das einfallende solare Licht streut und teilweise absorbiert, sondern wegen seiner Größenverteilung und chemischen Beschaffenheit auch infrarotaktiv ist und somit intensiv mit der terrestrischen Strahlung wechselwirkt [Tanré et al., 2003]. Dabei hängt sowohl der Betrag als auch das Vorzeichen des gesamten direkten Aerosol-Effekts (solar und terrestrische Wechselwirkung) von einer Vielzahl von Faktoren ab: Bei der Berechnung des direkten Effekts kommt es maßgeblich auf die optischen Eigenschaften und die vertikale Verteilung des Staubs in der Atmosphäre an sowie auf die Albedo der darunterliegenden Erdoberfläche und das Vorhandensein von Bewölkung [Sokolik and Toon, 1996, Myhre and Stordal, 2001]. Außerdem stellt die ausgeprägte räumliche und jahreszeitliche Variabilität der Aerosolverteilung eine der größten Unsicherheiten bei der Extrapolation der Aerosol-Effekte von einer regionalen auf die globale Skala dar [Satheesh and Moorthy, 2005]. Um die direkten Effekte abzuschätzen, sind also einerseits genaue Angaben zu den physikalischen Eigenschaften des Aerosols als Funktion von Größenverteilung und Wellenlänge notwendig. Dazu zählen in erster Linie die Einfachstreueralbedo, der Extinktionskoeffizient und die Phasenfunktion der Aerosole [Haywood and Boucher, 2000, Ramaswamy, 2001]. Andererseits ist es notwendig, zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen der Aerosolverteilung auf einer globalen Skala durchzuführen.

Satelliteninstrumente bieten von allen verfügbaren Messgeräten die einzige Möglichkeit einer zeitlich hochaufgelösten globalen Abdeckung. Passive Instrumente müssen allerdings bestimmte optische Eigenschaften als bekannt voraussetzen, wodurch sich Fehler bei der Auswertung der abgeleiteten Größen ergeben, und bieten zudem keine bzw. eine nur sehr grobe vertikale Auflösung. Über Terrain mit hoher Albedo wie den Wüstenregionen sind die Auswertungen wegen der starken Reflektionen an der Erdoberfläche immer noch sehr unsicher [Sokolik et al., 2001]. Das ist in Anbetracht dessen, dass ein Großteil des atmosphärischen Aerosols, der Mineralstaub, über eben diesen Flächen emittiert wird, besonders gravierend.

Die aktive Fernerkundung mit Lidar (*Light Detection and Ranging*) eignet sich aufgrund der hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung sehr gut zur Untersuchung atmosphärischer Aerosole. Dabei werden kurze Lichtpulse in die Atmosphäre entsandt, wo sie mit Aerosolen, Gasen und Wolken im Wesentlichen durch Streuung und Absorption wechselwirken. Das zurückgestreute Licht wird zeitaufgelöst detektiert, wodurch die Entfernung zu den jeweiligen Streuteilchen aus der Laufzeit der Signale und der Lichtgeschwindigkeit bestimmt wird.

Um die globale Verteilung von Aerosolen und Wolken zu messen, wurde am 28. April 2006 der Satellit CALIPSO (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation*) ausgestattet mit einem Rückstreu-Lidar in seine Umlaufbahn gebracht. Konventionelle Rückstreu-Lidar-Instrumente wie CALIOP (*Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization*) [Winker et al., 2007] auf CALIPSO bieten zwar vertikale Auflösung von Wolken- und Aerosolstrukturen mit globaler Abdeckung, können aber die klimawirksame Aerosolextinktion und damit die Aerosol-optische Dicke nicht direkt bestimmen. Zur Auswertung wird das Verhältnis von Aerosolextinktion und -rückstreuung, das sogenannte *Lidar-Verhältnis* als bekannt vorausgesetzt. Fehlerhafte Annahmen des Lidar-

Verhältnisses führen zwangsläufig zu fehlerhaften Extinktionskoeffizienten und damit zu falschen Aerosol-optischen Dicken. Das aus externen Messungen erhaltene Lidar-Verhältnis verschiedener Aerosoltypen stellt insofern einen sehr wichtigen Eingabeparameter für die genaue Ableitung von Extinktionsprofilen aus CALIPSO-Daten dar.

Technisch aufwändigere Lidar-Verfahren ermöglichen es, die einzelnen Beiträge der Aerosol- und Molekülstreuung zu separieren, um damit die Aerosolextinktion und das Lidar-Verhältnis direkt bestimmen zu können. Die zwei dazu geeigneten Lidar-Methoden sind das Raman-Lidar [Ansmann and Müller, 2005], das die Raman-verschobene Molekülstreuung misst, und das spektral hochauflösende Lidar [Shiple et al., 1983, Shimizu et al., 1983], das die Doppler-verbreiterte Molekülstreuung detektiert. Bislang wurden nur wenige direkte Lidar-Verhältnis-Messungen an Saharastaub durchgeführt. Diese beschränkten sich jedoch immer auf Fälle von Ferntransport und wurden nicht in unmittelbarer Nähe zu den Quellgebieten durchgeführt. So wurden beispielsweise Saharastaubausbrüche über Südeuropa [de Tomasi et al., 2003, Amiridis et al., 2005, Mona et al., 2006] und Mitteleuropa [Mattis et al., 2002, Müller et al., 2003] mit Hilfe von Raman-Lidar bzw. über den Kanaren [Welton et al., 2000, Powell et al., 2000] mittels Rückstreu-Lidar und Sonnenphotometer untersucht. HSRL-Beobachtungen von ferntransportiertem Saharastaub über dem Golf von Mexiko wurden kürzlich vorgestellt [Liu et al., 2008]. Messungen an reinem Saharastaub gab es zu Beginn dieser Arbeit noch nicht.

Um eine genauere Quantifizierung des direkten Aerosol-Effekts zu ermöglichen, wurde das Konzept des Schließungsexperiments entworfen [Penner et al., 1994, Ogren, 1995, Toon, 1995]. Dabei werden die mikrophysikalischen und optischen Eigenschaften des Aerosols, die Albedo der Erdoberfläche sowie die Intensität der auf- und abwärts gerichteten solaren Strahlung innerhalb der Aerosolschichten als Funktion der Höhe, der Wellenlänge und des Ursprungs gemessen. Die gemessenen mikrophysikalischen Daten dienen im Folgenden als Eingabeparameter für ein numerisches Modell, mit dem die optischen Eigenschaften des Aerosols berechnet werden. Diese dienen als Eingabeparameter für ein Strahlungstransportmodell, mit dem die auf- und abwärts gerichteten Strahlungsflussdichten berechnet werden. Durch den Vergleich der jeweiligen Modellergebnisse mit den gemessenen Werten kann die Richtigkeit der Modelle und der darin verwendeten Annahmen überprüft werden. Dieser Schritt wird als Schließung bezeichnet. Eine Vielzahl solcher um den Globus verteilten Experimente führt zu einer umfassenden mikrophysikalischen, optischen und chemischen Charakterisierung der verschiedenen Aerosoltypen und kann letztlich dazu verwendet werden, den globalen Strahlungsantrieb des atmosphärischen Aerosols mit Hilfe von Satellitenmessungen zu bestimmen.

Die geringe Anzahl der bisher durchgeführten Experimente, die auf die Untersuchung der Eigenschaften des Mineralstaubs abzielen [Tanré et al., 2003, Haywood et al., 2003, Reid et al., 2003], reicht jedoch bei weitem für einen solchen Zweck nicht aus. Außerdem wurde vor Beginn dieser Arbeit noch keine Studie an reinem Mineralstaub unter minimalem Einfluss von maritimen, urbanen oder anderen Aerosolquellen durchgeführt.

Das *Saharan Mineral Dust Experiment* (SAMUM-1) fand im Mai/Juni 2006 in Marokko statt, um die optischen, chemischen und mikrophysikalischen Eigenschaften von reinem Mineralstaub zu messen und um dessen Aerosol-Effekte zu quantifizieren [Heintzenberg,

2008]. An zwei Bodenstationen im südlichen Teil Marokkos wurden sowohl Lidar Beobachtungen der vertikalen Verteilung des Staubs als auch *in-situ* Messungen der Aerosolgrößenverteilung, der optischen, chemischen und morphologischen Eigenschaften durchgeführt. Zwei in das Experiment eingebundene Forschungsflugzeuge ermöglichten die Erfassung der dreidimensionalen Aerosolverteilung durch Lidar-Beobachtungen sowie höhenaufgelöste *in-situ*- und Strahlungsfußdichtemessungen. Außerdem wurde der spektrale Verlauf der Bodenalbedo mit Hilfe flugzeuggetragener Instrumenten bestimmt. Die Messungen wurden mit den Überflügen zweier Satelliten koordiniert, um bodengebundene, flugzeuggetragene und satellitengestützte Messungen vergleichen zu können und um eine Anbindung der lokalen Messungen an ein größeres Gebiet zu ermöglichen. Die experimentell erhobenen Daten wurden im Rahmen von SAMUM-1 in optischen Modellen und Strahlungstransportmodellen zur Berechnung der regionalen Aerosol-Effekte verwendet. Im Rahmen dieses Experiments wurden erstmals die strahlungswirksamen Eigenschaften des reinen Saharastaubs umfassend untersucht.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, ein spektral hochauflösendes Lidar aufzubauen, mit dem die Extinktions- und Rückstreuoeffizienten des atmosphärischen Aerosols direkt gemessen werden können. Damit soll ein Fernerkundungsinstrument zur Verfügung gestellt werden, mit dem das atmosphärische Aerosol anhand des Lidar-Verhältnisses charakterisiert und klassifiziert werden kann.

Während des Feldexperiments SAMUM soll das spektral hochauflösende Lidar an Bord des Forschungsflugzeugs Falcon eingesetzt werden, um erstmalig Untersuchungen an reinem Saharastaub südlich des Atlas Gebirges in Marokko durchzuführen. Damit soll das Lidar-Verhältnis dieses wichtigen Aerosoltyps unter Messbedingungen bestimmt werden, unter denen die Mischung mit anderen Aerosoltypen vernachlässigt werden kann.

Wie bereits erwähnt stellt das direkt gemessene Lidar-Verhältnis einen wichtigen Eingabeparameter bei der Bestimmung der Aerosol-optischen Dicke durch ein normales Rückstreu-Lidar dar. Bislang wurde bei allen satellitengestützten Lidar-Missionen das Lidar-Verhältnis verschiedenartiger Aerosole als bekannt vorausgesetzt, wenn unabhängige koordinierte Messungen fehlten. Damit war die Bestimmung der Aerosol-optischen Dicke verschiedener Aerosolschichten insbesondere über unzugänglichen Gebieten rein qualitativ. Die Messungen mit dem neuen spektral hochauflösenden Lidar sollen dazu beitragen, diesen wichtigen Parameter für verschiedene Aerosoltypen zu bestimmen.

Die SAMUM-Messungen sollen außerdem dazu genutzt werden, auch passive Satelliteninstrumente zu validieren. Diese haben über stark reflektierenden Oberflächen wie beispielsweise den Wüstenregionen beträchtliche Schwierigkeiten, die Aerosol-optische Dicke abzuleiten. Die direkten Messungen der Aerosol-optischen Dicke mit dem neuen spektral hochauflösenden Lidar während der koordinierten Satellitenüberflüge dienen hier als Vergleichsgröße.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

Zunächst werden in Kapitel 2 die zum Verständnis der Lidargleichung erforderlichen Größen der Rayleigh- und Mie-Theorie kurz erläutert.

In Kapitel 3 wird die Methode des spektral hochauflösenden Lidars dargestellt. Hier wird erklärt, wie der Laser-Transmitter des bestehenden Lidars mit einem Verfahren der opto-akustischen Modulation frequenzstabilisiert wurde. Außerdem wird der Aufbau des schmalbandigen Nachweiskanal und dessen Implementierung in den Nachweiszweig detailliert beschrieben. Im Folgenden wird die Datenauswertung und die Fehlerdiskussion dargestellt. Abschließend werden die experimentellen Bedingungen des SAMUM-1 Experiments erläutert.

Die Ergebnisse der SAMUM-1 Kampagne werden in Kapitel 4 dargestellt. Dabei wird zunächst eine vollständige Datenauswertung samt Fehlerdiskussion anhand einer Fallstudie exemplarisch durchgeführt. Zur Qualitätssicherung werden die Messungen des neuen Instruments anhand etablierter und unabhängiger Messmethoden validiert. Im Folgenden werden dann die vertikalen Profile des Lidar-Verhältnisses sowie der horizontale Verlauf der Aerosol-optischen Dicke dargestellt. Vertikale Variationen des Lidar-Verhältnisses von reinem Saharastaub werden im Hinblick auf mögliche Ursprungsorte des Staubs untersucht. Die Messungen der Aerosol-optischen Dicke werden im direkten Vergleich zu Satelliten-Messungen präsentiert.

Anschließend werden in Kapitel 5 die zuvor präsentierten Lidar-Verhältnis-Messungen im Rahmen der bekannten Werte für Saharastaub außerhalb der Quellregionen diskutiert. Außerdem werden die Übereinstimmung von Lidar- und Satellitenmessungen sowie der Einfluss der Topographie auf die Größe der Aerosol-optischen Dicke diskutiert. Abschließend folgt eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick über weitere Anwendungen und mögliche Einsatzgebiete des spektral hochauflösenden Lidars.

Kapitel 2

Wechselwirkung von Licht mit atmosphärischen Teilchen

Das Lidar-Verfahren, das im nächsten Kapitel ausführlich beschrieben wird, basiert auf der Streuung von Licht an atmosphärischen Teilchen. Dabei wird die Rückstreuung von Licht an molekularen Teilchen sowie an atmosphärischen Aerosolen detektiert und ausgewertet.

Die theoretische Beschreibung des Streuprozesses hängt vom jeweiligen Verhältnis der Wellenlänge des einfallenden Lichts zur Ausdehnung des Streukörpers ab: Ist die Dimension des streuenden Teilchens deutlich kleiner als die Anregungswellenlänge, ist die Beschreibung des Streuprozesses durch induzierte Dipolstrahlung angemessen. Für den Fall, dass die Dimensionen von Wellenlänge und Teilchengröße vergleichbar sind, kann der Streuprozess unter Verwendung von Multipolfeldern beschrieben werden. Ist das streuende Teilchen aber deutlich größer als die Wellenlänge des einfallenden Lichts, können Abweichungen vom geometrisch-optischen Strahlengang durch halbgeometrische Methoden behandelt werden. Für die Methode des spektral hochauflösenden Lidar ist neben der Intensität des zurückgestreuten Lichts besonders dessen spektrale Verteilung von Bedeutung. In diesem Kapitel werden die zugrunde liegenden Streuprozesse zunächst in der Näherung großer Wellenlängen erläutert und die jeweilige spektrale Verteilung der gestreuten Strahlung diskutiert. Der zweite Teil dieses Kapitels befasst sich mit der Streuung an atmosphärischen Aerosolen.

2.1 Streuung von Licht an Molekülen

Die Wechselwirkung von Licht mit atmosphärischen Gasen, also mit Teilchen, deren Ausdehnung sehr viel kleiner ist als die Wellenlänge, wird allgemein als Rayleigh-Streuung bezeichnet [Miles et al., 2001, van de Hulst, 1975]. Das Spektrum der atmosphärischen Lichtstreuung beinhaltet dabei sowohl elastische als auch inelastische Komponenten. Als elastisch gilt ein Streuprozess, der die Frequenz der gestreuten Strahlung nicht verändert. Die Streuung an kleinen, sphärischen Teilchen ist rein elastisch. Dagegen führt die Streuung an Molekülen mit anisotroper Polarisierbarkeit wie Stickstoff und Sauerstoff teilweise zu einer Frequenzverschiebung der gestreuten Strahlung. Die Frequenzverschiebung basiert da-

bei auf der Anregung von Rotations- und Vibrations-Raman Zuständen. Die Unterteilung der atmosphärischen Streuprozesse in der Literatur ist nicht einheitlich. Die vorliegende Arbeit folgt dem Vorschlag von *Andrew Young*, 1981, nachdem der Begriff Rayleigh-Streuung den elastischen Teil der sogenannten Cabannes-Streuung und den inelastischen Teil der Rotations-Raman Streuung umfasst, die inelastische Vibrationsstreuung aber ausschließt.

Bei der Streuung an kleinen Teilchen mit der Polarisierbarkeit \mathbf{a} wird davon ausgegangen, dass das einfallende Strahlungsfeld \mathbf{E} in den Teilchen ein elektrisches Dipolmoment \mathbf{P} induziert:

$$\mathbf{P} = \mathbf{a}\mathbf{E}. \quad (2.1)$$

Im einfachsten Fall kleiner kugelsymmetrischer Teilchen oszillieren die induzierten Dipole kohärent zur einfallenden Welle mit gleicher Polarisation und Frequenz. Die Intensität der gestreuten Strahlung ist proportional zum Wirkungsquerschnitt, der dem jeweiligen Streuereignis zugeordnet wird. Bei allen Lidar-Methoden wird die Rückstreuung in ein differentielles Raumwinkelement um den Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ gemessen. Für die Intensität der zurückgestreuten Strahlung gilt:

$$I = I_0 \frac{\partial \sigma(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} N. \quad (2.2)$$

Dabei ist N die Teilchendichte, $\partial \sigma(\theta = 180^\circ)/\partial \Omega$ der differentielle Rückstreuquerschnitt eines Teilchens und I_0 die eingestrahelte Intensität.

2.1.1 Rayleigh-Streuquerschnitt

Rückstreuquerschnitte

Für diatomare Moleküle ist die Polarisierbarkeit eine tensorielle Größe. Sie hat zwei Tensorelemente: Die isotrope Polarisierbarkeit α und die anisotrope Polarisierbarkeit γ . Für linear polarisierte Strahlung mit der Wellenlänge λ kann der gesamte Rayleigh-Rückstreuquerschnitt (gekennzeichnet mit hochgestelltem Index R) eines Ensembles statistisch orientierter Teilchen ausgedrückt werden [She, 2001]:

$$\frac{\partial \sigma^R(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} = k^4 \left(\alpha^2 + \frac{7\gamma^2}{45} \right). \quad (2.3)$$

Dabei ist $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl. Die Abhängigkeit des Rückstreuquerschnitts von der vierten Potenz der Wellenlänge ist typisch für die Rayleigh-Streuung. Die Aufteilung der differentiellen Rückstreuquerschnitte in die Beiträge der zentralen Cabannes-Streuung und der frequenzverschobenen Rotations-Raman-Streuung liefert für den differentiellen Cabannes-Rückstreuquerschnitt:

$$\frac{\partial \sigma^C(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} = k^4 \left(\alpha^2 + \frac{7\gamma^2}{180} \right), \quad (2.4)$$

und für den differentiellen Rotations–Raman–Rückstreuquerschnitt:

$$\frac{\partial \sigma^{RR}(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} = k^4 \left(\frac{7\gamma^2}{60} \right). \quad (2.5)$$

Die Intergration des Rayleigh–Streuquerschnitts über den gesamten Raumwinkel von 4π liefert den gesamten Rayleigh–Extinktionsquerschnitt σ^R :

$$\sigma^R = k^4 \frac{8\pi}{3} \alpha^2 \left(1 + \frac{10\epsilon}{45} \right), \quad (2.6)$$

wobei $\epsilon = \gamma^2/\alpha^2$ die relative Anisotropie bezeichnet [She, 2001]. Das Verhältnis des Extinktionsquerschnitts zum differentiellen Rückstreuquerschnitt wird als molekulares Lidar–Verhältnis S_m bezeichnet und beträgt:

$$S_m = \frac{8\pi}{3} \frac{45 + 10\epsilon}{45 + 7\epsilon}. \quad (2.7)$$

Für den Extinktionsquerschnitt der atmosphärischen Gaskomposition bei einer Wellenlänge von 532 nm gilt [Bodhaine et al., 1999]:

$$\sigma^R(\lambda = 532nm) = 5,16 \times 10^{-31} m^2. \quad (2.8)$$

Der differentielle Rayleigh–Rückstreuquerschnitt wird mit Hilfe des definierten molekularen Lidar–Verhältnisses berechnet und beträgt bei $\lambda = 532$ nm:

$$\frac{\partial \sigma^R(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} = 6,08 \times 10^{-32} m^2 sr^{-1}. \quad (2.9)$$

Damit lassen sich der molekulare Rayleigh–Rückstreuoeffizient β_m^R und der molekulare Extinktionskoeffizient α_m^R als Produkt der Teilchendichte $N(r)$ am Ort r und dem jeweiligen Streuquerschnitt definieren:

$$\beta_m(r) = N(r) \frac{\partial \sigma^R(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega}, \quad (2.10)$$

$$\alpha_m(r) = N(r) \sigma^R. \quad (2.11)$$

Molekulare Depolarisation

Als Depolarisation wird das Verhältnis der senkrecht zur einfallenden Strahlung polarisierten Rückstreuung zur parallel polarisierten Rückstreuung definiert. Im Fall kleiner sphärischer Teilchen mit isotropen Eigenschaften bleibt die Polarisation des eingestrahelten Lichts erhalten. Die Depolarisation der molekularen Rückstreuung wird in erster Linie durch die Rotations–Raman–Streuung verursacht. Die gesamte Rayleigh–Depolarisation δ_m beträgt [Kattawar et al., 1981];

$$\delta_m^R = \frac{12\epsilon}{180 + 16\epsilon} = 1,44\%. \quad (2.12)$$

Dabei wurde mit $\epsilon = 0,221$ für $\lambda = 532$ nm gerechnet. Der Beitrag der zentralen Cabannes–Linie zur molekularen Depolarisation ist klein:

$$\delta_m^C = \frac{3\epsilon}{180 + 16\epsilon} = 0,361\% = \frac{1}{4} \delta_m^R. \quad (2.13)$$

2.1.2 Spektrale Verteilung

Die zurückgestreute Intensität verteilt sich bei der Rayleigh–Streuung auf die zentrale Cabannes–Linie und die frequenzverschobenen Rotations–Raman–Banden.

Cabannes–Streuung

Die Beschreibung des Cabannes–Rückstreuspektrums ist von der Wechselwirkung der streuenden Teilchen abhängig. Je nach Dichte des Mediums, wird das Spektrum entweder durch die Doppler–Verbreiterung eines idealen Gases oder durch Ansätze aus der kinetischen Gastheorie berechnet.

Sind die Wechselwirkungen zwischen den streuenden Teilchen des Mediums vernachlässigbar, bzw. die freien Weglängen der Teilchen zwischen den Stoßprozessen groß gegenüber der Wellenlänge, wird das Medium als ideales Gas beschrieben. Das Medium befindet sich dann in einem Knudsen–Regime und die Verbreiterung der Rückstreuung wird allein durch die thermische Bewegung der Moleküle verursacht. Die Form der Doppler–verbreiterten Linie $g(\nu)$ eines Gases mit der absoluten Temperatur T und Teilchen der Masse m kann durch

$$g(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu(T, m)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu}{\Delta\nu(T, m)} \right)^2 \right] \quad (2.14)$$

dargestellt werden [Miles et al., 2001]. Für eine gegebene Wellenlänge ist die Doppler–verbreiterung allein von Gastemperatur und Teilchenmasse abhängig. Sie beträgt bei Rückstreuung um 180° :

$$\Delta\nu(T, m) = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}. \quad (2.15)$$

Für eine Temperatur von 300 K und einer Wellenlänge von 532 nm beträgt die volle Halbwertsbreite der Doppler–verbreiterten Linie 2,6 GHz.

Mit zunehmendem Druck und abnehmender Temperatur werden die freien Weglängen der Teilchen kürzer. Sind die freien Weglängen mit der Wellenlänge vergleichbar, wird der Einfluss von Dichtefluktuationen auf die Form des Spektrums bemerkbar. Unter den typischen Bedingungen der unteren Troposphäre wird die Dimension der Wellenlänge von der freien Weglänge der Teilchen bereits unterschritten. Die Dichtefluktuationen werden durch akustische Wellen, die sich im streuenden Medium ausbreiten, hervorgerufen. Durch die Streuung an solchen Wellen bilden sich die symmetrisch zur zentralen Linie angeordneten Brillouin–Bänder aus. Sie sind im hydrodynamischen Regime, bzw. in einem Medium mit großer Dichte, stark ausgeprägt und Lorentz–förmig. Die Frequenzverschiebung der Brillouin–Linien in Bezug auf die Anregungswellenlänge ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit im Medium und somit von dessen Temperatur. Um ein solches druck– und temperaturabhängiges Cabannes–Brillouin–Spektrum zu berechnen, wurden einige gaskinetische Ansätze hervorgebracht. Davon wird das S6–Modell von *Tenti et al.*, 1974, für zweiatomige Gase allgemein als am genauesten eingeschätzt [Miles et al., 2001]. Die Zuordnung eines Streuereignisses zu einem Bereich zwischen Knudsen– und hydrodynamischen

Regime erfolgt durch den Parameter y :

$$y = 0,230 \left(\frac{T(K) + 111}{T^2(K)} \right) \left(\frac{p(\text{bar}) \lambda(\text{nm})}{\sin \theta/2} \right), \quad (2.16)$$

wobei θ den Streuwinkel bezeichnet. Unter Standardbedingungen (300 K, 1013 hPa) ergibt sich für eine Wellenlänge von 532 nm und einen Streuwinkel von 180° ein Wert von $y = 0,56$, der als Obergrenze für atmosphärische Berechnungen anzusehen ist

Abbildung 2.1 stellt die molekularen Rückstreuenspektren für verschiedene Werte des y -Parameters zwischen $0 < y < 0,6$ dar. Der Wert von $y = 0$ entspricht dem Fall eines idealen Gases mit einem Doppler-verbreiterten Spektrum.

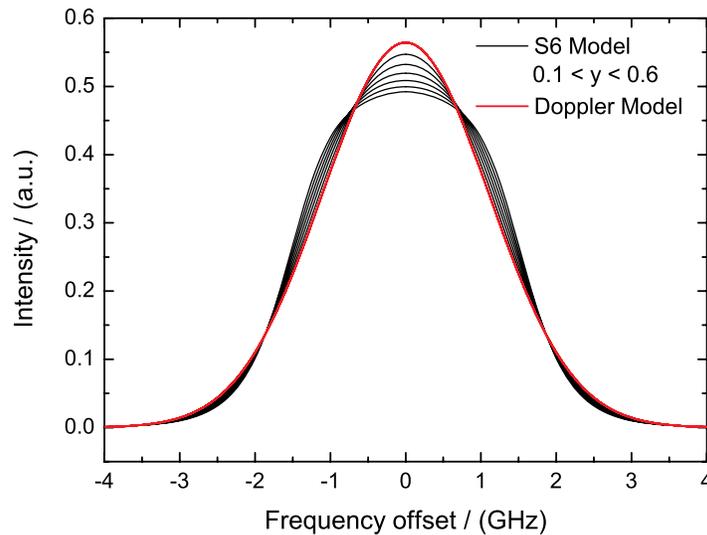


Abbildung 2.1: Molekulare Rückstreuenspektren berechnet mit einer Temperatur von 300 K und ansteigendem y -Parameter des S6-Tenti-Modells.

Es zeigt sich das Anwachsen der zentralen und der frequenzverschobenen Brillouin-Linien mit zunehmendem y -Parameter. Da das Integral über das Rückstreuenspektrum erhalten bleibt, sinkt mit dem Anstieg der Linien die Rückstrahlintensität im mittleren Teil des Spektrums.

Raman-Streuung

Obwohl die Messung mit dem spektral hochauflösenden Lidar auf der spektralen Verbreiterung der Cabannes-Brillouin-Linie basiert, kann die Messung durch die teilweise Detektion von reiner Rotations-Raman-Streuung beeinflusst werden. Aus diesem Grund wird die spektrale Verteilung der Rotations-Raman-Linien kurz erläutert.

Die reine Rotations-Raman-Streuung umfasst drei Zweige: Den nicht frequenzverschobenen zentralen Q-Zweig und die frequenzverschobenen O- und S-Zweige. Dabei ändert

sich die Rotationsquantenzahl J des Moleküls innerhalb des rotverschobenen S-Zweiges um $\Delta J = +2$ bzw. innerhalb des blauverschobenen O-Zweiges um $\Delta J = -2$. Im zentralen Q-Zweig ändert sich J nicht. Abbildung 2.2 stellt das Spektrum der reinen Rotations-Raman-Streuung von Stickstoff und Sauerstoff bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm dar.

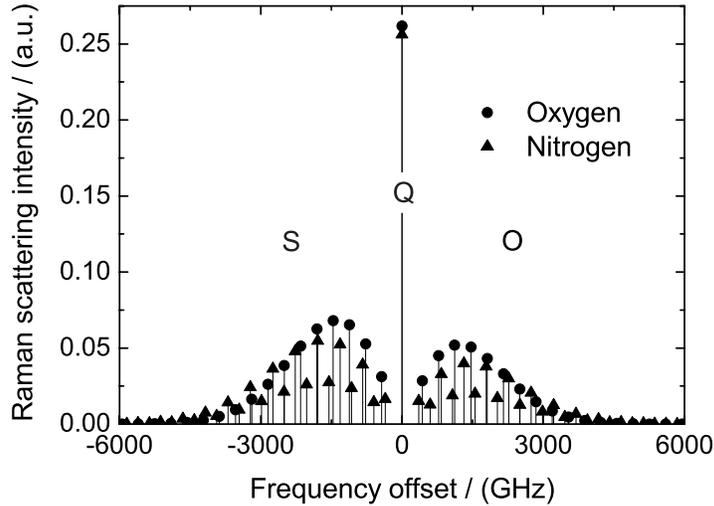


Abbildung 2.2: Rotations-Raman-Spektrum von Stickstoff und Sauerstoff.

Die Wellenzahlen $\tilde{k} = 1/\lambda$ der Rotations-Raman-Linien eines zweiatomigen, linear aufgebauten Moleküls werden nach:

$$\tilde{k} = \tilde{k}_0 \pm \Delta\tilde{k}, \quad (2.17)$$

$$\Delta\tilde{k} = (4B_0 - 6D_0)(J + 3/2) - 8D_0(J + 3/2)^3 \quad \text{mit } J = 0, 1, 2, \dots \quad (2.18)$$

berechnet, wobei B_0 und D_0 die Rotationskonstanten des Moleküls im Vibrationsgrundzustand sind [Herzberg, 1945]. Zur Berechnung der Rückstreuintensitäten einer einzelnen Linie mit der Rotationsquantenzahl J muss die Entartung $2J + 1$ des Rotationsgrundzustandes, die Kern-Spin-Entartung $2I + 1$ des Moleküls und das statistische Gewicht g_N berücksichtigt werden. Der differentielle Rückstreuquerschnitt der Rotations-Raman-Linien wird nach:

$$\left(\frac{\partial \sigma^{RR}(\theta = 180^\circ)}{\partial \Omega} \right)_J = (2\pi)^4 (\tilde{k}_0 \pm |\Delta\tilde{k}|)^4 \frac{g_N \Phi_J}{Q} \exp \left[-\frac{B_0 h c J(J+1)}{k_B T} \right] \quad (2.19)$$

berechnet, wobei $Q \approx k_B T / 2 h c B_0$ die Zustandssumme bezeichnet und Φ_J die Placzek-Teller-Faktoren beinhaltet [Wandinger, 2005].

2.2 Streuung von Licht an Aerosolen

Die Streuung von Licht an sphärischen isotropen Teilchen, deren Durchmesser mit der Wellenlänge des Lichts vergleichbar sind, wird im Allgemeinen durch die Mie–Theorie beschrieben [Mie, 1908]. Dabei werden die elektromagnetischen Felder der einfallenden Welle, der Welle im Teilchen und der gestreuten Welle nach Kugelflächenfunktionen entwickelt. Als Randbedingung gilt, dass die Tangentialkomponenten der Feldvektoren der äußeren Wellen und der Welle im Medium an der Kugeloberfläche ineinander stetig übergehen. Damit ist eine analytische Lösung des Streuproblems möglich, die nur vom Teichdurchmesser D_p , dem komplexen Brechungsindex m und der Wellenlänge abhängig ist. Einen Algorithmus zur numerischen Berechnung der Streuung an sphärischen Teilchen liefern *Bohren und Huffman*, 1983. Danach wird die Effizienz der Streuung C_{scat} und der Extinktion C_{ext} eines Partikels berechnet nach:

$$C_{scat} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{k=1}^{\infty} (2k+1) [|a_k|^2 + |b_k|^2], \quad (2.20)$$

$$C_{ext} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{k=1}^{\infty} (2k+1) \operatorname{Re}[a_k + b_k], \quad (2.21)$$

wobei $\alpha = \pi D_p / \lambda$ dimensionslose Größenparameter ist. Für die Koeffizienten a_k und b_k gilt:

$$a_k = \frac{\alpha \psi'_k(y) \psi_k(\alpha) - y \psi'_k(\alpha) \psi_k(y)}{\alpha \psi'_k(y) \zeta_k(\alpha) - y \zeta'_k(\alpha) \psi_k(y)}, \quad (2.22)$$

$$b_k = \frac{y \psi'_k(y) \psi_k(\alpha) - \alpha \psi'_k(\alpha) \psi_k(y)}{y \psi'_k(y) \zeta_k(\alpha) - \alpha \zeta'_k(\alpha) \psi_k(y)}, \quad (2.23)$$

mit $y = \alpha m$. Die Funktionen $\psi_k(x)$ und $\zeta_k(y)$ sind als Riccati–Bessel–Funktionen definiert:

$$\psi_k(y) = \left(\frac{\pi y}{2}\right)^{1/2} J_{k-1/2}(y), \quad (2.24)$$

$$\zeta_k(y) = \left(\frac{\pi y}{2}\right)^{1/2} [J_{k-1/2}(y) + i(-1)^k J_{-k-1/2}(y)]. \quad (2.25)$$

Mit den so berechneten Streukoeffizienten lässt sich die gestreute Intensität I_{scat} darstellen:

$$I_{scat} = C_{scat} I_0. \quad (2.26)$$

Die Winkelverteilung der von einem Partikel gestreuten Intensität wird über die normierte Phasenfunktion $P(\theta, \phi, \alpha, m)$ beschrieben:

$$P(\theta, \phi, \alpha, m) = 4\pi \frac{I(\theta, \phi, \alpha, m)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi I(\theta, \phi, \alpha, m) \sin \theta \, d\theta \, d\phi}, \quad (2.27)$$

dabei gibt θ den Winkel zwischen den Richtungsvektoren der einfallenden und der gestreuten Welle an. ϕ ist der azimuthale Streuwinkel zwischen der gestreuten Welle und der

Ebene, die durch die einfallende Welle und deren Polarisationsrichtung definiert ist. Das Integral der Streuphasenfunktion über den gesamten Raumwinkel ist 4π ,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, \phi, \alpha, m) \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi. \quad (2.28)$$

Abbildung 2.3 zeigt die so berechneten Streuphasenfunktionen von sphärischen Teilchen mit Radien von $0,01 \mu\text{m}$ bis $1,0 \mu\text{m}$. Zur Berechnung wurde eine Wellenlänge von 532 nm , ein Brechungsindex von $1,56$ und ein Imaginärteil des Brechungsindex von 1×10^{-5} angenommen. Die Streuphasenfunktion des kleinsten Teilchens ist symmetrisch zur y -Achse. Radien dieser Größenordnung liegen im Grenzbereich der Rayleigh-Streuung. Die gleichhohe Intensität der in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung gestreuten Strahlung ist charakteristisch für Rayleigh-Streuung. Bei den größeren Radien ist ein zunehmende Ausprägung der vorwärts gerichteten Streukeule zu beobachten.

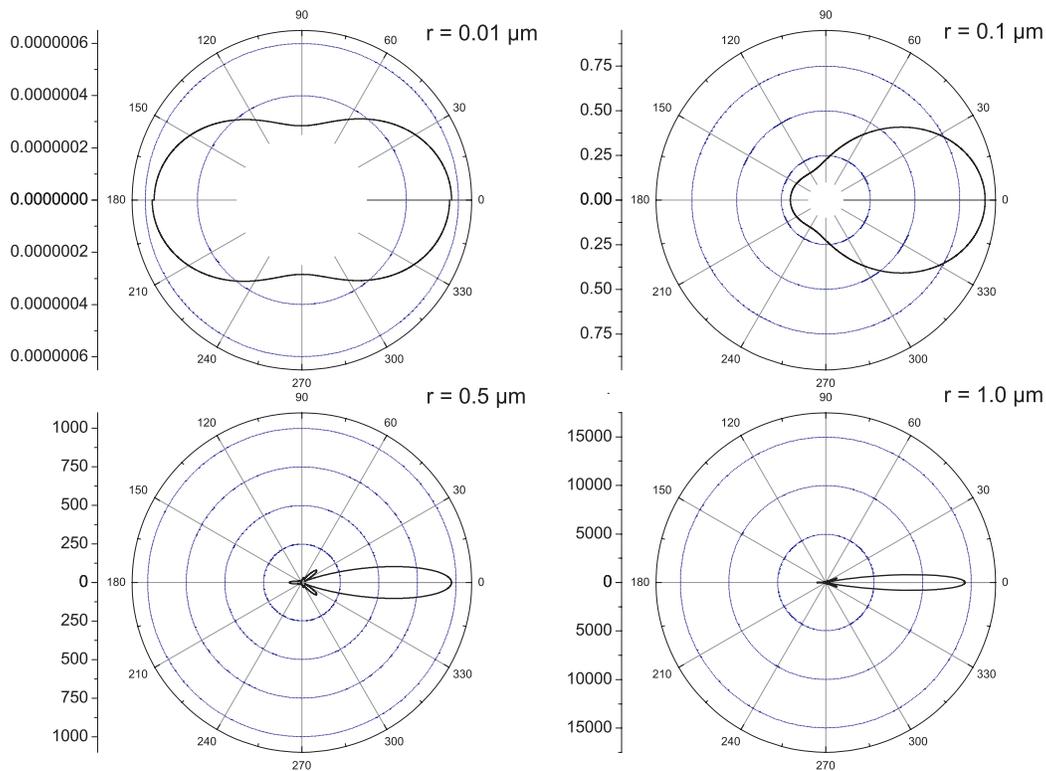


Abbildung 2.3: Streuphasenfunktionen für sphärische Teilchen mit Radien von $0,01 \mu\text{m}$, $0,1 \mu\text{m}$, $0,5 \mu\text{m}$ und $1,0 \mu\text{m}$ und einer Wellenlänge von 532 nm integriert über ϕ .

Das Lidar-Verhältnis lässt sich damit als:

$$S = \frac{4\pi}{P_{ext}(\theta = 180^\circ, \alpha, m)} \quad (2.29)$$

definieren.

Um Rückstreu- und Extinktionsquerschnitte eines Partikel-Ensembles zu berechnen, wird die Streu- bzw. Extinktionseffizienz über die Größenverteilung der Teilchen integriert:

$$\sigma_{scat,ext} = \int_0^\infty C_{scat,ext}(D_p) \frac{dN}{d \log D_p} d \log D_p. \quad (2.30)$$

Im Gegensatz zu den molekularen Teilchen, deren Geschwindigkeit unter Normalbedingungen einige 100 m/s beträgt, ist die thermische Bewegung der relativ schweren Aerosolpartikel vernachlässigbar. Ihre Bewegung wird maßgeblich durch die Windgeschwindigkeit in Advektion und Turbulenz bestimmt. Dabei bewirken vertikale Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 1 m/s bis 10 m/s eine Dopplerverschiebung von etwa 3 MHz bis 30 MHz. Wie später gezeigt wird, ist diese Frequenzverschiebung wesentlich geringer als die spektrale Breite der Absorptionslinie im schmalbandigen Kanal.

Kapitel 3

Atmosphärische Fernerkundung mit spektral hochauflösendem Lidar

Lidar (*Light Detection and Ranging*) ist ein Verfahren zur aktiven Fernerkundung, bei dem kurze Laserpulse in die Atmosphäre entsandt werden wo sie an atmosphärischen Teilchen, den Luftmolekülen und den Aerosolpartikeln, gestreut werden. Die atmosphärische Rückstreuung wird zeitaufgelöst detektiert, wodurch die Entfernung zu jedem Streuereignis aus der Laufzeit der Signale und der Lichtgeschwindigkeit bestimmt werden kann. Erste atmosphärische Lidar-Messungen [Fiocco and Smullin, 1963] wurden mit einem Rubin-Laser bereits kurz nach dessen Erfindung [Maiman, 1960] demonstriert. Dem Messprinzip entsprechend besteht ein Lidar aus einer Sende- und einer Empfangseinheit. In Abbildung 3.1 ist der prinzipielle Aufbau eines Lidar-Instruments skizziert.

Die benötigten kurzen Lichtpulse werden durch einen möglichst intensiven Transmitter-Laser erzeugt und meist über eine Strahlaufweitungsoptik in die Atmosphäre entsandt. Dabei verringert die Strahlaufweitung die Divergenz des Laserstrahls, um unerwünschte Effekte durch Hintergrundlicht und Mehrfachstreuung zu reduzieren. Die Empfangseinheit besteht aus einem Teleskop, einer optischen Analyseeinheit, den Photodetektoren und einem Datenaufzeichnungssystem. Das Teleskop sammelt die an den atmosphärischen Teilchen gestreuten Photonen ein. Dabei wird die Divergenz des Teleskops durch eine Feldblende so eingestellt, dass sie stets größer als die Divergenz des Laserstrahls ist. Dadurch wird in jeder Entfernung der gesamte Querschnitt des Laserstrahls vom Gesichtsfeld des Teleskops erfasst. Die optische Analyseeinheit filtert und trennt je nach Anforderung an das Lidar-System die detektierte Strahlung nach Polarisation oder Wellenlänge. Als Photodetektoren werden im ultravioletten und sichtbaren Bereich der Wellenlänge meist Photomultiplier (PMT) verwendet, die entweder im Photonenzähl-Modus oder im Analog-Modus betrieben werden können. Im nahen infraroten Spektralbereich eignen sich wegen ihrer hohen Quanteneffizienz insbesondere Avalanche-Photodioden zur Detektion der Rückstreuung. Die von den Detektoren erzeugten elektrischen Signale werden schließlich von einem Computer weiter verarbeitet und aufgezeichnet.

Je nach Lidar-Methode werden aus der spektralen Analyse der Rückstreusignale atmosphärische Zustandsparameter, Konzentrationen von Spurengasen, Windgeschwindigkeiten

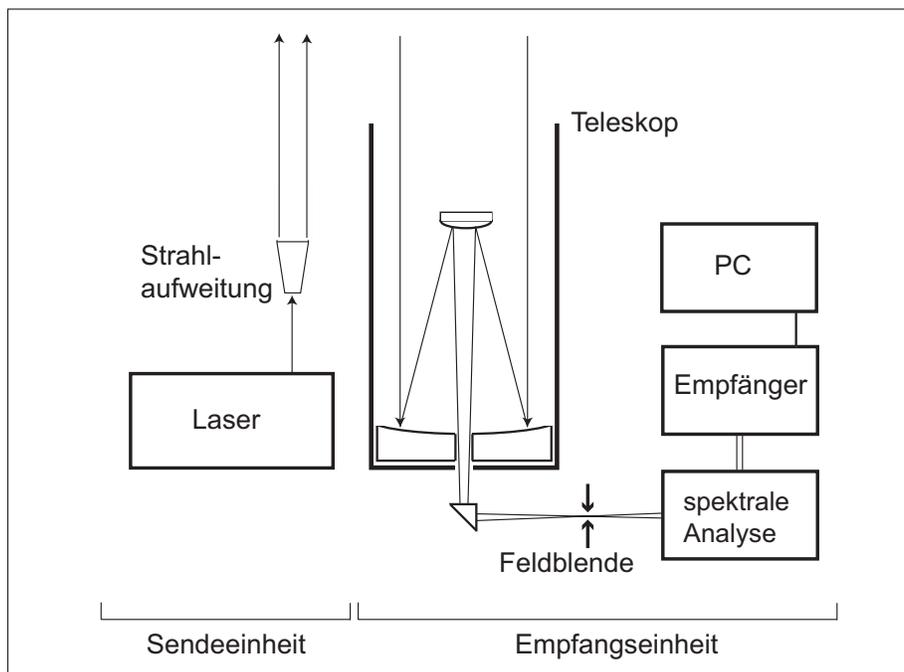


Abbildung 3.1: Elemente eines Lidar Instruments.

oder Aerosoleigenschaften abgeleitet:

Mit der *Rotations-Raman Methode* [Behrendt and Nakamura, 2002] lassen sich beispielsweise atmosphärische Temperaturprofile messen. Dabei wird die Intensität von zwei Teilbereichen des Rotations-Raman Spektrums gemessen. Durch die entgegengesetzte Temperaturabhängigkeit der Besetzungsdichte dieser Spektralbereiche wird eine Messgröße ermittelt, die von der atmosphärischen Transmission unabhängig ist.

Die *Differential Absorption Lidar, DIAL* Technik [Poberaj et al., 2002] wird zur Konzentrationsbestimmung von atmosphärischen Spurengasen wie Wasserdampf, Ozon, Methan, etc. verwendet. Dazu wird die differentielle Absorption zweier Messwellenlängen genutzt, die spektral auf die Resonanz eines molekularen Übergangs der zu detektierenden Spezies abgestimmt, bzw. davon verschoben sind.

Mit dem *Polarisations-Lidar* [Sassen, 1994] können durch die Auswertung der Depolarisation der atmosphärischen Rückstreuung in Bezug auf die Polarisation des emittierten Lasers morphologische Aerosoleigenschaften untersucht werden. Dazu wird die Rückstreuung polarisationsabhängig getrennt und eine Messgröße aus zwei senkrecht zueinander polarisierten Messkanälen bestimmt.

Windgeschwindigkeiten werden mit dem *kohärenten Doppler-Lidar* [Werner et al., 2001] oder dem *Direktempfang-Doppler-Lidar* [Liu et al., 1997] gemessen. Bei der kohärenten Doppler-Methode wird das durch die Windgeschwindigkeit Doppler-verschobene Rückstreuungssignal mit einem lokalen Oszillator überlagert. Aus der Schwebungsfrequenz wird die Windgeschwindigkeit abgeleitet. Um neben dem Betrag der Windgeschwindigkeit auch das Vorzeichen bestimmen zu können, wird der lokale Oszillator zusätzlich um eine bestimmte

Frequenz verschoben (Heterodynverfahren). Beim Direktempfang–Doppler–Lidar wird die Doppler–Verschiebung des Rückstreusignals mit hochauflösenden spektroskopischen Methoden ausgewertet.

Das mit einem normalen Rückstreu–Lidar gemessene atmosphärische Signal setzt sich im Allgemeinen aus Molekül– und Partikelstreuung zusammen. Eine Unterscheidung zwischen den jeweiligen Beiträgen der Streuung und eine direkte Bestimmung der klimatisch relevanten Größen wie beispielsweise der Aerosolextinktion bzw. der Aerosol–optischen Dicke ist mit einem normalen Rückstreu–Lidar nicht möglich. Atmosphärische Extinktionsprofile können allein mit der Raman–Lidar–Methode und dem HSRL, dessen Messprinzip im Folgenden vorgestellt wird, direkt gemessen werden. Für ein flugzeuggetragenes Lidar–System sind kurze Mittelungszeiten Voraussetzung, um die erforderliche hohe vertikale und horizontale Auflösung der Messung zu gewährleisten. Wegen der vergleichsweise sehr geringen Wechselwirkungsquerschnitte der Raman–Streuung sind mit diesem Verfahren flugzeuggetragene Lidar–Messungen nicht praktikabel.

3.1 Prinzip des spektral hochauflösenden Lidar

Für die Leistung $P(r, \lambda)$ der detektierten atmosphärischen Rückstreuung aus der Entfernung r gilt die allgemeine Lidar Gleichung für Einzelstreuung:

$$P(r, \lambda) = \eta E_0(\lambda) O(r) \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} \beta(r, \lambda) \exp \left[-2 \int_0^r \alpha(R, \lambda) dR \right]. \quad (3.1)$$

Dabei ist η eine Konstante, die die optische Transmission der Empfangseinheit und die Effizienz des Detektors beinhaltet, E_0 die Pulsenergie des Lasers, A die Apertur des Teleskops, $O(r)$ die Überlappfunktion von Sende– und Empfangsoptik, $\beta(r, \lambda)$ der Rückstreu– und $\alpha(r, \lambda)$ der Extinktionskoeffizient. Das Integral über den Extinktionskoeffizienten wird als optische Dicke bezeichnet und der Exponentialterm als atmosphärische Transmission. Die spektrale Abhängigkeit dieser Größen wird aus Gründen der Übersichtlichkeit im Folgenden nicht mehr notiert. Rückstreu– und Extinktionskoeffizient setzen sich jeweils aus einem Beitrag der Molekül– bzw. Aerosolstreuung zusammen:

$$\beta(r) = \beta_m(r) + \beta_a(r), \quad (3.2)$$

$$\alpha(r) = \alpha_m(r) + \alpha_a(r), \quad (3.3)$$

wobei die Indizes m und a Molekular– bzw. Aerosolstreuung bezeichnen. Die Lidar–Gleichung (3.1) beinhaltet somit vier Unbekannte. Deshalb ist die Bestimmung der interessanten Größen der Aerosolstreuung $\alpha_a(r)$ und $\beta_a(r)$ durch die Messung eines einzigen Signals $P(r)$ nicht möglich. Mit der Kenntnis des atmosphärischen Temperatur– und Dichteprofiles kann auf die molekulare Teilchendichte geschlossen werden. Damit können $\alpha_m(r)$ und $\beta_m(r)$ nach der Rayleigh–Theorie (vgl. Kapitel 2.1) berechnet werden. Die Größen der Aerosolstreuung bleiben jedoch unbekannt, wodurch Gleichung 3.1 immer noch unterbestimmt und die direkte Messung der Rückstreu– und Extinktionskoeffizienten mit einem normalen

Rückstreu-Lidar nicht möglich ist. Nur unter der Bedingung einer definierten Beziehung zwischen Aerosolextinktion und -rückstreuung, dem sogenannten Lidar-Verhältnis S ,

$$S(r) = \frac{\alpha_a(r)}{\beta_a(r)} \quad (3.4)$$

ist das Lösen von Gleichung 3.1 durch Inversion möglich [Klett, 1981, Klett, 1985]. Das Lidar-Verhältnis ist eine charakteristische Größe, die von den Eigenschaften des Aerosols wie beispielsweise dessen Größenverteilung, Brechungsindex und Morphologie abhängig ist [Evans, 1988, Mishchenko et al., 1997, Ackermann, 1998]. Raman-Lidar-Messungen belegen die große Variabilität dieser Größe: Für Seesalzpartikel beträgt das Lidar-Verhältnis beispielsweise 20 sr bis 35 sr [Ansmann et al., 2001], für Aerosol aus Biomassenverbrennung wurden Werte von 70 sr bis 100 sr gemessen [Franke et al., 2001]. Die genaue Komposition des atmosphärischen Aerosols ist im Allgemeinen unbekannt. Daher können Ergebnisse von Inversionen, die ein bestimmtes und meist konstantes Lidar-Verhältnis voraussetzen, stark fehlerbehaftet sein.

Bei der Methode des spektral hochauflösenden Lidar können Extinktions- und Rückstreu-koeffizienten direkt und ohne Annahme einer definierten Beziehung dieser beiden Größen bestimmt werden. Dabei ist die Messung zweier atmosphärischer Signale nötig. Das atmosphärische Rückstreusignal wird dazu im Empfangsmodul in zwei Kanäle aufgeteilt. In einem Kanal, dem molekularen Kanal, durchläuft das Licht einen schmalbandigen optischen Filter. Er unterdrückt die Aerosolbeiträge im Rückstreuspektrum um viele Größenordnungen und lässt die Flügel des Doppler-verbreiterten molekularen Rückstreuspektrums teilweise transmittieren. Im anderen Kanal wird die Intensität des gesamten Rückstreuspektrums detektiert. In Abbildung 3.2 ist diese Funktionsweise mit einem Joddampffilter skizziert.

Damit kann nun für den Gesamtkanal und den molekularen Kanal jeweils eine Lidar-Gleichung analog zur Gleichung 3.1 aufgestellt werden:

Gesamtkanal:

$$P_G(r) = \eta_G E_0 \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} [\beta_m(r) + \beta_a(r)] \exp \left[-2 \int_0^r (\alpha_m(r) + \alpha_a(r)) dR \right], \quad (3.5)$$

Molekularer Kanal:

$$P_M(r) = \eta_M E_0 \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} [\kappa_m(r)\beta_m(r) + \kappa_a\beta_a(r)] \exp \left[-2 \int_0^r (\alpha_m(r) + \alpha_a(r)) dR \right]. \quad (3.6)$$

Dabei stellen die Größen $\kappa_m(r)$ und κ_a die Transmission von Molekül- bzw. Aerosolstreuung im molekularen Kanal dar, sie werden in Kapitel 3.4 definiert. Durch die spektrale Filterung wird die Aerosolrückstreuung fast vollständig eliminiert, d.h. $\kappa_a\beta_a(r) \approx 0$. Die Transmission der molekularen Rückstreuung $\kappa_m(r)$ kann durch Kalibration bestimmt werden. Gleichung 3.6 ist somit lösbar.

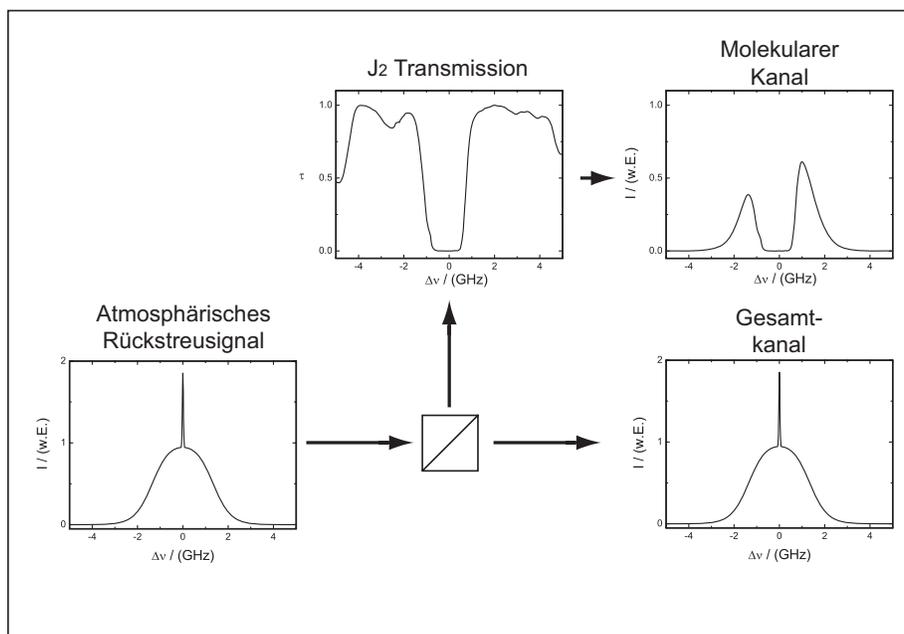


Abbildung 3.2: Funktionsprinzip des spektral hochauflösenden Lidar.

Die Methode des HSRL basiert nun darauf, dass der molekulare Kanal dazu genutzt wird, die Aerosolextinktion $\alpha_a(r)$ zu bestimmen, mit deren Hilfe die Gleichung für den Gesamtkanal gelöst werden kann. Eine notwendige Voraussetzung für die Methode des HSRL ist ein hohes Maß an spektraler Reinheit des Lasers. Als spektrale Reinheit wird die Laseremission in einem scharf begrenzten Frequenzintervall (z.B. einer Resonator-Mode) bezogen auf die Emission im gesamten Frequenzbereich definiert. Spektral unrein emittiert ein Laser beispielsweise dann, wenn mehrere Resonator-Moden anschwingen. In diesem Fall käme es zu einem stark fehlerbehafteten Signal im molekularen Kanal. Außerdem muss die Frequenzstabilität des Lasers ausreichend hoch sein, damit kein Aerosolsignal im Molekularkanal detektiert wird.

Tabelle 3.1 fasst den Stand der Forschung an HSRL-Systemen zusammen. Vorreiter bei der Entwicklung von HSRL-Systemen war die Gruppe um Edwin Eloranta an der University of Wisconsin. Hier wurde auch die Bezeichnung *high spectral resolution lidar* geprägt. Als schmalbandiger optischer Filter diente bei ersten Experimenten ein Etalon mit einer Transmissionsbandbreite von etwa 420 MHz. Damit wurden im Jahr 1980 flugzeuggetragene Testmessungen durchgeführt [Sroga et al., 1983]. Der Messbereich erstreckte sich vom Boden jedoch nur bis zu einer Höhe von etwa 1,8 km über Grund. Die Winkelabhängigkeit der Etalon-Transmission sowie dessen schwache Unterdrückung des Aerosolsignals begrenzte die Genauigkeit der Messungen beträchtlich. Ausserdem führte die geringe Ausgangsleistung des damals verwendeten Farbstofflasers zu langen zeitlichen Mittelungsintervallen und damit zu einer geringen räumlichen Auflösung. Erste flugzeuggetragene Messungen mit einem J_2 -Filter-System während eines Feldexperiments wurden vom Institut für Physik der Atmosphäre des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt durchgeführt [Wandin-

ger et al., 2002]. Kontinuierliche Messungen mit diesem System waren aber in erster Linie wegen der unzureichenden Frequenzstabilisierung des Laser-Transmitters im Flugzeug-Betrieb nicht möglich. Zeitgleich mit der Entwicklung des flugzeuggetragenen HSRL im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde von der NASA ein ähnliches Instrument für den Einsatz in Feldexperimenten bereit gestellt. Zusammen mit diesem Instrument ist das hier entwickelte HSRL das weltweit einzige flugzeuggetragene System zur direkten Lidar-Messung von optischen Aerosoleigenschaften.

Tabelle 3.1: HSRL-Systeme für den Einsatz in der Atmosphärenforschung

Zeit	Institution	System	Referenz
1977 – 1980	University of Wisconsin	Bodengebundene Messungen mit verschiedenen Systemen, erstes Etalon-System mit Farbstofflaser und erstes J_2 -Filter-System mit Nd:YAG Laser	[Shipley et al., 1983] [Sroga et al., 1983]
1983 – 1998	Colorado State University	Bodengebundene Messungen, Ba-Filter-System mit Farbstofflaser, erste Temperaturmessungen	[Alvarez et al., 1990]
1997 – 2001	National Institute for Environmental Studies	Bodengebundene Messungen, J_2 -Filter-System und Mach-Zehnder-Interferometer	[Liu et al., 2002]
1998 – 2000	Institut für Physik der Atmosphäre, DLR	Demonstration erster flugzeuggetragener Messungen mit J_2 -Filter-System während LACE98 [†]	[Wandinger et al., 2002]
2004 – 2006	Langley Research Center, NASA	Entwicklung eines flugzeuggetragenen J_2 -Filter-Systems und Einsatz während MILAGRO [‡]	[Ferrare et al., 2007]
2004 – 2006	Institut für Physik der Atmosphäre, DLR	Entwicklung eines flugzeuggetragenen J_2 -Filter-Systems und Einsatz während SAMUM-1 [‡]	[Esselborn et al., 2008]
2006 –	Centre National d’Etudes Spatiales, CNES	Geplantes Mach-Zehnder-Interferometer-System bei 355 nm	
2001 –	European Space Agency, ESA	Geplantes satellitengestütztes Etalon-System bei 355 nm	[ESA, 2001]

[†]LACE: Lindenberg Aerosol Characterization Experiment, Juli/August 1998. [‡]MILAGRO: The Megacity Initiative: Local and Global Research Observations, März 2006. [‡]SAMUM-1: Saharan Mineral Dust Experiment, Mai/Juni 2006.

3.2 Frequenzstabilisierung des Laser-Transmitters

3.2.1 Aufbau des Laser-Transmitters

Der für die HSRL-Messungen verwendete Laser-Transmitter besteht aus einem Hochleistungs Nd:YAG (Neodym-dotierter Yttrium Aluminium Granat) Laser mit sehr guten spektralen und räumlichen Strahleigenschaften, der für ein bestehendes Wasserdampf-Lidar entwickelt wurde [Ehret et al., 2000]. Um einen beugungsbegrenzten Strahl mit hoher Pulsenergie zu erhalten, wurde der Transmitter als MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) System ausgelegt. Dabei wird ein Laser-Oszillator bei relativ geringer Leistung betrieben, um gute Strahleigenschaften zu erzielen. Die Ausgangsleistung des Oszillators wird mit nachfolgenden Verstärkerstufen erhöht. Für den Einsatz im Flugzeug ist ein besonders robuster mechanischer Aufbau des Lasersystems unerlässlich. Der gegenüber thermischer Schwankungen besonders empfindliche Oszillator wurde aus diesem Grund mit drei Invar-Stäben verstärkt.

Abbildung 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Laser-Transmitters. Der Resonator wird durch den hochreflektierenden Spiegel (1) und den Ausgangskoppler (9) gebildet. Der Nd:YAG Laser-Stab wird mit Dioden (6), die längs zum Stab angeordnet sind, gepumpt. Zur Erzeugung kurzer Pulse wird der Resonator mit einer Pockelszelle (3) in Verbindung mit einem Polarisationsstrahlteiler (4) gütegeschaltet. Eine $\lambda/4$ -Platte (2) zwischen Pockelszelle und hochreflektierendem Spiegel bewirkt, dass die Resonatorverluste groß sind, wenn keine Spannung an der Pockelszelle anliegt und klein, wenn die Pockelszelle geschaltet wird. Durch die Verwendung zwei weiterer $\lambda/4$ -Platten (5) und (7) auf beiden Seiten der Pumpkammer durchläuft das Licht zirkular polarisiert das laseraktive Medium. Dadurch werden stehende Wellen im Nd:YAG-Stab und somit der Effekt des räumlichen Lochbrennens (*spatial hole burning*, [Kneubühl, 1999]) vermieden. Eine Modenblende (8) vor dem Ausgangskoppler wird dazu genutzt, den Betrieb auf nur einer transversalen Mode (TEM_{00}) zu gewährleisten.

Der Oszillator erzeugt einen beugungsbegrenzten Strahl mit einer Pulsenergie von 20 mJ und einer Pulsdauer von 18 ns. Um Reflexe aus der nachfolgenden Verstärkerkette zu vermeiden, wird der Oszillator davon mit einem Faraday-Isolator entkoppelt. Durch die anschließende dreifache Strahlaufweitung wird die Leistungsdichte nach dem Vorverstärker um einen Faktor 9 verringert. Durch zwei 45° -Spiegel wird der Strahlengang gefaltet. Eine Apertur (10) vor dem ersten Hauptverstärker begrenzt den Strahlquerschnitt vor Eintritt in die Hauptverstärker. Die Pumpkammern der Hauptverstärker sind im Wesentlichen der des Vorverstärkers baugleich, können aber Laser-Stäbe mit größerem Durchmesser und weitere Diodenbarren fassen. Durch die Gesamtverstärkung der drei Verstärkerstufen wird eine Pulsenergie von 220 mJ bei einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Repetitionsrate von 100 Hz erreicht. Die fundamentale Strahlung wird durch einen temperaturstabilisierten KTP-Kristall (Kaliumtitanylphosphat, KTiOPO_4) mit einer Effizienz von annähernd 50 % in die zweite Harmonische bei 532 nm konvertiert. Mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte vor dem KTP-Kristall wird die Polarisationsrichtung des Strahls an die Ausrichtung des Kristalls angepasst und damit die Verdopplungseffizienz optimiert.

Ein stark abgeschwächter Reflex der grünen Strahlung wird über eine optische Faser einer Frequenzstabilisierungseinheit, die im folgenden Kapitel 3.2.2 detailliert beschrieben wird, zugeführt. Diese regelt die Frequenz des Seed-Lasers, dessen Funktion ebenfalls im folgenden Kapitel dargestellt wird. Zur Unterscheidung zum Seed-Laser wird der Laser-Oszillator des MOPA Systems im Folgenden als *Hauptlaser* bezeichnet. Die Strahlung beider Wellenlängen wird durch einen Polarisationsstrahlteiler (11) von unerwünschten Polarisationskomponenten bereinigt und schließlich in die Atmosphäre emittiert.

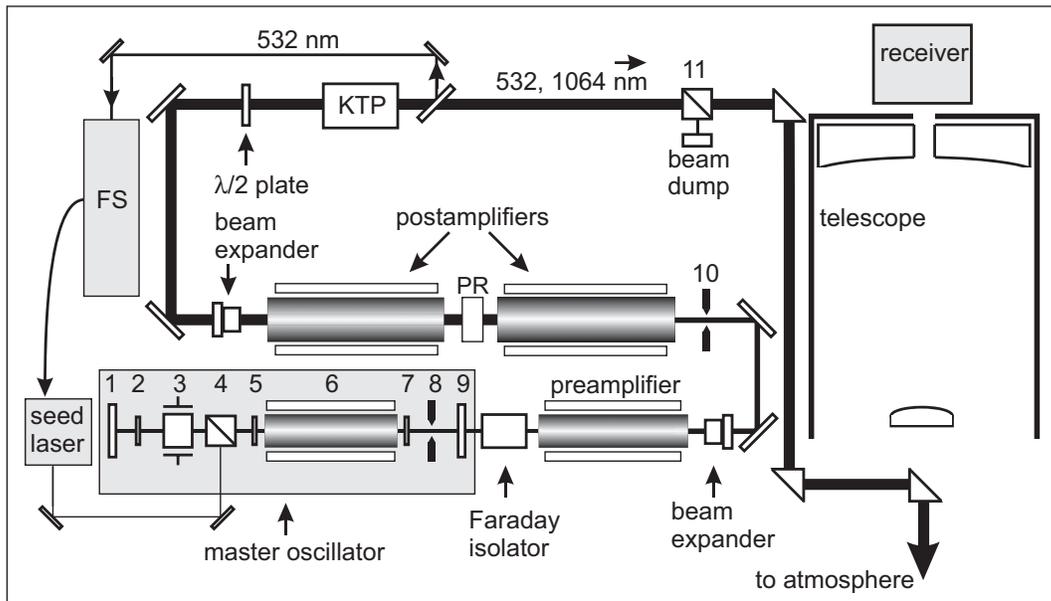


Abbildung 3.3: Aufbau des HSRL-Transmitters. 1: hochreflektierender Spiegel, 2, 5 und 7: $\lambda/4$ -Platte, 3: Pockelszelle, 4 und 11: Polarisationsstrahlteiler, 6: Nd:YAG Laser-Stab mit Pumpdioden, 8: Modenblende, 9: Ausgangskoppler, 10: Apertur, FS: Frequenzstabilisierungseinheit, KTP: Frequenzverdopplung, PR: Polarisations-Rotator.

Injection seeding

Der Betrieb des Lasers auf nur einer longitudinalen Mode (*single longitudinal mode*, SLM) des Resonators ist für die Methode des HSRL zwingend notwendig, lässt sich jedoch bei gepulsten Laserquellen ohne weitere Hilfsmittel nur schwer erzielen. Wegen der hohen Verstärkung (gain) und der daraus resultierenden kurzen Zeit des Pulsaufbaus schwingen im Allgemeinen mehrerer longitudinalen Moden des Resonators an. Die Methode des *injection seeding* eines gepulsten Lasersystems hat sich zur Herstellung schmalbandiger SLM-Strahlung bewährt [Schmitt and Rahn, 1986]. Dabei wird ein SLM-Dauerstrich-Laserstrahl zur Zeit des Pulsaufbaus in den Resonator des Hauptlasers eingestrahlt. Neben der spontanen Emission des laseraktiven Mediums wird auch die eingekoppelte Seed-Laserstrahlung verstärkt, solange sie bezüglich einer Mode des Resonators resonant ist und sich innerhalb

der Verstärkungsbandbreite des Mediums bewegt. Ist die Leistung der Seed-Laserstrahlung in einer bestimmten Resonatormode groß im Vergleich zur spontanen Emission, wird diese Mode schneller als alle übrigen die Verstärkungsinversion abbauen und damit das homogen verbreiterte Medium sättigen. Das verhindert das Anschwingen anderer Moden.

Seed-Laser

Der hier verwendete Seed-Laser ist ein Laserdioden-gepumpter Dauerstrich Nd:YAG Ringlaser (Lightwave Electronics, Model 101). Der Strahlengang im Resonator eines solchen nicht planaren Ringoszillators (non-planar ring oscillator, NPRO) [Kane and Byer, 1985] ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Dabei ist das laseraktive Medium als achtseitiges Prisma ausgeführt. Es wird von einer Laserdiode (nicht dargestellt) longitudinal gepumpt. Über die konvexe Frontfläche wird die Pumpstrahlung der Diode in den Nd:YAG-Kristall eingekoppelt und die erzeugte Laserstrahlung ausgekoppelt. Die Kavität eines solchen Lasers wird durch die Totalreflexion an den Facetten des Kristalls B, C und D gebildet. Aufgrund der Abwesenheit externer Komponenten im Resonator, der kleinen monolithischen Bauweise und der effizienten Anregung durch Laserdioden zeichnen sich diese Ring-Laser durch hervorragende Frequenz- und Amplitudenstabilität aus.

Durch die kleine geometrische Dimension des NPROs wird der freie Spektralbereich groß, wodurch die longitudinale Modenselektion erleichtert wird. Die durch das Pumpen induzierte thermische Linse begünstigt den Betrieb auf der transversalen Grundmode. Grundsätzlich können sich im Kristall zwei gegenläufige Wellen mit je zwei orthogonalen Polarisationsrichtungen ausbreiten. Der gewünschte SLM-Betrieb wird jedoch durch die Einführung richtungs- und polarisationsabhängiger Verluste erzielt: Die Frontfacette wirkt wegen dem von Null verschiedenen Einstrahlwinkel als Polarisator und lässt parallel polarisiertes Licht besser transmittieren. Durch Totalreflexion an den angewinkelten Facetten B und D wird der Polarisationszustand des Lichts um die Summe der Winkel reziprok gedreht. Ein parallel zur Kristallachse ausgerichtetes permanentes Magnetfeld (\mathbf{H}) bewirkt eine Faraday-Rotation im Nd:YAG Medium (Verdet-Konstante $103^\circ/(\text{Tm})$) entlang AB und DA, wodurch der Polarisationszustand des Lichts nicht reziprok gedreht wird. Durch die Faraday-Rotation wird die Polarisationsdrehung durch die angewinkelten Facetten B und D in einer Umlaufrichtung kompensiert, während dies in der entgegengesetzten Umlaufrichtung nicht geschieht. Durch die polarisationsabhängige Auskopplung der Frontfacette werden in einer Umlaufrichtung höhere Resonatorverluste eingeführt, wodurch sich der gewünschte SLM-Betrieb einstellt.

3.2.2 Frequenzstabilisierung mit Hilfe der opto-akustischen Modulation

Die Frequenzstabilität des Transmitters ist ein wesentliches Erfordernis der HSRL-Methode. Die Doppler-Frequenzverschiebung der atmosphärischen Rückstreuung beträgt bei vertikalen Windgeschwindigkeiten von 1 m/s bis 10 m/s etwa 3 MHz bis 30 MHz. Der damit einhergehende relative systematische Fehler der Extinktions- und Rückstremessung liegt

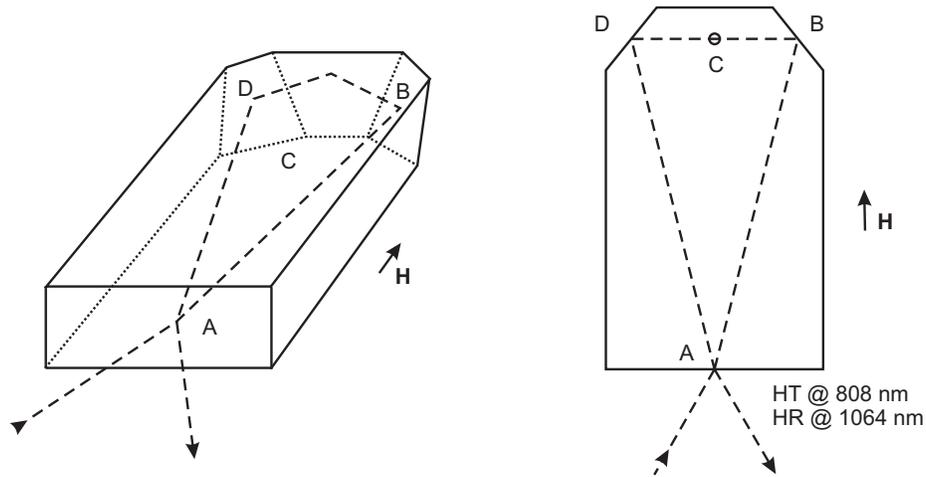


Abbildung 3.4: Strahlengang innerhalb eines nicht-planaren Ring-Oszillators. **H** gibt die Richtung des Magnetfeldes an.

Tabelle 3.2: Parameter des spektral hochauflösenden Lidar-Systems.

MOPA-Lasersystem		SHG	
Pulsenergie bei 1064 nm	220 mJ	Pulsenergie bei 532 nm	100 mJ
Wiederholrate	100 Hz	Frequenzschwankungen	< 5 MHz
Pulsdauer bei 1064 nm	18 ns	Spektrale Reinheit bei 532 nm	< 99.9 %
Linienbreite bei 1064 nm	< 75 MHz	Empfänger	
Laserdivergenz bei 1064 nm	< 0.5 mrad	Teleskopdurchmesser	350 mm
Injection Seeder		Bandbreite Hintergrundfilter	1 THz
Leistung bei 1064 nm	10 mW	Bandbreite J ₂ -Filter	2 GHz
Linienbreite über 1 ms	5 kHz	Optische Filterlänge	380 mm
Frequenzfluktuationen über 1 s	<75 kHz	Gesichtsfeld Detektor	1 mrad
		Quantisierung	14 bit
		Abtastrate	10 MHz

typischerweise in der Größenordnung von 1% bis 3 %. Damit die Fehler, die aus Laser-Frequenzschwankungen und atmosphärischer Doppler-Verschiebung resultieren, vergleichbar sind, sollte die relative Frequenzstabilität des Lasers bei 532 nm (entspricht 563 THz) in der Größenordnung von 1×10^{-9} liegen. Eine höhere Frequenzstabilität ist für die Anwendung des HSRL nicht erforderlich. Für den flugzeuggetragenen Betrieb ist wegen der mechanischen und thermischen Schwankungen vielmehr eine robuste und platzsparende Ausführung der Frequenzstabilisierung nötig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für den Flugzeugbetrieb eine neuartige Methode der Laser-Frequenzstabilisierung entwickelt und während des Messbetriebs eingesetzt.

Die Methode der Frequenzstabilisierung basiert auf der Erzeugung von zwei frequenzverschobenen Seitenbändern durch akusto-optische Modulation und der differentiellen Absorption dieser Seitenbänder an einem molekularen Übergang. Der akusto-optische Modulator (AOM) besteht aus einem Kristall, in dem durch einen Wandler akustische Wellen angeregt werden. Die akustischen Wellen bewirken eine periodische Brechungsindexmodulation, an der ein in den Kristall eingestrahelter Laserstrahl gebeugt wird.

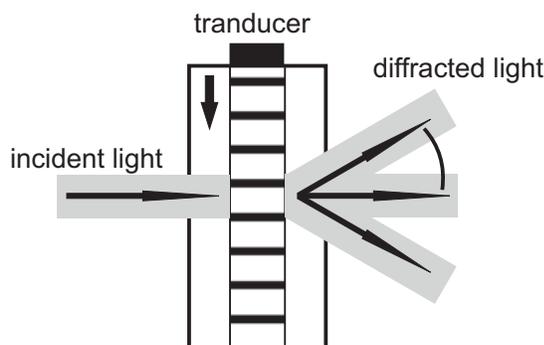


Abbildung 3.5: Lichtbeugung an einem akusto-optischen Modulator bei senkrecht zur akustischen Welle ausgerichteter Einstrahlung.

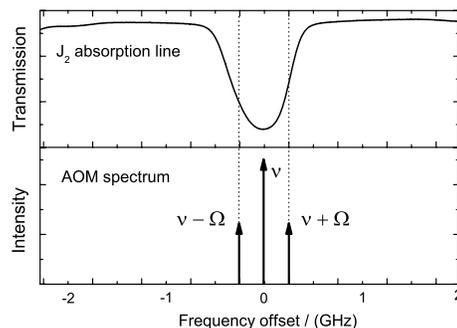


Abbildung 3.6: Akusto-optisches Beugungsspektrum und Joddampf-Absorptionslinie.

Trifft die eingestrahelte Welle, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, senkrecht auf das induzierte Brechungsindexgitter mit der Gitterkonstanten Λ (Raman-Nath oder Debye-Sears Beugung), wird das Licht unter Winkeln $\pm\theta$ gebeugt. Die Beugungswinkel sind mit der Wellenlänge λ des eingestrahelten Lichts verknüpft [Saleh and Teich, 1991]:

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (3.7)$$

Die dadurch erzeugten Seitenbänder weisen gegenüber der eingestrahelten Welle eine Frequenzverschiebung auf, die im Teilchenbild erklärt werden kann: Ein eingestrahligtes Photon nimmt bei der Beugung den Impuls eines durch den Wandler angeregten Phonons auf,

wobei die Summen von Energie und Impuls des Photons und des Phonons erhalten bleiben. Weil der Impuls der Phononen vom Wandler weg bzw. nach Reflexion auf diesen ausgerichtet ist, ergibt sich eine positive bzw. negative Frequenzverschiebung um die am Wandler angelegte Modulationsfrequenz. Bei Wechselwirkung mit nur einem Phonon trägt das eine Seitenband die Summe von Laserfrequenz und Modulationsfrequenz des AOM (+1. Beugungsordnung) und das andere deren Differenz (-1. Beugungsordnung). Höhere Beugungsordnungen werden im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Abbildung 3.6 zeigt eine J_2 -Absorptionslinie und das Spektrum des AOM mit den zwei symmetrisch verschobenen Beugungsordnungen. Die Doppler-Verbreiterung der Jod-dampfabsorptionslinien im Spektralbereich des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers beträgt 800–900 MHz je nach Feinstruktur des gewählten Übergangs. Die Modulationsfrequenz des AOM und damit die Verschiebung der Laserstrahlung relativ zur Mittenfrequenz beträgt im dargestellten Fall 250 MHz.

Der Grundgedanke des Verfahrens beruht darauf, dass zwei symmetrische Seitenbänder des Laserstrahls erzeugt werden, die durch ihre Lage in den Flanken der Absorptionslinie bei geringer Änderung der Frequenz eine große Änderung der Absorption erfahren. Durch ihre Symmetrie wird der Einfluss möglicher Fehlerquellen minimiert. Intensitätsschwankungen der Seitenbänder werden durch eine Absorptionmessung erfasst und bei der Ermittlung des Fehlersignals berücksichtigt. Außerdem ist das Verfahren weitgehend unempfindlich gegenüber Schwankungen von Amplitude und Frequenz der AOM Modulationsspannung sowie gegenüber Absorptionseigenschaften der Absorptionszelle, da sich diese Schwankungen auf beide Seitenbänder im gleichen Maß auswirken.

Bei einem bekannten Verfahren nach *Yokoyama et al.*, 1998, erfolgt die Frequenzstabilisierung, indem ein Laserstrahl einem AOM zugeführt wird, welcher durch Beugung nur ein frequenzverschobenes Seitenband (1. Beugungsordnung) des einfallenden Laserstrahls erzeugt. Die beiden aus dem AOM austretenden Strahlen werden geteilt, wobei der jeweils eine Teilstrahl der beiden Strahlen direkt einem Paar Photodioden zugeführt wird, um die Intensitäten mit einem Differenzverstärker zu messen. Das Messsignal wird einem PID-Regler zugeführt, der die Amplitude der Modulationsspannung des AOM so einstellt, dass die Intensitäten von Laserstrahl und Seitenband nach dem Durchlauf des AOM gleich groß sind. Der jeweils andere Teilstrahl trifft auf eine Absorptionszelle, in der die beiden Strahlen frequenzabhängig unterschiedlich stark absorbiert werden. Die Restintensität der aus der Absorptionszelle austretenden Strahlen wird mit zwei Photodioden ermittelt und mit einem Differenzverstärker ausgewertet. Durch die vorherige Angleichung der Intensitäten der beiden aus dem AOM austretenden Strahlen ist sichergestellt, dass die Restintensität der beiden Strahlen nach Durchlauf der Absorptionszelle ein verlässliches Maß für die Frequenzabweichung des Laserstrahls darstellt. Das so ermittelte Fehlersignal wird einem PI-Regler zugeführt, der die Frequenzkorrektur des zu stabilisierenden Lasers steuert.

Ein Problem bei dem beschriebenen Verfahren nach *Yokoyama et al.* besteht darin, dass das erzeugte Fehlersignal stark abhängig ist von den Schwankungen der Beugungseffizienz des AOM und somit von der Amplitude der an dem AOM anliegenden Modulationsspannung. Dies erfordert einen zusätzlichen Regelkreis basierend auf der Differenz der gemessenen Intensitäten des Laserstrahls und des Seitenbandes zur Regelung der Modu-

lationsspannung des AOM. Die Modulationsfrequenz ist außerdem abhängig von der Frequenz der anliegenden Modulationsspannung. Eine Abweichung kann zu einer ungewollten Frequenzverschiebung des Seitenbandes führen. Ein weiteres Problem besteht darin, dass der Nulldurchgang des Fehlersignals nicht mit dem Maximum der Absorptionslinie korrespondiert, sondern um die Hälfte der Modulationsfrequenz verschoben ist. Das so erzeugte Fehlersignal ist ebenfalls abhängig von den Schwankungen der Absorptionseigenschaften der Absorptionszellen, die üblicherweise als Molekül- bzw. Atomdampfzellen ausgeführt und damit besonders empfindlich gegenüber temperaturbedingten Änderungen des Dampfdrucks sind. Bei größeren Modulationsfrequenzen des AOM steigt damit die Gefahr, dass das frequenzverschobene Seitenband zunehmend in die steile Flanke der Absorptionslinie verschoben wird und damit nicht mehr im vordefinierten Arbeitspunkt liegt. In diesem Fall ändert sich die Absorption der einzelnen Strahlen, ohne dass sich die Frequenz der Strahlen ändert. Daher muss die Temperatur der Absorptionszelle mit großem Aufwand und hoher Genauigkeit stabilisiert werden. Die Messung der Intensitätsdifferenz zwischen dem Laserstrahl und dem Seitenband mit Fotodioden und einem Differenzverstärker ist mit einem systematischen Fehler behaftet, weil die Photodioden bauartbedingt oder durch Alterung einen unterschiedlichen Nulldurchgang aufweisen. Dadurch kann die Empfindlichkeit der Photodioden unterschiedlich ausgeprägt sein und die Intensität der betreffenden Strahlen um einen konstanten Wert verfälschen. Das oben beschriebene Verfahren ist des Weiteren nicht zur Frequenzstabilisierung eines gepulsten Lasersystems mit niedrigen Repetitionsraten und kurzen Pulsdauern geeignet, weil dabei der Signal-Rausch-Abstand nicht ausreichend groß ausgeprägt ist.

Abbildung 3.7 zeigt eine Prinzipskizze des zur Frequenzstabilisierung verwendeten Aufbaus. Durch einen Strahlteiler (BS1) wird ein Reflex der frequenzverdoppelten Strahlung des MOPA-Systems in eine *multi mode* Faser eingekoppelt, die die grüne Strahlung der Frequenzstabilisierungseinheit zuführt. Durch einen Faserkoppler wird das Strahlenbündel am Ausgang der Faser kollimiert und in den AOM-Kristall eingestrahlt. Die durch den AOM erzeugten Seitenbänder werden durch einen Strahlteilerwürfel (BS2) in jeweils zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespaltet, wobei die ersten Teilstrahlen einer Joddampfabsorptionszelle zugeführt werden und die anderen beiden als Referenz dienen. Die Intensität der Teilstrahlen wird nach Durchgang der Zelle mit den Photodioden PD1 bzw. PD2 und im Referenzstrahlengang mit PD3 bzw. PD4 erfasst. Die nicht frequenzverschobene nullte Beugungsordnung wird im Signal- und im Referenzstrahlengang Strahlfallen zugeführt. Im weiteren Verlauf werden die Photodiodensignale von einem 4-Kanal *Lock-In* Verstärker phasengerecht detektiert. Ein Schalter führt die vier Signale sequentiell einem A/D Wandler zu, wobei die Taktfrequenz 20 ms beträgt. Die digitalen Signale werden von einem PC durch einen Regel-Algorithmus verarbeitet. Dabei wird die Transmission des jeweiligen Seitenbandes aus dem Quotient der Signalstärke im Absorptionsstrahlengang

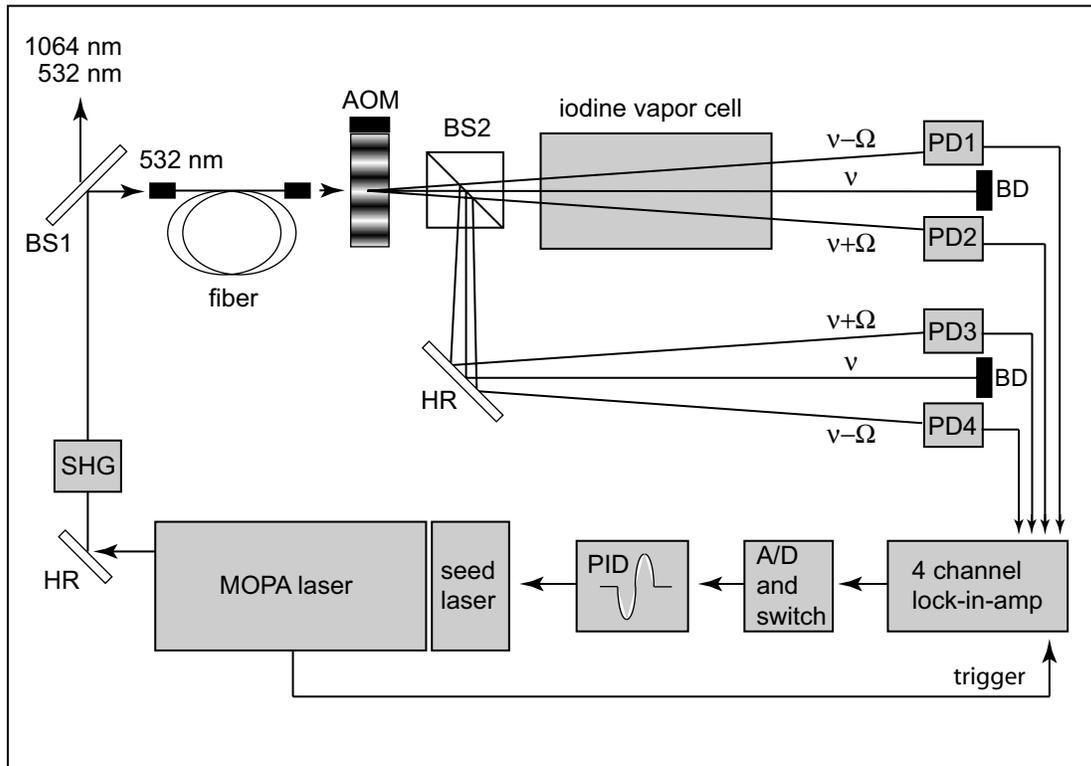


Abbildung 3.7: Aufbau der Frequenzstabilisierung. A/D: Analog–digital Konversion, AOM: Opto–akustischer Modulator, BD: Strahlfalle, BS: Strahlteiler, HR: Spiegel, MOPA: Master–Oscillator–Power–Amplifier, PD: Photodiode, PID: Proportional–Integral–Differential–Regler, SHG: Frequenzkonversion, Ω : Modulationsfrequenz, ν : Grundfrequenz.

und im Referenzstrahlengang bestimmt:

$$\tau_{+1}(\nu) = \frac{I_{PD2}(\nu)}{I_{PD3}(\nu)}, \quad (3.8)$$

$$\tau_{-1}(\nu) = \frac{I_{PD1}(\nu)}{I_{PD4}(\nu)}, \quad (3.9)$$

wobei τ_{+1} die Transmission des Seitenbandes bezeichnet, bei dem die Frequenz um die Modulationsfrequenz erhöht ist und τ_{-1} die Transmission des frequenzverringerten Seitenbandes darstellt. Zum Abgleich der im Allgemeinen unterschiedlichen Empfindlichkeiten der Photodioden werden τ_{+1} und τ_{-1} bei einer Frequenz, die keinem Übergang entspricht, zunächst normiert. Das Fehlersignal wird nach

$$e(\nu) = \frac{\tau_{+1}(\nu) - \tau_{-1}(\nu)}{\tau_{+1}(\nu) + \tau_{-1}(\nu)} \quad (3.10)$$

berechnet. Abbildung 3.8 (a) zeigt die simulierten Transmissionsspektren der Joddampfabsorptionslinie 1113 (die Liniennummerierung folgt [Gerstenkorn and Luc, 1978]) bei einer Frequenz von 563.2884 THz und einer AOM-Modulationsfrequenz von 250 MHz. Zur Berechnung der Joddampfabsorptionsspektren wurde ein Programm genutzt, das von *Joseph Forkey* zur Verfügung gestellt wurde [Forkey et al., 1997]. Beide Spektren sind um die Modulationsfrequenz relativ zur Grundfrequenz verschoben.

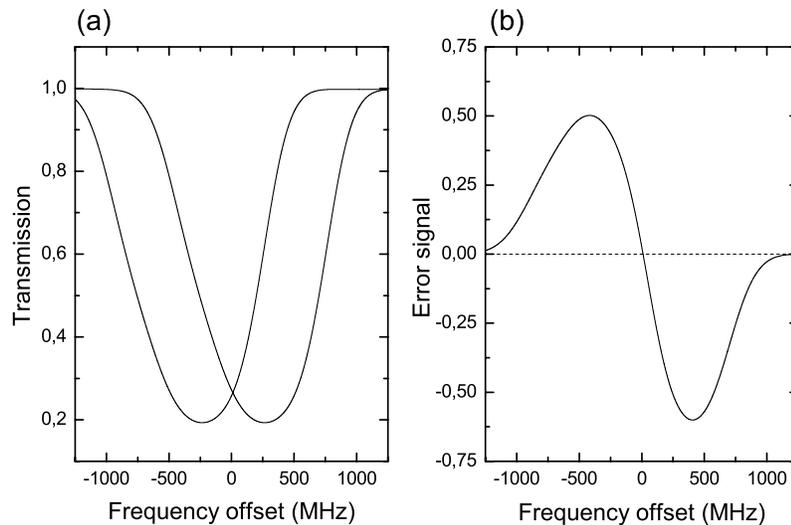


Abbildung 3.8: Berechnetes Transmissionsspektrum (a) und Fehlersignal (b).

Abbildung 3.9 zeigt das Fehlersignal, das von den gemessenen Absorptionsspektren abgeleitet wurde. Die Frequenzverschiebung wurde mit Hilfe eines hochauflösenden Wellenlängen-Messgerätes (*wave meter*, High Finesse, Modell WS/7) gemessen. Aus der Dar-

stellung kann ein Empfangsbereich der Regelung von etwa 600 MHz abgeschätzt werden. Die Steigung im Nulldurchgang beträgt $-1/(300 \text{ MHz})$.

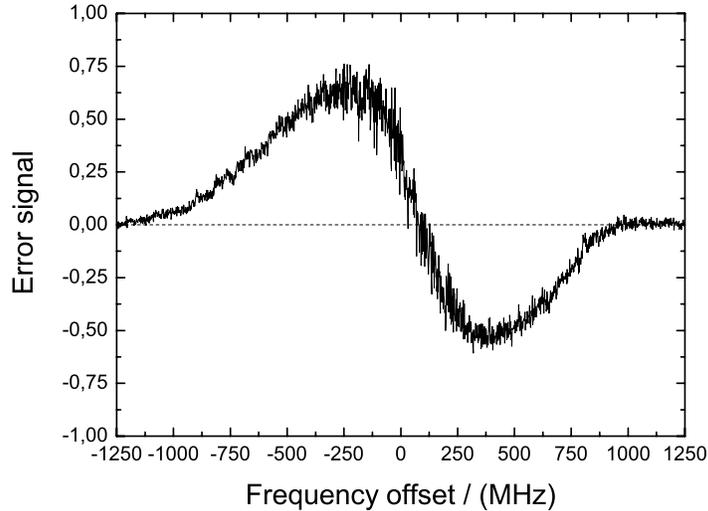


Abbildung 3.9: Fehlersignal gemessen bei einem Dampfdruck von 1,3 hPa und einer Grundfrequenz von 563.2882 THz.

Abbildung 3.10 zeigt den Aufbau der Laserfrequenzstabilisierung. Die Maße in Länge, Breite und Höhe des Aufbaus sind $35 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$.

Während dieser Arbeit konnte die Frequenzstabilität der Regelung in Ermangelung eines externen, hochstabilen Lasers nicht gegenüber einer hinreichend genauen Referenz untersucht werden. Um die Frequenzstabilität der Regelung abzuschätzen, wurde das Fehlersignal während der Messflüge mit bzw. ohne Frequenzstabilisierung über die Zeit aufgezeichnet. Mit Hilfe der gemessenen Steigung im Nulldurchgang wurde das Fehlersignal in eine Frequenz umgewandelt. Aus der Zeitreihe der Frequenz wurde dann die Stabilität anhand der *Allan* Varianz [Allan, 1966] ermittelt. Die Allan Varianz stellt ein Maß für die Stabilität eines Resonators dar und wird auch als Paar-Varianz bezeichnet. Sie beschreibt die Varianz von jeweils zwei aufeinander folgenden Messwerten mit unterschiedlicher Mittelungsdauer:

$$\sigma^2(\tau) = \frac{1}{2\nu_0(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (\bar{\nu}_{i+1} - \bar{\nu}_i)^2, \quad (3.11)$$

$$\bar{\nu}_i = \frac{1}{\tau_i} \int_{-\tau_i/2}^{+\tau_i/2} \nu(\tau) d\tau. \quad (3.12)$$

Als *Allan*-Abweichung wird die Quadratwurzel aus der *Allan*-Varianz bezeichnet. Abbildung 3.11 zeigt die Auswertung der Frequenzstabilität im flugzeuggetragenen Betrieb

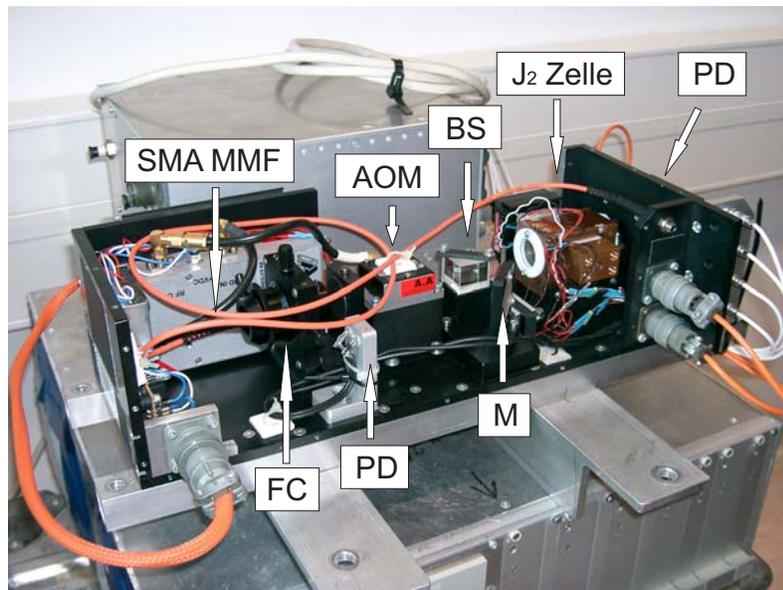


Abbildung 3.10: Aufbau der Laserfrequenzstabilisierung. AOM: optisch akustischer Modulator, BS: Strahlteiler, FC: Faserkoppler, M: Spiegel, PD: Photodiode, SMA MMF: *multimode* Faser mit SMA Stecker.

mit bzw. ohne Frequenzstabilisierung. Die Dauer der Messreihe beträgt in beiden Fällen 3090 s. Die Mittelungszeit der Datenaufzeichnung beträgt 51 ms. Unter der Annahme, dass sich die Empfindlichkeiten der verwendeten Photodioden im Zeitraum der Messreihe nicht ändert, kann eine deutliche Zunahme der Frequenzstabilität mit dem neuen Verfahren beobachtet werden. Bei einem Mittelungszeitraum von 5 s liegt die relative Abweichung der Laserfrequenz bei 6×10^{-9} , während die Abweichungen im nicht stabilisierten Zustand um eine halbe Größenordnung größer sind. Die Zunahme der Abweichungen im nicht stabilisierten Zustand kann mit dem thermischen Drift des Seed-Lasers erklärt werden. Die absoluten Frequenzabweichungen betragen bei einer Integrationszeit von 5 s im stabilisierten Fall 3–5 MHz. Die Anforderungen an die Frequenzstabilität des Hochleistungs-Lasers wurden somit erreicht.

3.3 Aufbau des schmalbandigen Nachweises

3.3.1 Auswahl des schmalbandigen Filters

Als schmalbandige optische Filter für spektral hochauflösende Lidar-Messungen eignen sich prinzipiell sowohl Atom- und Moleküldampffilter als auch Interferometer. Bei Atom- und Moleküldampffiltern wird das absorbierende Medium in einer optischen Vakuumkuvette erhitzt und somit in die Dampfphase gebracht. Die Interferometer können als Fabry-Perot, Michelson oder Mach-Zehnder Interferometer vorliegen. Für beide Filterarten gelten folgende Auswahlkriterien:

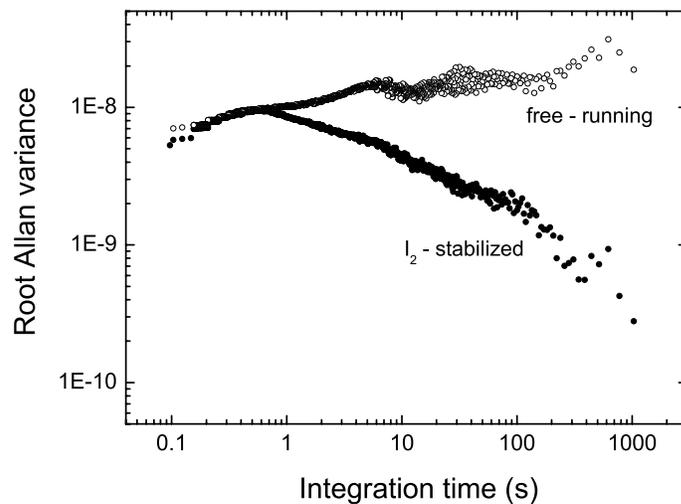


Abbildung 3.11: Allan-Abweichung der Laserfrequenz mit bzw. ohne Frequenzstabilisierung während eines Messflugs.

1. Die Absorption soll möglichst hoch sein, damit das Aerosolspektrum stark unterdrückt wird.
2. Die Absorptionslinie soll schmal sein, damit möglichst wenig vom molekularen Spektrum absorbiert wird.
3. Die Absorptionseigenschaften sollen unter den gegebenen Messbedingungen stabil sein.
4. Speziell für den flugzeuggetragenen Betrieb sollen die mechanischen Abmessungen möglichst klein sein.
5. Das absorbierende Atom oder Molekül soll einen Übergang in der Nähe einer Laserwellenlänge haben.
6. Die Laserwellenlänge sollte so klein sein, dass Rayleigh- und Aerosolstreuung unter Standardbedingungen vergleichbar sind.

Bei Interferometern wird die erforderliche Schmalbandigkeit durch eine entsprechend hohe Finesse erreicht. Die maximale, praktisch erreichbare Unterdrückung des Aerosolspektrums durch Zweistrahlinterferometer liegt in der Größenordnung von 100:1 bis 500:1. Die Absorptionseigenschaften der Interferometer sind stark von der Einstrahlgeometrie und von der Divergenz des eingekoppelten Lichtbündels abhängig. Außerdem müssen Interferometer druck- und temperaturstabilisiert werden, um konstante Transmissionseigenschaften zu gewährleisten. Während eines Messflugs treten im Inneren der Kabine Druckunterschiede

von bis zu 300 hPa bis zum Erreichen der größten Flughöhe, sowie stets Temperaturschwankungen und Vibrationen auf. Der Einsatz eines Interferometers als schmalbandiger Filter erscheint aus diesen Gründen für den flugzeuggetragenen Betrieb nicht praktikabel.

Im Fall von Atom- und Moleküldampf-Filtern wird das Maß der Absorption durch die Oszillatorenstärke des Übergangs sowie den Dampfdruck des Mediums beeinflusst. Ein hohes Atom- bzw. Molekulargewicht ist erforderlich, damit die Absorptionslinie deutlich schmaler ist als die Doppler-Verbreiterung des molekularen Rückstreuungsspektrums der Atmosphäre. In Tabelle 3.3 sind bereits vorgeschlagene und eingesetzte Filtermedien für spektral hochauflösende Lidar-Messungen zusammengefasst.

Tabelle 3.3: Vorgeschlagene[†] und eingesetzte[‡] Filtermedien für spektral hochauflösende Lidar-Messungen.

Dampfküvetten				
Spezies	Laser	Wellenlänge	Messgröße	Referenz
Jod [‡]	Nd:YAG	532 nm	Extinktion	[Shiple et al., 1983]
Barium [†]	Farbstoff	553 nm	Extinktion	[Shimizu et al., 1983]
Rubidium [†]	Alexandrit	780 nm	Extinktion	[Shimizu et al., 1983]
Cäsium [†]	Alexandrit	388 nm	Extinktion	[Shimizu et al., 1983]
Blei [†]	Farbstoff	283 nm	Temperatur	[Voss et al., 1994]
Barium [‡]	Farbstoff	553 nm	Extinktion	[Alvarez et al., 1990]
Jod [‡]	Nd:YAG	532 nm	Extinktion	[Piironen and Eloranta, 1994]
Jod [‡]	Nd:YAG	532 nm	Extinktion, Temperatur	[Hair et al., 2001]

Interferometer				
Typ	Laser	Wellenlänge	Messgröße	Referenz
Fabry-Perot [‡]	Argonionen	514 nm	Temperatur	[Fiocco et al., 1971]
Michelson [†]			Temperatur	[Schwiesow and Lading, 1981]
Fabry-Perot [‡]	Farbstoff	468 nm	Extinktion	[Shiple et al., 1983]
Fabry-Perot [‡]	Nd:YAG	355 nm	Temperatur	[Hua et al., 2005]
Mach-Zehnder [†]			Wind- geschwindigkeit	[Bruneau, 2001]
Fabry-Perot, Fizeau [†]	Nd:YAG	355 nm	Wind- geschwindigkeit	[Stoffelen et al., 2005]
Fabry-Perot [†]	Nd:YAG	355 nm	Extinktion	[ESA, 2001]

Von den Atom- und Moleküldampf-Filtermedien zeichnet sich Jod durch seine hohe molare Masse (254 g/Mol) und seinen hohen Dampfdruck aus. Jod wurde neben Barium als einziges Medium in Dampfküvetten für bodengebundene HSRL-Instrumente bereits erfolgreich eingesetzt [Piironen and Eloranta, 1994, Hair et al., 2001]. Im Vergleich zu Barium, das bei einer Zelltemperatur von 520 °C eingesetzt wurde [Alvarez et al., 1990], kann mit Jod, aufgrund des vergleichbar hohen Dampfdrucks, bereits bei Raumtemperatur eine beträchtliche Absorption erreicht werden. Joddampf weist bei 532 nm zahlreiche

starke Absorptionslinien auf, so dass der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser für HSRL-Messungen geeignet ist. Die Absorptionseigenschaften einer Joddampfküvette lassen sich durch thermische Stabilisierung sehr gut kontrollieren. Die chemische Reaktionsfreudigkeit des Halogens Jod erschwert allerdings die Auswahl des Materials von Zelle und optischen Fenstern. Nur wenige Materialien sind gegenüber Joddampf chemisch inert. Dazu gehören reines Aluminium, Kunststoffe aus fluorierten Kohlenwasserstoffen und Quarzglas. Edelstahlkomponenten und Bauteile aus kupferhaltigen Aluminiumlegierungen, die für den Aufbau von Vakuumapparaturen erhältlich sind, werden allerdings schnell korrodiert.

Wegen der genannten Vorzüge von Jod als Filtermedium und weil das bereits verwendete Lidar-Instrument auf einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser basiert, wurde eine Joddampfküvette als schmalbandiger Filter konstruiert.

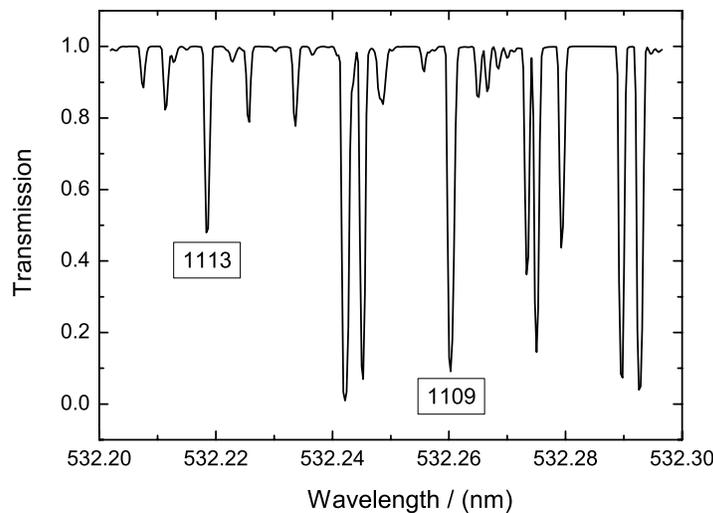


Abbildung 3.12: Berechnetes Transmissionsspektrum von Joddampf im Spektralbereich des frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers.

Abbildung 3.12 zeigt ein berechnetes Transmissionsspektrum von Joddampf im Spektralbereich des frequenzverdoppelten Nd:YAG Lasers. Die Vielzahl der Linien in diesem Bereich geht auf Rotations-Schwingungs-Übergänge im Elektronenübergang $X(^1\Sigma_g^+) \rightarrow B(^3\Pi_{0u}^+)$ zurück [Haken and Wolf, 2003]. Die Doppler-Verbreiterung der Linien beträgt je nach Feinstruktur der einzelnen Rotations-Schwingungs-Übergänge etwa 800–1000 MHz. Zwei Linien sind stark ausgeprägt und von benachbarten Linien besonders gut isoliert, wodurch sie sich zur Verwendung im schmalbandigen Filter prinzipiell eignen. Die stärkere Linie mit der Bezeichnung 1109 (Linienbezeichnung folgt [Gerstenkorn and Luc, 1978]) beinhaltet die zwei Übergänge R134(36,0) und P83(33,0).

3.3.2 Abschätzung der Filterlänge

Die mögliche Verwendung verschiedener Absorptionslinien ist wünschenswert, damit die Joddampfzelle in Verbindung mit unterschiedlichen Transmitterlasern eingesetzt werden kann. Damit wird das unterschiedliche Durchstimmverhalten der verschiedenen Laser in Hinblick auf die spektrale Lage des Leistungsmaximums und der Modensprünge berücksichtigt. Um die erforderliche Länge der Joddampfküvette abzuschätzen, wurde das Transmissionsminimum der Absorptionslinien 1109 und 1113 für verschiedene Küvettenlängen berechnet. Der Dampfdruck von Jod lässt sich wie folgt als Funktion der Temperatur darstellen [Forkey et al., 1997]:

$$\log p = 9.75715 - \frac{2867.028 \text{ }^\circ\text{C}}{T + 254.180 \text{ }^\circ\text{C}}, \quad (3.13)$$

wobei T die Temperatur in Grad Celsius und p der Dampfdruck in Torr ist. Für den Flugzeugbetrieb sollte die Küvette auf eine Temperatur von etwa 30–40°C stabilisiert werden. Damit werden lange Aufheiz- oder Abkühlzeiten, sowie eine aufwendige thermische Isolation der Küvette vermieden. Ausserdem führen höhere Temperaturen zu höheren Dampfdrücken und damit zu einer ausgeprägten Druckverbreiterung der Absorptionslinie. Dadurch steigt die Absorption der molekularen Rückstreuung was zu einem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis führt. Die Länge der Zelle sollte kurz gehalten werden, um Platz und Gewicht zu sparen. Baulich bedingt sollte die Dampfzelle samt Detektor 35 cm Länge nicht überschreiten. Abbildung 3.13 zeigt die Berechnung der minimalen Transmission der Absorptionslinie 1109 und 1113 in Abhängigkeit der Küvettenlänge und der Temperatur, bzw. des Dampfdrucks. Die Temperatur wurde dabei zwischen 30–40°C und die Zellenlänge zwischen 15–50 cm variiert.

Der Bereich der erforderlichen minimalen Transmission ist durch die gestrichelten Linien dargestellt. Er richtet sich nach den typischen maximalen atmosphärischen Rückstreuverhältnissen. Das Rückstreuverhältnis R ist definiert durch das Verhältnis der gesamten atmosphärischen Rückstreuung zur molekularen Rückstreuung:

$$R = \frac{\beta_a(r) + \beta_m(r)}{\beta_m(r)} = 1 + \frac{\beta_a(r)}{\beta_m(r)}, \quad (3.14)$$

wobei $\beta_{a,m}(r)$ den Rückstreckoeffizient des Aerosols bzw. der Moleküle bezeichnet. Bei Zirruswolken liegt das Rückstreuverhältnis typischerweise zwischen 1000:1 und 10000:1, d.h. die schmalbandige Rückstreuung der Zirrusteilchen kann um einen Faktor 10^3 – 10^4 stärker ausgeprägt sein als die verbreiterte molekulare Rückstreuung. Um die Extinktion solcher Wolken direkt aus dem Signal des molekularen Kanals zu abzuleiten, muss die Transmission des Filters entsprechend in der Größenordnung 10^{-3} – 10^{-4} liegen. Ist die Unterdrückung der Aerosolstreuung dagegen geringer, müssen die Kalibrationsgrößen κ_a und $\kappa_m(r)$ aus Gleichung 3.6 im Promillebereich genau bestimmbar sein, was wegen Frequenzfluktuationen und spektraler Unreinheit des Lasers allerdings kaum möglich ist.

Aus Abbildung folgt, dass ab einer Zellenlänge von 37 cm und einer Temperatur von 40 °C bei beiden Absorptionslinien eine minimale Transmission von 10^{-4} unterschritten wird.

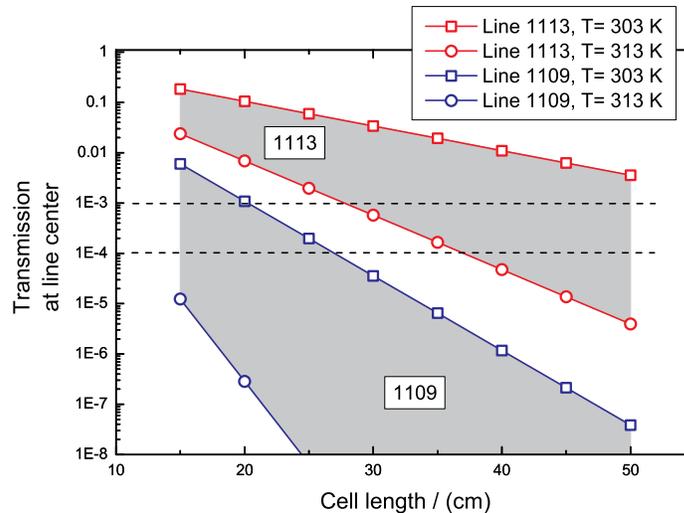


Abbildung 3.13: Berechnete minimale Transmission der Linien 1109 und 1113 als Funktion von Temperatur, bzw. Dampfdruck und Küvettenlänge. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den gewünschten Bereich der minimalen Transmission.

Um die maximal mögliche bauliche Länge des schmalbandigen Kanals von 35 cm einzuhalten, wurde ein optischer Doppeldurchgang innerhalb der Absorptionszelle entworfen. Die Eingliederung des neuen Kanals in das bestehende Empfängermodul wird in den folgenden Kapiteln dargestellt. Die Eigenschaften der Absorptionszelle und der verwendeten Fenster sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

3.3.3 Schmalbandiger Nachweiskanal bei 532 nm

Der Empfänger des bestehenden Lidar-Instruments unterteilt sich in drei spektrale Kanäle (1064 nm, 935 nm und 532 nm), von denen die Kanäle bei 1064 nm und 532 nm wiederum in zwei senkrecht zueinander polarisierte Zweige aufgeteilt sind. Der neue schmalbandige Nachweiskanal wurde in den 532 nm Kanal integriert. Abbildung 3.14 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Empfängers in diesem Kanal.

Das vom Teleskop aufgesammelte Licht wird zunächst durch einen Polarisationsstrahlteiler (PBS) in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilbündel zerlegt. Dabei wird die Komponente, deren Polarisationssebene parallel zu der des emittierten Lasers ist, transmittiert. Die dazu senkrecht polarisierte Komponente wird in einem Winkel von 90° in den Depolarisationskanal reflektiert. Je ein weiterer Polarisationsstrahlteiler im parallel und senkrecht polarisierten Zweig wird zur Unterdrückung von Kanalübersprechen verwendet, d.h. die Transmission von senkrecht polarisierter Strahlung im parallel polarisierten Kanal wird unterdrückt. Die parallel polarisierte Komponente wird im weiteren Verlauf durch einen Strahlteiler (BS) in zwei Teilbündel gleicher Intensität aufgespalten. Davon wird das eine mit einer Linse (L) auf die lichtempfindliche Fläche eines Photomultiplier (PMT1)

Tabelle 3.4: Eigenschaften der von Joddampfzelle und Fenstern

Länge der Absorptionsstrecke	190 mm
optische Länge innerhalb der Zelle	380 mm
lichte Weite	28 mm
Winkel der Fenster relativ zur optischen Achse	1,5 °
Material	Aluminiumlegierung (AlMg4,5Mn)
Oberflächenbearbeitung	Harteloxalschicht
Vakuuzugang	Ventil aus PFA-Kunststoff
Fenstersubstrat	Quarzglas
Fensterdicke	6,35 mm
Keilwinkel	30'
Fenstervergütung	beidseitige Anti-Reflexschicht für 532 nm

fokussiert. Dieser Strahlengang wird als Gesamtkanal bezeichnet, weil hier die Intensität des gesamten Spektrums bestehend aus molekularer und Partikelstreuung, detektiert wird. Das andere Teilbündel wird durch den Strahlteiler (BS) derart abgezweigt, dass es aus der Ebene, die durch die optische Achse des Depolarisations- und des Gesamtkanals definiert ist, senkrecht nach oben geleitet wird (Richtung nicht dargestellt). Das Teilbündel wird von einem weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS) reflektiert und durch die Joddampfabsorptionszelle geleitet.

Weil der Dampfdruck von Jod und damit die Absorptionseigenschaften empfindlich auf Temperaturschwankungen reagieren, wird die Temperatur des Kühlfingers (CF) stabilisiert. Dabei ist sie stets geringer als die Temperatur der geheizten Zellwände, um Sublimation von Jod aus der Gasphase daran zu verhindern. Die doppelten Fenster an jedem Ende der Zelle verhindern das Sublimieren an den inneren Fensterflächen.

Nach dem ersten Durchlaufen der Filterzelle wird das linear polarisierte Teilbündel durch eine $\lambda/4$ -Platte (WP) in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Durch den Spiegel (M) wird das Teilbündel reflektiert und durchläuft die $\lambda/4$ -Platte ein zweites Mal, wodurch wiederum linear polarisiertes Licht entsteht, dessen Polarisationsrichtung um 90° relativ zum ersten Durchlauf gedreht ist. Nach dem zweiten Durchgang durch die Absorptionszelle transmittiert das Licht den Polarisationsstrahlteiler (PBS) und wird mit PMT2 detektiert. Dieser Strahlengang wird als molekularer Kanal bezeichnet, weil von PMT2 nur die Intensität des molekularen Rückstreuungsspektrums detektiert wird. Die Interferenzfilter vor jedem PMT unterdrücken das solare Hintergrundlicht, die Vibrations-Ramanstreuung und den größten Teil der reinen Rotations-Raman Streuung. Alle optischen Elemente sind für 532 nm vergütet, um störende Reflexe insbesondere an beiden Facetten der rechten zwei Fenster der J_2 Zelle zu vermindern. Der optische Doppeldurchgang innerhalb der Absorptionszelle ermöglicht eine hohe Absorption des Aerosolspektrums bei gleichzeitig hoher Transmission des Molekularspektrums.

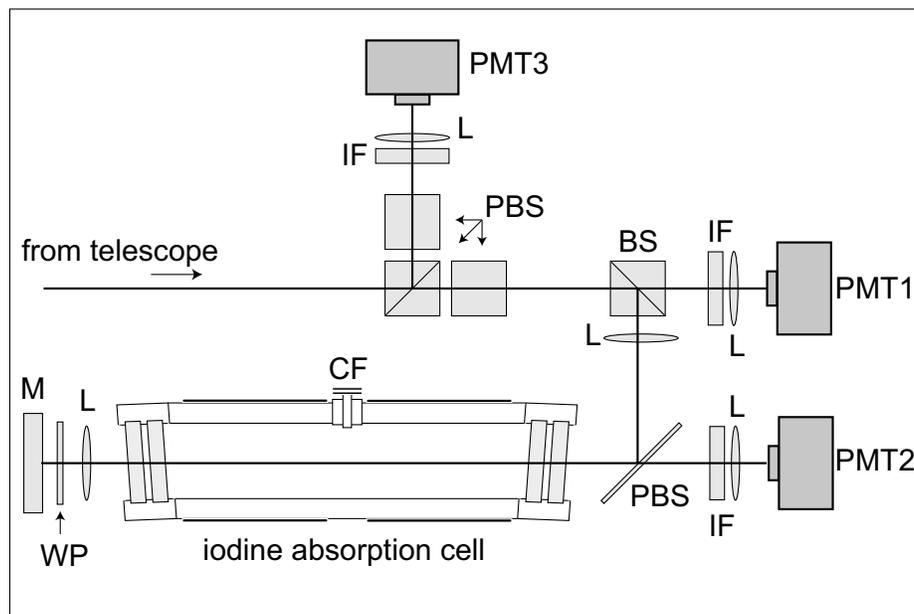


Abbildung 3.14: Aufbau des schmalbandigen Empfängers. BS: Strahlteiler, CF: Kühlfinger, IF: Interferenzfilter, L: Linse, M: Spiegel, PBS: Polarisationsstrahlteilerplatte, PMT: Photomultiplier, WP: $\lambda/4$ -Wellenplatte.

3.3.4 Strahlengang im spektral hochauflösenden Kanal

Die Integration des neuen spektral hochauflösenden Kanals erfordert wegen der Divergenz der vom Teleskop kommenden Strahlenbündel weitere optische, refraktive Elemente im Strahlengang. Das System aus Primär- und Sekundärspiegel des verwendeten Cassegrain Teleskops hat eine Brennweite von 4900 mm. Die Feldblende mit einem Radius von 5 mm in der Brennebene des Spiegelsystems bewirkt damit eine Divergenz von 1 mrad. Durch mehrere Hilfslinsen wurde der Strahlengang im spektral hochauflösenden Kanal so angepasst, dass

- der spektral hochauflösende Kanal das gleiche Gesichtsfeld wie der Gesamtkanal hat,
- die lichtempfindliche Anodenfläche des Photomultipliers möglichst homogen ausgeleuchtet wird,
- die $\lambda/4$ -Platte mit möglichst achsparallelen Strahlenbündeln durchsetzt wird und
- die Vignettierung des Strahlengangs durch die Aperturen der Küvette möglichst gering ist.

Mit Hilfe der kommerziellen Software *ZEMAX* wurde der Strahlengang des spektral hochauflösenden Kanals berechnet und nach den vier genannten Kriterien optimiert. Abbildung 3.15 zeigt den berechneten Strahlengang im spektral hochauflösenden Kanal. Zur besseren Darstellung wurde der Strahlengang aufgefaltet damit die Strahlenbündel der zwei

Durchläufe durch die Absorptionszelle nicht übereinander liegen. Die Laufrichtung des Lichts ist durch Pfeile dargestellt.

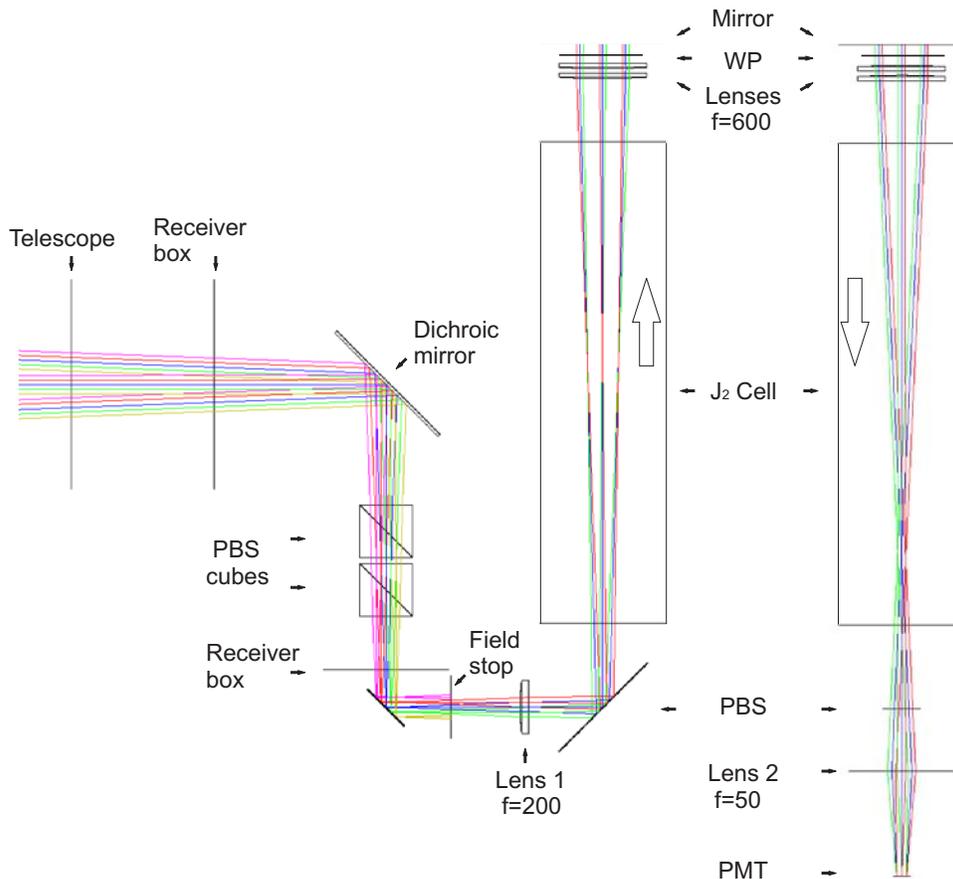


Abbildung 3.15: Strahlengang im schmalbandigen Kanal des Empfängers, berechnet mit der kommerziellen Software *ZEMAX*. PBS: Polarisationsstrahlteilerwürfel, PMT: Photomultiplier, WP: $\lambda/4$ -Platte. Die im Strahlengang erste Fläche stellt die Rückseite des Teleskops dar.

Die Abbildung zeigt den Strahlengang fünf ebener Wellen, deren Ausbreitungsrichtung unterschiedliche Winkel mit der optischen Achse einschließen (2 mrad:gelb, 1 mrad:grün, 0 mrad:blau, -1 mrad:rot, -2 mrad:rosa). Durch die Bauart des Empfängermoduls bedingt konnte die Feldblende nicht genau in der Brennebene platziert werden, sondern wurde 35 mm dahinter angebracht. Sie blockt die Strahlenbündel, die einen größeren Winkel als 1 mrad mit der optischen Achse einschließen. Durch eine erste Hilfslinse mit $f=200$ mm (f : Brennweite) wurde die Strahldivergenz der Teilbündel hinter der Brennebene reduziert, um eine Vinettierung an der hinteren Fensterapertur der Absorptionszelle zu verhindern. Zusammen mit den zwei Linsen mit jeweils $f=600$ mm wird ein nahezu achsparalleler Strahlengang durch die $\lambda/4$ -Platte erreicht. Der durch die Wellenplatte eingeführte optische Gangunterschied und die damit verbundene Änderung der Polarisationsrichtung ist

vom Einstrahlwinkel abhängig. Ein achsparalleler Strahlengang durch die Wellenplatte wird angestrebt, damit die Polarisationsrichtung des Lichts durch den Doppeldurchgang möglichst genau um 90° gedreht wird. Während des zweiten Durchgangs bildet sich eine zur ersten Brennebene konjugierte Ebene innerhalb der Absorptionszelle. Durch eine vierte Linse mit $f=50$ mm wird das divergente Strahlenbündel derart gebrochen, dass die eine kreisrunde Fläche mit einem Durchmesser von 5 mm in der Detektorebene homogen ausgeleuchtet wird. Die lichtempfindliche Fläche des verwendeten Photomultiplier hat laut Spezifikation einen Durchmesser von 8 mm. Die etwas geringere Ausleuchtung stellt dabei sicher, dass sich keine Leistungsschwankungen durch kurzfristige Änderungen der Transmitterstrahlänge ergeben.

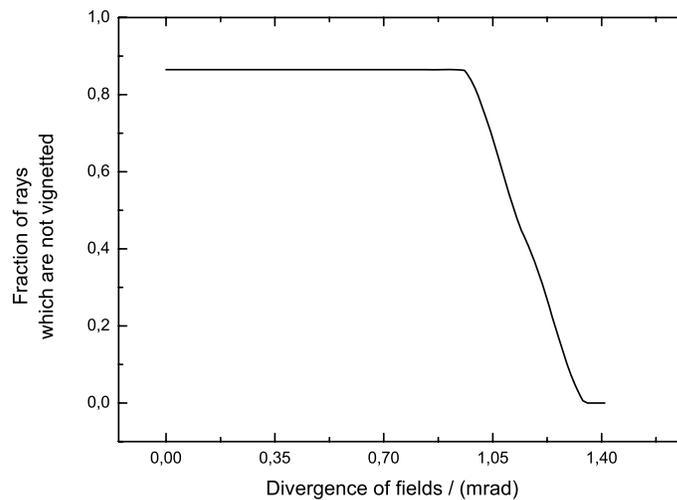


Abbildung 3.16: Vignettierungsdiagramm des spektral hochauflösenden Kanals, berechnet mit der kommerziellen Software *ZEMAX*.

Abbildung 3.16 stellt die Vignettierung als Funktion der Divergenz der vom Teleskop erfassten einfallenden Strahlenbündel dar. Der Verlauf der Abschneidefunktion, die ebenfalls mit *ZEMAX* für die dargestellte optische Konfiguration berechnet wurde, zeigt, dass Strahlen mit einem größeren Winkel als 1 mrad zur optischen Achse vignettiert werden. Der relativ flache Abfall der Kurve für größere Winkel wird darauf zurückgeführt, dass die Feldblende nicht genau in der Brennebene der Teleskopspiegel, sondern geringfügig versetzt ist.

3.3.5 Filtercharakteristiken der Joddampfzelle

Abbildung 3.17 zeigt einen Vergleich zwischen gemessener und berechneter Absorptionslinie 1109. Die Darstellung gilt für eine Kühlfingertemperatur von $28,3^\circ\text{C}$ und einen entsprechenden Joddampfdruck von 54 Pa. Dieser Dampfdruck wurde gewählt, um eine minimale

Absorption in einer Größenordnung von 10^{-5} zu erreichen. Abbildung 3.18 stellt die berechnete Abhängigkeit zwischen Transmission und Dampfdruck dar.

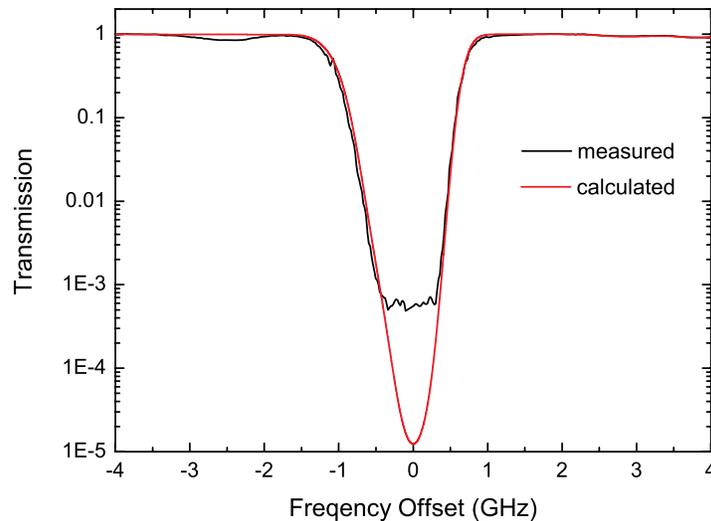


Abbildung 3.17: Vergleich von gemessener und berechneter J_2 Absorptionslinie.

Im besten Fall ist bei den hier verwendeten Detektoren mit 14-Bit Quantisierung eine minimale Transmission von $6,1 \times 10^{-5}$ zu erwarten. Es zeigt sich, dass die Messung bei einer Transmission von 5×10^{-4} begrenzt ist, was auf Streulicht oder Reflektionen an den Flächen der ersten beiden Fenster zurückgeführt wird. Die Unterdrückung der Aerosolstreuung um einen Faktor 2000 liegt aber in der gewünschten Größenordnung.

Abbildung 3.19 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Transmission molekularer Rückstreuung durch die Joddampfzelle. Bei der Berechnung der molekularen Rückstreuung wurde eine reine Doppler-Verbreiterung des Spektrums angenommen. Innerhalb eines für die Troposphäre typischen Temperaturbereichs nimmt die molekulare Transmission von etwa 0,30 bei 200 K bis 0,39 bei 300 K zu. Damit wird maximal 70 % der Doppler-verbreiterten Rückstreuung durch den Joddampfzelle absorbiert. Die verbleibenden 30 % werden zur Extinktionmessung verwendet. Abbildung 3.20 zeigt den Aufbau des gesamten Filtermoduls.

3.4 Datenanalyse

Ausgangspunkt der Datenanalyse ist die in den drei Kanälen (PMT1, PMT2 und PMT3) gemessene Leistung $P(r)$, die jeweils durch die entsprechende Lidar-Gleichung gemäß Gleichung

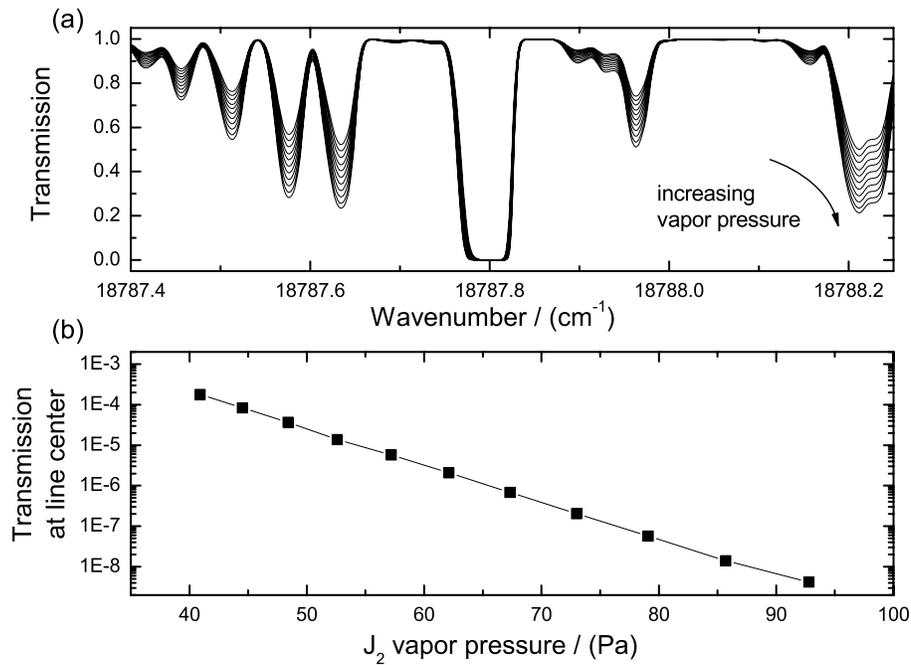


Abbildung 3.18: Dampfdruckabhängigkeit des Absorptionsspektrum (a) und der minimalen Transmission der Absorptionslinie 1109 (b).

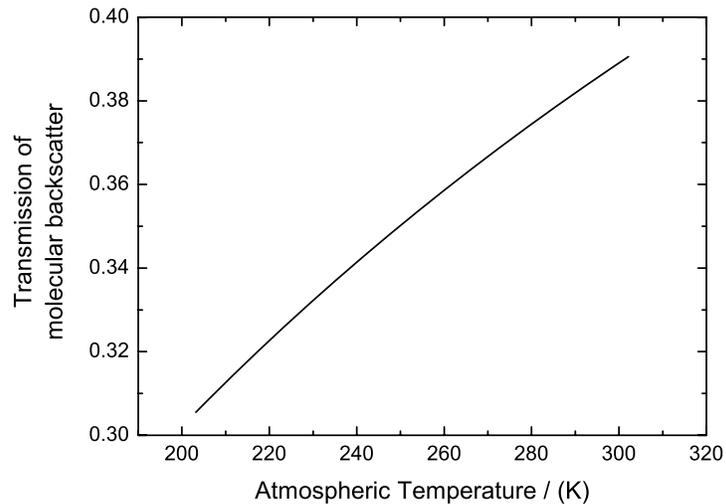


Abbildung 3.19: Temperaturabhängigkeit der Transmission molekularer Rückstreuung durch die Jodzelle.

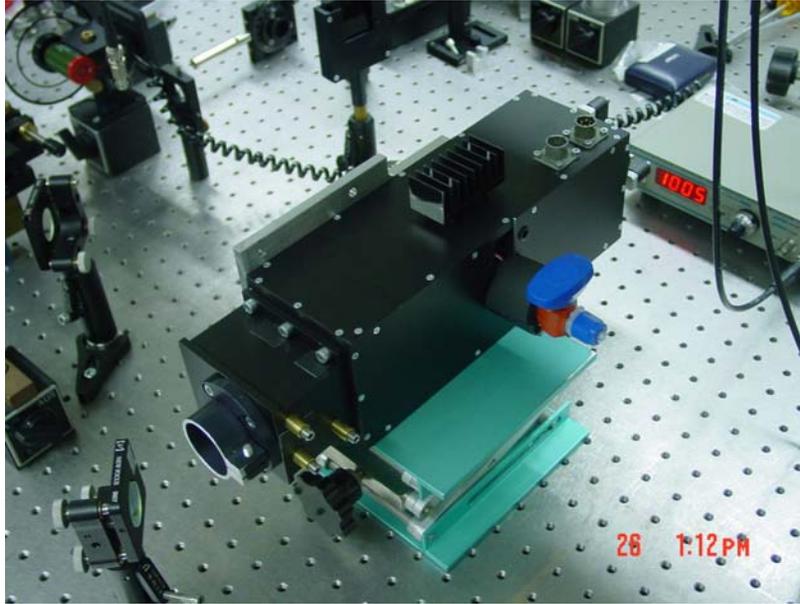


Abbildung 3.20: Aufbau des Joddampffilters.

chung 3.1 ausgedrückt wird:

$$P_C^{\parallel}(r) = \eta_C^{\parallel} E_0^{\parallel} \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} \tau^2(r) [\beta_m^{\parallel}(r) + \beta_a^{\parallel}(r)], \quad (3.15)$$

$$P_M^{\parallel}(r) = \eta_M^{\parallel} E_0^{\parallel} \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} \tau^2(r) [\kappa_m(r)\beta_m^{\parallel}(r) + \kappa_a\beta_a^{\parallel}(r)], \quad (3.16)$$

$$P^{\perp}(r) = \eta^{\perp} E_0^{\parallel} \frac{c}{2} \frac{A}{r^2} \tau^2(r) [\beta_m^{\perp}(r) + \beta_a^{\perp}(r)], \quad (3.17)$$

mit

$$\tau^2(r) = \tau_m^2(r) \tau_a^2(r) = \exp \left[-2 \int_0^r (\alpha_m(r') + \alpha_a(r')) dr' \right], \quad (3.18)$$

wobei die hochgestellten Indizes \parallel und \perp die zur Polarisatonsebene des Lasers parallele und senkrechte Polarisation anzeigen. Die tiefgestellten Indizes C und M unterscheiden den Gesamt- und den molekularen Kanal im parallel polarisierten Zweig. Die zwei-Wege-Transmission $\tau^2(r)$ bezeichnet die Transmission des Laserstrahls durch die Atmosphäre auf dem Weg vom Transmitter zum Streueignis und zurück und teilt sich auf in die Transmission der molekularen Atmosphäre $\tau_m^2(r)$ und in die des Aerosols $\tau_a^2(r)$. Die Größen der molekularen Streuung $\alpha_m(r)$ und $\beta_m(r)$ werden mit Hilfe der Rayleigh-Theorie und mit gemessenen Radiosondenprofilen von Druck und Temperatur berechnet. Die Größen $\kappa_m(r)$ und κ_a werden durch Kalibration bestimmt. Die druck- und temperaturabhängige Transmission molekularer Rückstreuung durch die J_2 -Zelle $\kappa_m(T, p)$ wird dann mit Hilfe des berechneten molekularen Rückstreuenspektrums $R(\nu, T, p)$, der gemessenen J_2 -Absorption

$\tau_{J_2}(\nu)$ und des Laserlinienprofils $l(\nu)$ bestimmt:

$$\kappa_m(T, p) = \frac{\int \tau_{J_2}(\nu) \int R(\nu', T, p) l(\nu - \nu') d\nu' d\nu}{\int \int R(\nu', T, p) l(\nu - \nu') d\nu' d\nu}. \quad (3.19)$$

Zur Bestimmung von $\kappa_m(r)$ wird das druck- und temperaturabhängige Cabannes-Rückstreuspektrum berechnet. Abbildung 3.21 zeigt das gemessene J_2 -Dampf Transmissionspektrum um 563,244 THz bei einem J_2 -Dampfdruck von 53 Pa und das mit dem S6-Tenti Modell berechnete molekulare Rückstreuspektrum für eine atmosphärische Temperatur von 300 K und einen Druck von 1000 hPa. Die Spektren sind als Funktion der Frequenzverschiebung relativ zur Laserfrequenz dargestellt. Das durch die J_2 -Dampf Küvette gefilterte Spektrum ist ebenso dargestellt.

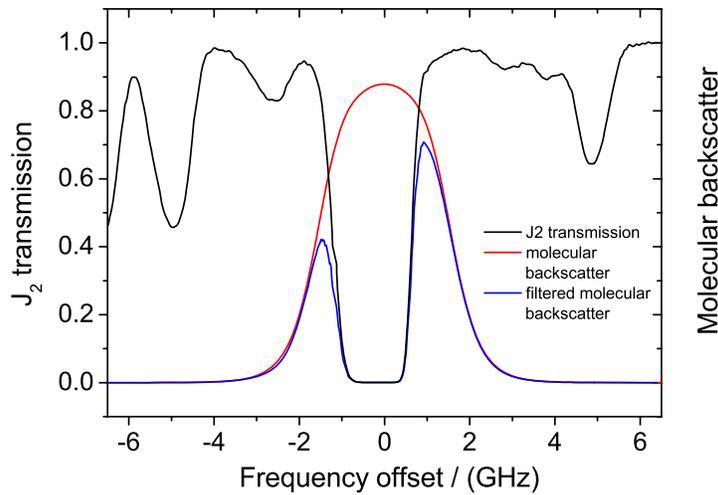


Abbildung 3.21: Gemessenes J_2 -Transmissionsspektrum und molekulares Rückstreuspektrum bei 563,244 THz, berechnet mit S6-Modell.

Bei der Berechnung von $\kappa_m(r)$ muss außerdem die Transmission von Rotations-Raman Banden durch das Interferenzfilter beachtet werden. Abbildung 3.22 zeigt das gemessene Transmissionsspektrum des verwendeten Interferenzfilters sowie einen Teil des reinen Rotations-Raman Spektrums. Dabei sind die rotverschobenen *Stokes*-Linien mit S, die blauverschobenen *anti-Stokes*-Linien mit O bezeichnet. Die volle Halbwertsbreite des Interferenzfilters beträgt 1095 GHz (1 nm). Es zeigt sich, dass die ersten *Stokes*- und *anti-Stokes*-Linien von Sauerstoff sowie die ersten zwei Linien von Stickstoff innerhalb der vollen Halbwertsbreite des Interferenzfilters liegen.

Der zentrale Q-Zweig der Rotations-Raman Streuung weist die gleiche Frequenz und Verbreiterung auf wie die Cabannes-Linie und wird insofern nicht berücksichtigt. Die frequenzverschobenen O- und S-Zweige machen nur 2,5 % des gesamten Rayleigh-Rückstreuquerschnitts aus. In diesem Fall transmittiert ein Teil von 5,7 % der frequenzverschobenen

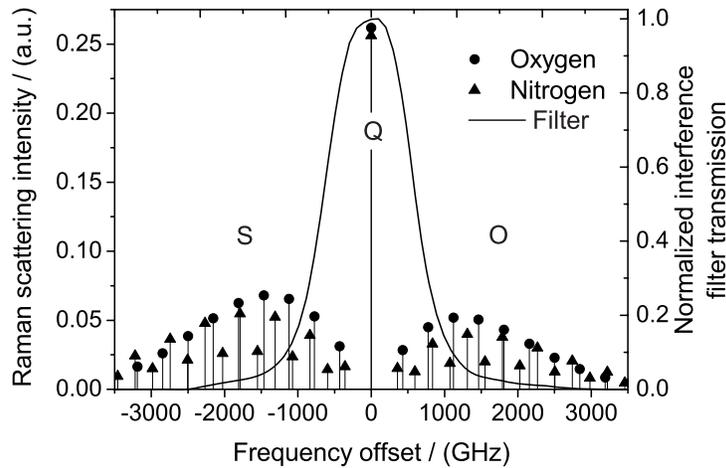


Abbildung 3.22: Gemessenes Transmissionsspektrum des Interferenzfilters und berechnetes Rotations-Raman Spektrum von Stickstoff und Sauerstoff

Rotations-Raman Streuung den Interferenzfilter, so dass der Gesamtbeitrag der Raman Streuung zum Signal geringer als 0,5 % ist. Aus diesem Grund kann der Beitrag der Raman Streuung bei der Auswertung vernachlässigt werden.

Die Berechnung der Transmission κ_a der Aerosolrückstreuung durch den molekularen Kanal kann wegen der im Vergleich zur J_2 -Absorptionslinie geringen spektralen Breite der Aerosolstreuung und des Lasers vereinfacht werden:

$$\kappa_a = \tau_{J_2}(\nu_0). \quad (3.20)$$

Im Gegensatz zu $\kappa_m(r)$ ist κ_a nicht von Druck und Temperatur der Atmosphäre abhängig.

Um die gesamte Rückstreuung, bestehend aus parallel und senkrecht polarisierten Komponenten, berechnen zu können, wird die gemessene Leistung im Gesamt- und Depolarisationskanal zu einer Gesamtleistung $P^T(r)$ zusammengefasst:

$$P^T(r) = P_C^{\parallel} + \frac{\eta_C^{\parallel}}{\eta^{\perp}} P^{\perp}(r). \quad (3.21)$$

Das Verhältnis $\eta_C^{\parallel}/\eta^{\perp}$ gibt die relative Empfindlichkeit von Gesamtkanal und Depolarisationskanal an. Die Bestimmung dieses Faktors erfolgt wiederum durch eine Kalibrationsmessung. Dazu wird das gesamte Empfangsmodul relativ zum Lasertransmitter derart gedreht, dass die Polarisierungsebenen des Gesamt- und Depolarisationskanals einen Winkel von 45° mit der Polarisierungsebene des transmittierten Laserstrahls einschließen. In dieser Position ist die Wahrscheinlichkeit, ein parallel und senkrecht zur Polarisierungsebene des Transmitters polarisiertes Photon zu empfangen, für beide Kanäle gleich. Die relative Sensitivität $\eta_C^{\parallel}/\eta^{\perp}$ ist dann gleich dem Verhältnis der in beiden Kanälen gemessenen Leistung.

Um die Aerosolextinktions- und Rückstreukoeffizienten zu erhalten, werden die gemessenen Signale (Gleichungen 3.15-3.17 und 3.21) mit r^2 multipliziert. Damit wird der quadratische Abfall der Signalstärke mit der Entfernung r korrigiert. Außerdem werden die Signale durch $\beta_m(r)$ und $\tau_m^2(r)$ geteilt, um die Höhenabhängigkeit der molekularen Rückstreuung sowie die Transmission der molekularen Atmosphäre zu berücksichtigen. Die auf diese Weise korrigierten Signale werden im nächsten Schritt auf rein molekulare Rückstreuung normiert. Dazu wird eine Referenzhöhe r_0 gewählt, in der die Aerosolstreuung gegenüber der molekularen Streuung vernachlässigbar ist, d.h. $\beta_a(r_0) \approx 0$. (Zur Normierung ist für den Fall, dass das Lidar im Nadir-Modus, d.h. senkrecht nach unten sondiert, die freie Troposphäre in größerer Höhe geeignet.) Aus dieser Normierung folgt ein Rückstreuverhältnis $1 + \beta_a(r)/\beta_m(r)$, das durch die unbekannte Größe $\tau_a^2(r)$ abgeschwächt ist.

$$R_C^{\parallel}(r) \equiv \frac{P_C^{\parallel}(r)}{C_C^{\parallel}} \frac{r^2}{\tau_m^2(r) \beta_m^{\parallel}(r)} = \tau_a^2(r) \left[1 + \frac{\beta_a^{\parallel}(r)}{\beta_m^{\parallel}(r)} \right], \quad (3.22)$$

$$R_M^{\parallel}(r) \equiv \frac{P_M^{\parallel}(r)}{C_M^{\parallel}} \frac{r^2}{\tau_m^2(r) \beta_m^{\parallel}(r)} = \tau_a^2(r) \left[\kappa_m(r) + \kappa_a \frac{\beta_a^{\parallel}(r)}{\beta_m^{\parallel}(r)} \right], \quad (3.23)$$

$$R^T(r) \equiv \frac{P^T(r)}{C^T} \frac{r^2}{\tau_m^2(r) \beta_m^T(r)} = \tau_a^2(r) \left[1 + \frac{\beta_a^T(r)}{\beta_m^T(r)} \right], \quad (3.24)$$

wobei $\beta_{m,a}^T(r)$ den gesamten molekularen Rückstreukoeffizienten, bestehend aus parallel und senkrecht polarisierten Anteilen, bezeichnet. Die Konstante $C_{C,M}^{\parallel,T}$ wird so gewählt, dass $R_C^{\parallel}(r_0)$ und $R^T(r_0)$ nahe bei 1 liegen und $R_M^{\parallel}(r_0)$ den Wert von $\kappa_m(r_0)$ annimmt. Die Konstante setzt sich zusammen aus $C_{C,M}^{\parallel,T} = \eta_{C,M}^{\parallel,T} E_0^{\parallel} A c/2$ und wird wegen der Leistungsschwankungen des Lasers für jedes einzelne Profil bestimmt.

Die zwei-Wege-Transmission der aerosolbeladenen Atmosphäre lässt sich durch Umformen der Gleichungen 3.22 und 3.23 ausdrücken:

$$(3.22) \quad R_C^{\parallel}(r) = \tau_a^2(r) \left[1 + \frac{\beta_a^{\parallel}(r)}{\beta_m^{\parallel}(r)} \right]$$

$$\Leftrightarrow \frac{\beta_a^{\parallel}(r)}{\beta_m^{\parallel}(r)} = \frac{R_C^{\parallel}(r)}{\tau_a^2(r)} - 1$$

$$(3.23) \quad R_M^{\parallel}(r) = \tau_a^2(r) \left[\kappa_m(r) + \kappa_a \frac{\beta_a^{\parallel}(r)}{\beta_m^{\parallel}(r)} \right]$$

Einsetzen von (3.22) in (3.23):

$$\begin{aligned}
R_M^{\parallel}(r) &= \tau_a^2(r) \left[\kappa_m(r) + \kappa_a \left(\frac{R_C^{\parallel}(r)}{\tau_a^2(r)} - 1 \right) \right] \\
\leftrightarrow R_M^{\parallel}(r) &= \tau_a^2(r) \kappa_m(r) + \kappa_a R_C^{\parallel}(r) - \tau_a^2(r) \kappa_a \\
\leftrightarrow R_M^{\parallel}(r) &= \tau_a^2(r) (\kappa_m(r) - \kappa_a) + \kappa_a R_C^{\parallel}(r) \\
\leftrightarrow \tau_a^2(r) &= \frac{R_M^{\parallel}(r) - \kappa_a R_C^{\parallel}(r)}{\kappa_m(r) - \kappa_a}. \tag{3.25}
\end{aligned}$$

Für die optische Dicke $t_a(r)$ des Aerosols auf dem Weg vom Transmitter zum Streuereignis im Abstand r gilt:

$$t_a(r) \equiv -\frac{1}{2} \ln [\tau_a^2(r)]. \tag{3.26}$$

Die Extinktion des Aerosols wird schließlich durch numerisches Differenzieren des Profils der Aerosol-optischen Dicke erhalten:

$$\alpha_a(r) = \frac{\partial}{\partial r} t_a(r). \tag{3.27}$$

Um die numerische Ableitung der AOT zu berechnen, wird ein Savitzky–Golay Filter [Savitzky and Golay, 1964] erster Ordnung verwendet. Dabei wird an eine bestimmte Anzahl von Datenpunkten durch einen *least-square fit* eine Gerade angepasst. Die Steigung dieser Geraden in jedem Punkt wird dann gleich der Ableitung in diesem Punkt gesetzt. Dieses Verfahren zeichnet sich gegenüber der Glättung mit gleitendem Durchschnitt dadurch aus, dass die Stufen im Profil der Aerosol-optischen Dicke weitgehend erhalten bleiben.

Um den gesamten Rückstreukoeffizienten des Aerosols $\beta_a^T(r) = \beta_a^{\parallel}(r) + \beta_a^{\perp}(r)$, bestehend aus paralleler und senkrechter Komponente, zu berechnen, muss zunächst die Depolarisation der atmosphärischen Rückstreuesignale ausgewertet werden. Die Kenngröße, die den Grad der Depolarisation des aus einem Volumenelement der Atmosphäre zurückgestreuten Lichts angibt, ist die Volumendepolarisation $\delta_v(r)$:

$$\delta_v(r) = \frac{\eta_C^{\parallel}}{\eta^{\perp}} \frac{P^{\perp}(r)}{P_C^{\parallel}(r)}. \tag{3.28}$$

Die Volumendepolarisation steigt mit der Anzahl depolarisierender Teilchen im Volumenelement. Die Aerosoldepolarisation $\delta_a(r)$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Partikel den linearen Polarisationszustand des einfallenden Lichts durch Rückstreuung

verändert. Diese Größe ist von der Konzentration der Partikel unabhängig. Unter Verwendung des Gesamtrückstreuverhältnis $R^T(r)$ berechnet sich die Aerosoldepolarisation nach [Biele et al., 2000]:

$$\delta_a(r) = \frac{\beta_a^\perp(r)}{\beta_a^\parallel(r)} = \frac{[1 + \delta_m]\delta_v(r)R^T(r)/\tau_a^2(r) - [1 + \delta_v(r)]\delta_m}{[1 + \delta_m]R^T(r)/\tau_a^2(r) - [1 + \delta_v(r)]}, \quad (3.29)$$

wobei δ_m die konstante Volumendepolarisation der Moleküle darstellt. Der Wert von δ_m ist stark davon abhängig, welcher Anteil vom reinen Rotations–Ramanspektrum die Interferenzfilter transmittiert und von den Detektoren gemessen wird. Für den Fall, dass nur der zentrale Teil der Cabannes–Linie die Filter transmittiert, beträgt die molekulare Depolarisation [Behrendt and Nakamura, 2002] $\delta_m = 3.63 \times 10^{-3}$. Falls dagegen das gesamte Rotationsramanspektrum bei der Messung erfasst wird, ist $\delta_m = 1.43 \times 10^{-2}$. Wie schon gezeigt, transmittiert ein bestimmter Anteil des reinen Rotationsramanspektrums bei den hier vorgestellten Messungen. Die Moleküldepolarisation beträgt dabei $\delta_m = 6.8 \times 10^{-3}$.

Damit kann nun der gesamte Aerosolrückstreuoeffizient berechnet werden:

$$\beta_a^T(r) = \left[\frac{R_C^\parallel(r)}{\tau_a^2(r)} - 1 \right] \beta_m^\parallel(r)(1 + \delta_a(r)). \quad (3.30)$$

Das Aerosol–Lidar–Verhältnis $S_a(r)$ wird als Verhältnis der Aerosolextinktion zur Aerosolrückstreuung berechnet:

$$S_a(r) = \frac{\alpha_a(r)}{\beta_a^T(r)}. \quad (3.31)$$

3.5 Fehleranalyse

3.5.1 Systematische Fehler von Transmission, Aerosol–optischer Dicke und Extinktion

Der Beitrag des Aerosols zur atmosphärischen Transmission wird durch Gleichung 3.25 bestimmt. Systematische Fehler bei der experimentellen Bestimmung der Aerosoltransmission ergeben sich damit aus den Unsicherheiten der zwei gemessenen Größen $R_M^\parallel(r)$ und $R_C^\parallel(r)$ und den beiden durch Kalibration bestimmen Größen $\kappa_m(r)$ und κ_a . Werden die absoluten systematischen Fehler dieser Größen mit $\Delta R_M^\parallel(r)$, $\Delta R_C^\parallel(r)$, $\Delta \kappa_m(r)$ und $\Delta \kappa_a$ bezeichnet, ergibt sich für den absoluten systematischen Fehler $\Delta \tau_a^2(r)$ der Transmission unter Voraussetzung statistischer Unabhängigkeit der einzelnen Größen voneinander:

$$\Delta \tau_a^2(r) = \left[\left(\frac{\partial \tau_a^2(r)}{\partial R_M^\parallel(r)} \Delta R_M^\parallel(r) \right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_a^2(r)}{\partial R_C^\parallel(r)} \Delta R_C^\parallel(r) \right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_a^2(r)}{\partial \kappa_m(r)} \Delta \kappa_m(r) \right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_a^2(r)}{\partial \kappa_a} \Delta \kappa_a \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.32)$$

Schwankungen der Frequenz $\Delta\nu$ und spektrale Unreinheit S des Lasers wirken sich jedoch korreliert auf $\Delta R_M^{\parallel}(r, \Delta\nu)$ und $\Delta\kappa_m(r, \Delta\nu)$ sowie auf $R_M^{\parallel}(r, S)$ und $\Delta\kappa_a(S)$ aus. Um diesen Zusammenhang zu berücksichtigen, erfolgt die Berechnung des absoluten Fehlers der Transmission nach:

$$\begin{aligned} \Delta\tau_a^2(r) = & \left| \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial R_M^{\parallel}(r)} \Delta R_M^{\parallel}(r, \Delta\nu) + \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial\kappa_m(r)} \Delta\kappa_m(r, \Delta\nu) \right| \\ & + \left| \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial R_M^{\parallel}(r)} \Delta R_M^{\parallel}(r, S) + \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial\kappa_a} \Delta\kappa_a(S) \right| \\ & + \left| \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial\kappa_m(r)} \Delta\kappa_m(r, T) \right| + \left| \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial R_C^{\parallel}(r)} \Delta R_C^{\parallel}(r) \right|, \end{aligned} \quad (3.33)$$

mit den partiellen Ableitungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial R_M^{\parallel}(r)} &= \frac{1}{\kappa_m(r) - \kappa_a}, \\ \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial R_C^{\parallel}(r)} &= \frac{-\kappa_a}{\kappa_m(r) - \kappa_a}, \\ \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial\kappa_m(r)} &= \frac{\kappa_a R_C^{\parallel}(r) - R_M^{\parallel}(r)}{(\kappa_m(r) - \kappa_a)^2}, \\ \frac{\partial\tau_a^2(r)}{\partial\kappa_a} &= \frac{R_M^{\parallel}(r) - \kappa_m(r) R_C^{\parallel}(r)}{(\kappa_m(r) - \kappa_a)^2}. \end{aligned}$$

Der Fehler des parallel polarisierten Gesamtrückstreuverhältnisses $\Delta R_C^{\parallel}(r)$ wird maßgeblich durch die Normierung hervorgerufen. Dabei wird, wie bereits diskutiert, das Rückstreuverhältnis in der Referenzhöhe abgeschätzt. In Abwesenheit erkennbarer Aerosolschichten in der Referenzhöhe trägt nur das homogen verteilte Hintergrundaerosol zur elastischen Streuung bei. Für den Fall, dass *in-situ* Messungen der Aerosolgrößenverteilung in der Referenzhöhe vorliegen, kann die Unsicherheit $\Delta R_C^{\parallel}(r)$ minimiert werden, indem der Aerosolrückstreuoeffizient mit einem Inversionsalgorithmus [Fiebig et al., 2005] berechnet wird.

Die Unsicherheit $\Delta\kappa_m(r)$ wird in erster Linie durch Frequenzfluktuationen des Lasers und durch Abweichungen vom atmosphärischen Temperaturprofil hervorgerufen. Abbildung 3.23 zeigt die relative Abweichung von $\Delta\kappa_m(r)$ aufgrund von Frequenzfluktuationen von bis zu ± 15 MHz. Diese Grenzen wurden so gewählt, dass sie die Kurzzeitschwankungen der Laser-Frequenz berücksichtigen. Wie später gezeigt wird, wurde eine höhere Langzeitstabilität der Laser-Frequenz erreicht.

Wie man sieht, liegen in einem für die Troposphäre typischen Temperaturbereich von 200–300 K die relativen Abweichungen von $\Delta\kappa_m(r)$ zwischen 0.3 und 0.6 % für eine Frequenzabweichung von ± 15 MHz. Die relativen Abweichungen nehmen mit der atmosphärischen Temperatur, d.h. mit zunehmender Doppler-Verbreiterung, ab. Abweichungen der

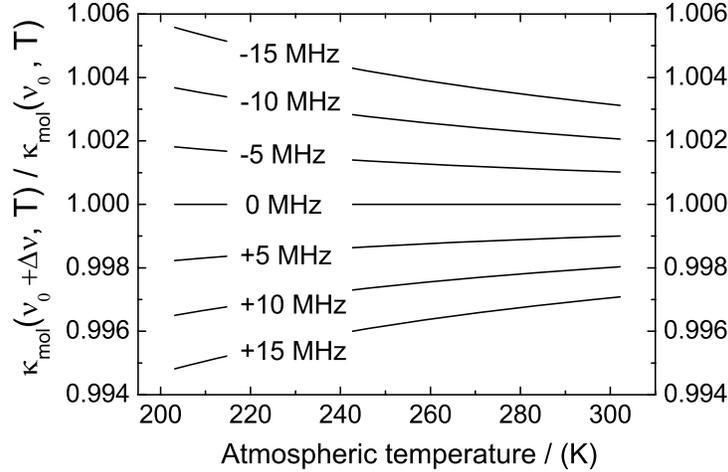


Abbildung 3.23: Relative Änderung von $\Delta\kappa_m(r)$ aufgrund von Schwankungen der Laser-Frequenz von ± 15 MHz.

atmosphärischen Temperatur vom verwendeten Temperaturprofil um wenige Kelvin resultieren in einer nahezu konstanten Abweichung von $\Delta\kappa_m(r)$. Für die Fehlerrechnungen der SAMUM-Messungen wurde ein Temperaturfehler der Radiosondenmessung von ± 1 K angenommen. Die Unsicherheiten $\Delta R_M^{\parallel}(r)$ und $\Delta\kappa_a$ werden maßgeblich durch spektrale Unreinheit des Lasers verursacht. Die spektrale Unreinheit während der flugzeuggetragenen Lidar-Messung wird dabei aus der Signalstärke des Bodenreflexes im molekularen Kanal abgeleitet. Bei idealer spektraler Reinheit wird das Bodensignal durch den Jodfilter so stark abgeschwächt, dass es durch Detektorrauschen oder Streulicht überdeckt wird. Emittiert der Laser dagegen auf mehreren Moden, wird die spektrale Unreinheit als Quotient der Amplituden des Bodensignals im Molekular- und Gesamtkanal dargestellt.

Mit Hilfe des systematischen Fehlers der Transmission kann der systematische Fehler der Aerosol-optischen Dicke und des Extinktionskoeffizienten ermittelt werden. Für die Berechnung der Aerosol-optischen Dicke und deren mittleren systematischen Fehler gilt:

$$t_a(r) = -\frac{1}{2} \ln [\tau_a^2(r)]$$

$$\Delta t_a(r) = -\frac{1}{2} \left(\ln [\tau_a^2(r)] - \ln [\tau_a^2(r) + \Delta\tau_a^2(r)] \right). \quad (3.34)$$

Für die Berechnung des Extinktionskoeffizienten und dessen systematischen Fehler gilt:

$$\alpha_a(r) = \frac{\partial}{\partial r} t_a(r)$$

$$\Delta\alpha_a(r) = \frac{\partial}{\partial r} \Delta t_a(r). \quad (3.35)$$

3.5.2 Systematischer Fehler der Depolarisationsmessung

Die Aerosoldepolarisation wird nach Gleichung 3.29 bestimmt:

$$\delta_a(r) = \frac{\beta_a^\perp(r)}{\beta_a^\parallel(r)} = \frac{[1 + \delta_m]\delta_v(r)R^T(r)/\tau_a^2(r) - [1 + \delta_v(r)]\delta_m}{[1 + \delta_m]R^T(r)/\tau_a^2(r) - [1 + \delta_v(r)]},$$

Um die Fehleranalyse zu vereinfachen, wird zunächst substituiert:

$$\rho(r) = R^T(r)/\tau_a^2(r). \quad (3.36)$$

Systematische Fehler bei der Bestimmung der Aerosoldepolarisation ergeben sich aus den Unsicherheiten der gemessenen Größen $\rho(r)$ und $\delta_v(r)$, sowie aus der berechneten Größe δ_m . Werden die absoluten systematischen Fehler dieser Größen mit $\Delta\rho(r)$, $\Delta\delta_v(r)$ und $\Delta\delta_m$ bezeichnet, ergibt sich der absolute systematische Fehler der Aerosoldepolarisationsmessung nach:

$$\Delta\delta_a(r) = \left| \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\rho(r)} \Delta\rho(r) \right| + \left| \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\delta_v(r)} \Delta\delta_v(r) \right| + \left| \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\delta_m} \Delta\delta_m \right|, \quad (3.37)$$

mit den partiellen Ableitungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\rho(r)} &= \frac{\delta_m[1 + \delta_m + \delta_m\delta_v(r)] - \delta_v(r)[1 + \delta_v(r) + \delta_m\delta_v(r)]}{[\rho(r) + \rho(r)\delta_m - \delta_v(r) - 1]^2} \\ \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\delta_v(r)} &= \frac{\rho^2(r) - \rho(r) + \rho(r)\delta_m[2\rho(r) + \rho(r)\delta_m - \delta_m - 2]}{[\rho(r) + \rho(r)\delta_m - \delta_v(r) - 1]^2} \\ \frac{\partial\delta_a(r)}{\partial\delta_m} &= \frac{\delta_v(r)[1 + \delta_v(r)\rho(r) - 2\rho(r)] + 1 - \rho(r)}{[\rho(r) + \rho(r)\delta_m - \delta_v(r) - 1]^2}. \end{aligned}$$

Für den Fehler $\Delta\rho(r)$ gilt:

$$\frac{\Delta\rho(r)}{\rho(r)} = \frac{\Delta R^T(r)}{R^T(r)} + \frac{\Delta\tau_a^2(r)}{\tau_a^2(r)}. \quad (3.38)$$

Die Unsicherheit $\Delta R^T(r)$ ergibt sich wie bereits diskutiert maßgeblich aus der Normierung der Rückstreusignale, wobei der Rückstreukoeffizient des Hintergrundaerosols abgeschätzt werden muss. Die Unsicherheit $\Delta\tau_a^2(r)$ bestimmt sich nach der vorangegangenen Fehleranalyse. Der Fehler der Volumendepolarisation $\Delta\delta_v(r)$ wird größtenteils durch die experimentelle Bestimmung des relativen Sensitivitätsfaktors $\eta_C^\parallel/\eta^\perp$ verursacht. Dabei wird die Polarisationssebene der zwei senkrecht zueinander stehenden Messkanäle (PMT3 und PMT1) derart gedreht, dass sie jeweils einen Winkel von 45° mit der Polarisationssebene des transmittierten Laserstrahls einschließt. Die mechanische Präzision dieser Einstellung und die Reproduzierbarkeit der Depolarisationsmessung wird mit einem Winkelfehler von 0.6° abgeschätzt. Dadurch ist die Genauigkeit der Bestimmung des relativen Sensitivitätsfaktors auf 4 % begrenzt. Die Unsicherheit $\Delta\delta_m$ ergibt sich aus der Differenz des berechneten Werts von 6.8×10^{-3} als Untergrenze und dem theoretisch maximal möglichen Wert von 1.4×10^{-2} [Behrendt and Nakamura, 2002] als Obergrenze.

3.5.3 Systematischer Fehler des Rückstreukoeffizienten

Für die Berechnung des Rückstreukoeffizienten unter Einbeziehung der gesamten parallel und senkrecht polarisierten Rückstreuung gilt nach Gleichung 3.30:

$$\beta_a^T(r) = \left[\frac{R_C^{\parallel}(r)}{\tau_a^2(r)} - 1 \right] \beta_m^{\parallel}(r)(1 + \delta_a(r)).$$

Systematische Fehler bei der Bestimmung des Rückstreukoeffizienten ergeben sich somit durch die Fehler der gemessenen Größen $R_C^{\parallel}(r)$, $\tau_a^2(r)$ und $\delta_a(r)$. Bei der Berechnung des molekularen Rückstreukoeffizienten gehen die Fehler der Radiosondenmessung von Temperatur und Druck ein, außerdem werden die zeitliche und räumliche Variabilität dieser Größen berücksichtigt. Bei Bezeichnung der systematischen Fehler der Messgrößen mit $\Delta R_C^{\parallel}(r)$, $\Delta \tau_a^2(r)$ und $\Delta \delta_a(r)$ gilt für den systematischen Fehler von $\beta_a^T(r)$ unter der Annahme statistischer Unabhängigkeit der individuellen Fehler:

$$\begin{aligned} \Delta \beta_a^T(r) = & \left[\left(\frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial R_C^{\parallel}(r)} \Delta R_C^{\parallel}(r) \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \tau_a^2(r)} \Delta \tau_a^2(r) \right)^2 \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \delta_a(r)} \Delta \delta_a(r) \right)^2 + \left(\frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \beta_m^{\parallel}(r)} \Delta \beta_m^{\parallel}(r) \right)^2 \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

mit den partiellen Ableitungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial R_C^{\parallel}(r)} &= \frac{\beta_m^{\parallel}(r)[1 + \delta_a(r)]}{\tau_a^2(r)} \\ \frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \tau_a^2(r)} &= \frac{-R_C^{\parallel}(r)\beta_m^{\parallel}(r)[1 + \delta_a(r)]}{\tau_a^4(r)} \\ \frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \delta_a(r)} &= \left[\frac{R_C^{\parallel}(r)}{\tau_a^2(r)} - 1 \right] \beta_m^{\parallel}(r) \\ \frac{\partial \beta_a^T(r)}{\partial \beta_m^{\parallel}(r)} &= \left[\frac{R_C^{\parallel}(r)}{\tau_a^2(r)} - 1 \right] [1 + \delta_a(r)]. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Die Unsicherheiten $\Delta R_C^{\parallel}(r)$, $\Delta \tau_a^2(r)$ und $\Delta \delta_a(r)$ werden durch die vorangegangenen Analysen bestimmt.

Die numerischen Werte der Fehler hängen wegen der Abschätzung der individuellen Unsicherheiten von den jeweiligen Messbedingungen ab. Eine exemplarische Fehlerdiskussion wird in Kapitel 4.1.2 durchgeführt.

3.6 Das Saharan Mineral Dust Experiment SAMUM-1

Das *Saharan Mineral Dust Experiment* (SAMUM-1) wurde im Mai/Juni 2006 in Marokko durchgeführt, um die optischen, chemischen und mikrophysikalischen Eigenschaften von reinem Mineralstaub zu messen, und um dessen Aerosoleffekte zu quantifizieren [Heintzenberg, 2008]. Das Experiment umfasste die zwei Bodenstationen Ouarzazate (30,93°N; 6,90°W, 1137 m ASL ¹) und Tinfou einer kleine Stadt südöstlich von Zagora (30,33°N; 5,83°W, 726 m ASL). Abbildung 3.24 zeigt die Positionen beider Bodenstationen südlich des Atlas.



Abbildung 3.24: Positionen der Bodenstationen Ouarzazate und Zagora im südlichen Teil Marokkos. Quelle: Jacques Descloitres, MODIS Land Group, NASA GSFC.

Drei polarisationsempfindliche Raman-Lidar Instrumente führten in Ouarzazate täglich mit nur kurzen Unterbrechungen Messungen durch. Die Kombination dieser Instrumente ermöglichte es erstmalig, die spektrale Abhängigkeit des Depolarisationsverhältnisses von Saharastaub bei vier Wellenlängen (355 nm, 532 nm, 710 nm und 1064 nm) zu bestimmen [Freudenthaler et al., 2008]. Während einer kurzen Periode wurde eines dieser Instrumente in Zagora aufgebaut, um die bodengebundenen *in-situ* Messungen mit vertikal aufgelösten Extinktionsmessungen zu verbinden. Ein Sonnenphotometer des *Aerosol Robotic Network* (AERONET) [Holben et al., 1998] wurde in Ouarzazate parallel zu den Lidar-Beobachtungen betrieben, um Aerosol-optische Dicken und Himmelsradianzen zwischen

¹Die in dieser Arbeit verwendeten Höhenangaben beziehen sich auf die geometrischen Höhenangaben des verwendeten *GPS*-Systems und werden mit ASL (above sea level) gekennzeichnet.

380–1640 nm zu messen [Müller et al., 2008]. Ein weiteres, experimentelles Sonnenphotometer (SSARA) des Meteorologischen Instituts der Ludwig–Maximilians–Universität, München, umfasste den Spektralbereich zwischen 339–1553 nm. Radiosonden wurden in der Regel zwei mal täglich von Ouarzazate aus gestartet.

Beide Bodenstationen waren mit umfassenden *in-situ* Instrumenten zur Messung der Aerosolgrößenverteilung und Massenkonzentrationen ausgestattet. Filterproben der Partikel wurden bei der späteren Laboranalyse auf ihre chemische Zusammensetzung und ihre Morphologie hin untersucht [Kandler et al., 2008]. Studien zur Hygroskopizität und zur spektralen Absorption des Staubs wurden durchgeführt.

Die zwei in das Experiment eingebundene Forschungsflugzeuge ermöglichten die Erfassung der dreidimensionalen Aerosolverteilung durch Lidar Beobachtungen sowie höhenaufgelöste *in-situ*- und Strahlungsfußdichtemessungen und die spektrale Bestimmung der Bodenalbedo. Dabei war das kleinere der beiden Flugzeuge, die zweimotorige Partenavia der Firma Enviscope, am Flughafen von Ouarzazate stationiert. Die Partenavia wurde für die Messung der spektralen Oberflächenalbedo eingesetzt und flog größtenteils unterhalb einer Flughöhe von 4 km ASL. Außerdem war sie mit Impaktoren für die Probennahme in der Grenzschicht ausgestattet. Der zwei-strahlige Jet Falcon 20 E des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt trug das neue HSRL, das während dieses Experiments erstmalig eingesetzt wurde. Neben dem Lidar und zwei Radiometern war eine umfassende Instrumentierung von *in-situ* Sonden installiert. Die Falcon deckte mit den Lidar und *in-situ* Messungen einen Höhenbereich von 0,5 km bis 11 km ASL ab.

Die Messungen wurden mit den Überflügen des Terra Satelliten der *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) und des Envisat Satelliten der *European Space Agency* (ESA) koordiniert. Damit wurden einerseits Vergleichsmöglichkeiten mit den bodengebundenen und flugzeuggetragenen Instrumenten gewährleistet und andererseits die lokalen Messungen an die großflächigen Satellitenbeobachtungen angebunden.

Mit den experimentell erhobenen Daten wurden im Rahmen von SAMUM-1 numerische Simulationen zum Strahlungstransport [Otto et al., 2008], Staubtransport [Heinold et al., 2008] und zu den optischen Eigenschaften von Staub [Wiegner et al., 2008] durchgeführt.

3.7 Das Forschungsflugzeug Falcon 20 E

Das Forschungsflugzeug Dassault Falcon 20 E des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) wird seit etwa 30 Jahren hauptsächlich für die Atmosphärenforschung eingesetzt. Der zweistrahlige Jet fliegt mit maximaler Nutzlast in Höhen bis zu 12,8 km (42000 ft) und hat eine Reichweite von bis zu 3700 km. Durch zahlreiche Modifikationen wurde der Betrieb von Fernerkundungs- und *in-situ* Instrumenten ermöglicht: Ein optisches Fenster im Dach und zwei im Boden erlauben die Sondierung der Atmosphäre mit verschiedenen Lidar-Instrumenten. Durch vier Luftdurchführungen können Spurengase und Aerosolpartikel in die druckstabilisierte Flugzeugkabine eingeleitet werden, um dort mit *in-situ* Instrumenten analysiert, oder für spätere Laboruntersuchungen gesammelt zu werden. Eine Messstation am Flugzeugrumpf sowie die vier Flügelstationen erlauben die di-

rekte Untersuchung von Spurengasen und Aerosolen außerhalb der Kabine. Die Messanlage zeichnet meteorologische Größen wie Druck, Temperatur, Feuchte und Windgeschwindigkeit als Funktion von Zeit und Position während des Messflugs auf.



Abbildung 3.25: Das Forschungsflugzeug Falcon 20 E beim Start in Faro/Portugal am 18. Mai 2006. Mit freundlicher Genehmigung von Sergio Domingos.

Tabelle 3.5: Das Forschungsflugzeug Falcon 20E.

Gesamtlänge	17,2 m
Flügelspannweite	16,3 m
Maximalgewicht	13,2 Mg
Triebwerke	Garret TFE 731-5BR-2C
Maximale Flughöhe	13,7 km (45000 ft)
Maximale Reichweite	3700 km (2000 nautische Meilen)
Maximale Flugdauer	5:30 h (4 h bei typischem Messflug)
Maximale Nutzlast	1,1 Mg
Maximalgeschwindigkeit (True Air Speed)	917 km/h (720 km/h bei typischem Messflug)

Die Leistungsfähigkeit des Flugzeugs wurde mit der Installation neuer Triebwerke und Generatoren 1995 stark erhöht. So ermöglicht die Falcon einen etwa fünfstündigen Messbetrieb mit einer Nutzlast von 1100 kg. Die hohe Flughöhe und große Reichweite zeichnet sie als optimale Messplattform für SAMUM aus. Abbildung 3.25 zeigt die Falcon beim Start in Faro/Portugal auf dem Weg nach Casablanca am 18. Mai 2006. Die vier Flügelstationen sind gut zu erkennen. Das optische Lidar-Fenster am Rumpf der Falcon ist zum

Schutz gegen Steinschlag während Start und Landung noch durch eine Luke verdeckt. Die Eigenschaften der Falcon sind in Tabelle 3.5 aufgezählt.

3.7.1 Instrumentierung während SAMUM-1

Abbildung 3.26 zeigt das Lidar-Instrument in der Kabine der Falcon während des Messbetriebs. Die Bedienoberfläche mit Tastatur und Monitor ist rechts zu erkennen. Der Laser ist längs der Flugrichtung angeordnet und befindet sich unten im rechten Aluminiumrahmen. Das grüne Streulicht wird im Frequenzkonversionsmodul im oberen Teil des linken Rahmens erzeugt. Das Teleskop ist an der Vorderseite des linken Rahmens befestigt.

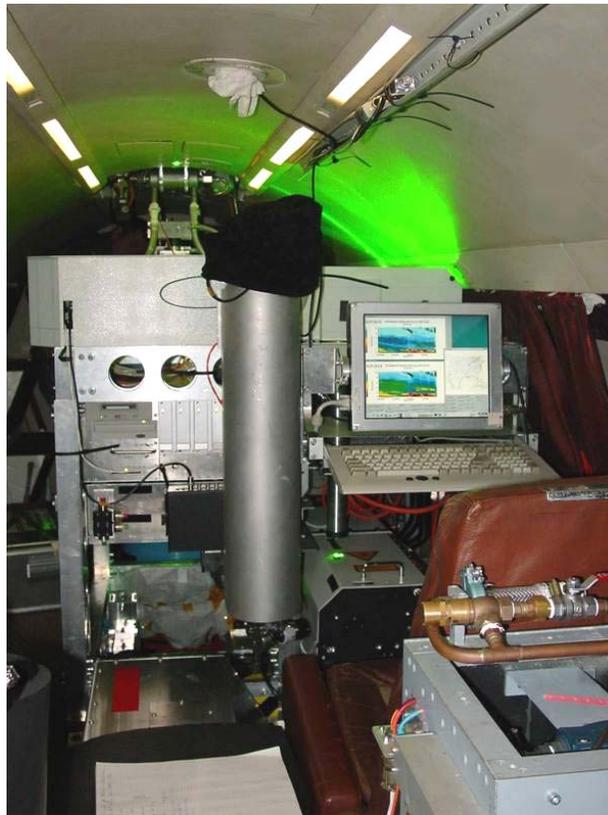


Abbildung 3.26: HSRL-Messbetrieb auf der Falcon.

Neben dem spektral hochauflösenden Lidar wurde während SAMUM auf der Falcon eine Reihe von Aerosol *in-situ* Instrumenten betrieben, die der Vollständigkeit halber im Folgenden aufgeführt wird. Eine detaillierte Beschreibung der *in-situ* Messmethoden sowie die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse von SAMUM findet sich bei *Petzold et al.*, 2008, *Weinzierl et al.*, 2008, und *Rasp*, 2007.

Ein Teil der *in-situ* Instrumentierung wurde dabei in den Flügelstationen betrieben, ein anderer befand sich hinter einem isokinetischen Einlass in der Flugzeugkabine. Die Aerosolgrößenverteilung der Nukleations-, Aitken- und Akkumulationsmode zwischen 10^{-3}

μm und $1\ \mu\text{m}$ wird mit drei Kondensationskernzählern (Condensation Particle Counter, CPC) mit unterschiedlichen Abschneidefunktionen und der optischen Sonde PCASP–100X (Passive Cavity Aerosol Spectrometer Probe) bestimmt. Zwischen den Größenbereichen der Kondensationskernzählern und der PCASP–100X werden zusätzlich noch Messungen mit einem Differential Mobility Analyser (DMA) durchgeführt. Der Bereich der Grobpartikelmode zwischen $10^1\ \mu\text{m}$ und $10^2\ \mu\text{m}$ wird im Wesentlichen mit dem optischen Partikelzähler FSSP 100 (Forward Scattering Spectrometer Probe) gemessen. Größenaufgelöste Flüchtigkeitsanalysen werden mit Hilfe eines Thermodenuder, der die flüchtigen Bestandteile des Aerosols verdampft, durchgeführt. Das 3- λ Partikel-Absorptionsphotometer (PSAP) misst den Volumenabsorptionskoeffizienten bei 467 nm, 530 nm und 660 nm. Aus dem spektralen Verlauf wird zusammen mit einem Inversionsmodell [Fiebig et al., 2005] der spektrale Verlauf des komplexen Brechungsindex abgeleitet. Chemische sowie auch rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen können an Impaktorproben durchgeführt werden. Die Falcon-Instrumentierung während SAMUM ist in Tabelle 3.6 zusammengefasst.

Die Verbindung von Fernerkundung und *in-situ* Instrumentierung, wie sie bei der SAMUM Kampagne auf der Falcon bestand, ermöglicht eine vollständige Schließung.

Tabelle 3.6: Instrumentierung während SAMUM–1. Weitere Informationen im Text.

Fernerkundungsinstrumente	Messgröße
HSRL und DIAL	Aerosolextinktion und –rückstreuung bei 532 nm, Abgeschwächte Rückstreuung und Depolarisation bei 1064, 532 nm, Wasserdampfmischungsverhältnis und abgeschwächte Rückstreuung bei 935 nm
<i>In-situ</i> Instrumente	Messgröße
Kondensationskernzähler (CPC) mit Diffusionsabscheidern (DA)	Anzahlkonzentration und Größenverteilung von Partikeln $< 0,08\ \mu\text{m}$
Differential Mobility Analyser (DMA)	Größenverteilung von $0,01\text{--}0,2\ \mu\text{m}$
Grimm 1.109 Optical Particle Counter	Größenverteilung von $0,25\text{--}3\ \mu\text{m}$
Passive Cavity Aerosol Spectrometer Probe (PCASP–100X)	Größenverteilung von $0,1\text{--}3\ \mu\text{m}$ (trockenes Aerosol)
Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP 300)	Größenverteilung von $0,3\text{--}20\ \mu\text{m}$ (Umgebungsbedingungen)
Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP 100)	Größenverteilung von $1\text{--}100\ \mu\text{m}$ (Umgebungsbedingungen)
Impactor Probensammler	Partikelgröße und –form, chemische Zusammensetzung
Thermodenuder (T=20°/250°C) with CPCs	Flüchtigkeitsanalyse
3- λ Partikel Absorptionsphotometer (PSAP)	Volumen Absortionskoeffizient bei (467, 530, 660 nm)
Spektralpyranometer	Auf- und abgerichtete solare Irradianz

3.7.2 Messflüge während SAMUM-1

Während SAMUM-1 war die Falcon vom 18. Mai – 7. Juni 2006 auf dem Casablanca Mohammed V International Airport (33,36°N; 7,61°W hiernach: CMN) stationiert. Während dieser Zeit haben sich drei unterscheidbare Staubausbürche aus der Sahelzone ereignet. Die in Ouarzazate gemessene Aerosol-optische Dicke kann dazu genutzt werden, die Zeit in drei Intervalle mit erhöhter Aerosol-optischer Dicke einzuteilen. Abbildung 3.27 stellt die Sonnenphotometermessung der Aerosol-optischen Dicke in Ouarzazate bei 380, 500 und 1020 nm zwischen dem 17. Mai und dem 11. Juni 2006 dar. Dabei lassen sich drei Intervalle mit Werten über 0,6 bei 500 nm klar unterscheiden. Die erste Episode reicht vom 19.–22. Mai, die zweite vom 25.–28. Mai und die dritte vom 2.–9. Juni 2006. Während diesen Episoden wurden Messflüge über die Bodenstationen in Ouarzazate (hiernach: OZZ) und Zagora (hiernach: ZAG) durchgeführt sowie auch ein Messflug in Richtung Portugal über Cabo da Roca (38,7°N; 9,5°W) und Evora (38,5°N; 7,9°W).

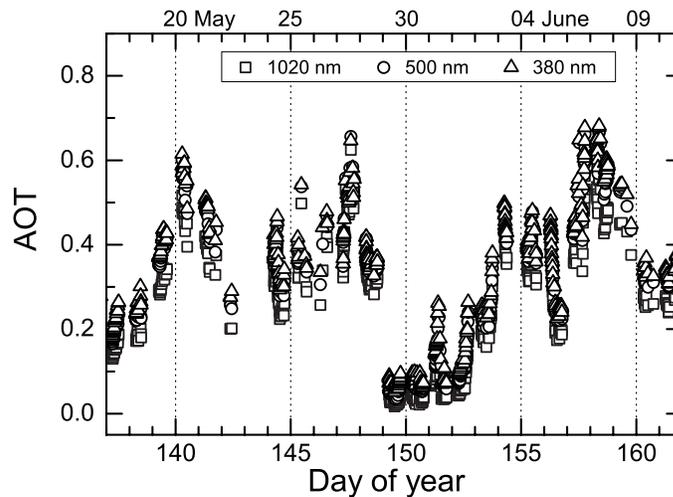


Abbildung 3.27: Sonnenphotometermessung der Aerosol-optischen Dicke (AOT) in Ouarzazate bei 380, 500 und 1020 nm.

In Tabelle 3.7 sind alle Messflüge und die beiden Transferflüge neben den Überflugzeiten der Satelliten Envisat und Terra über Ouarzazate zusammengefasst. Insgesamt wurden acht lokale Messflüge durchgeführt, die in zwei Fällen mit den Überflügen von MERIS (Medium Resolution Imaging Spectrometer) auf dem Satelliten Envisat und in drei Fällen mit MISR (Multi-angle Imaging SpectroRadiometer) auf dem Terra-Satelliten koordiniert werden konnten. Wolkenfreie Bedingungen zu fast allen Messflügen und keine Instrumentenausfälle ermöglichten einen qualitativ hochwertigen und umfassenden Datensatz atmosphärischer Lidar-Messungen.

Abbildung 3.28 zeigt eine Übersicht über die Flugmuster aller SAMUM-1 Messflüge. Die Rauten geben die Positionen von Casablanca, Ouarzazate, Zagora, Cabo da Roca und

Tabelle 3.7: Messflüge der Falcon während SAMUM-1. CDR: Cabo da Roca, CMN: Casablanca Mohamed V International Airport, EVO: Evora, OZZ: Ouarzazate, ZAG: Zagora, LRT: Long range transport. Alle Zeitangaben sind in UTC.

Datum	Flug	Streckenführung	Start–Landung	Satellitenüberflug
18. Mai	RF0	Oberpfaffenhofen–CMN	07:01–16:50	
19. Mai	RF1	CMN–OZZ	10:33–12:12	MISR 11:11, MERIS 10:50
20. Mai	RF2	CMN–OZZ–ZAG–CMN	10:34–13:48	
22. Mai	RF3	OZZ–ZAG–OZZ	16:17–18:15	
27. Mai	RF4	CMN–CAB–EVO–CMN	09:15–12:36	
28. Mai	RF5	CMN–OZZ–ZAG–CMN	10:12–13:35	MISR 11:05, MERIS 11:08
3. Juni	RF6	CMN–OZZ–ZAG–CMN	01:30–04:45	
3. Juni	RF7	CMN–OZZ–ZAG–OZZ	07:13–09:08	
4. Juni	RF8	CMN–OZZ–ZAG–CMN	09:15–12:35	MISR 11:11
7. Juni	RF9	CMN–Oberpfaffenhofen	10:08–13:22	

Evora an. Die Topographie wurde mit Hilfe des GLOBE Höhenmodells [Hastings et al., 1999] dargestellt. Die Flugmuster des 19. und 22. Mai sowie des 3. Juni, morgens, sind nur bis zur Zwischenlandung in Ouarzazate dargestellt, die Rückflüge nach Casablanca waren wegen geringer Flughöhe für die Lidar-Messungen nur beschränkt geeignet. Bei der Charakterisierung von reinem Saharastaub werden im Folgenden nur die Ergebnisse der Messflugabschnitte südlich des Hohen Atlas dargestellt. Mit Ausnahme des Flugs nach Portugal am 27. Mai und dem Flug am 22. Mai, der wegen geringer Flughöhe hauptsächlich für *in-situ* Messungen geeignet war, können alle übrigen sechs Messflüge im Hinblick auf die Charakterisierung des reinen Mineralstaubs ausgewertet werden.

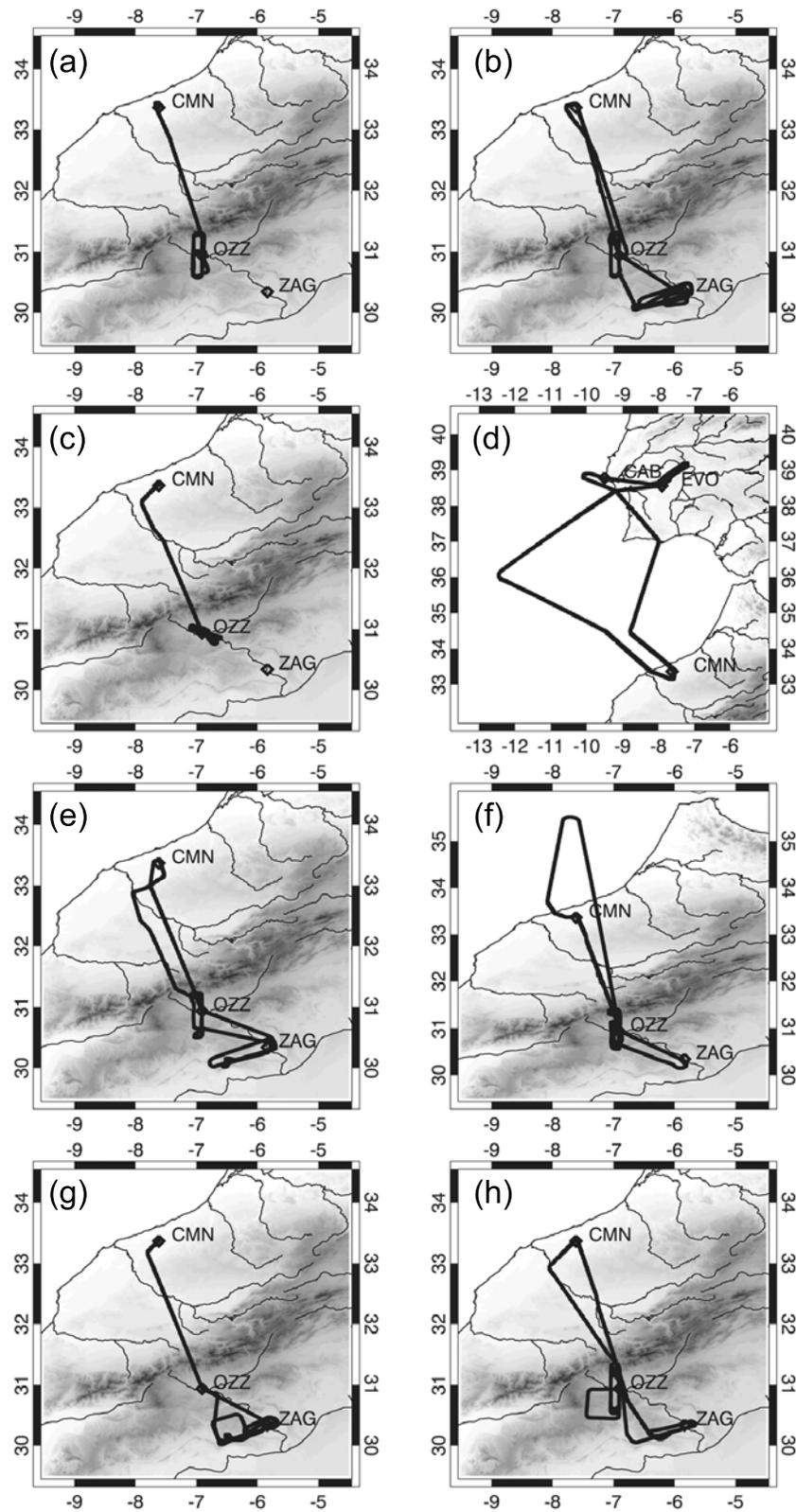


Abbildung 3.28: Flugmuster der Messflüge am 19. Mai (a), 20. Mai (b), 22. Mai (c), 27. Mai (d), 28. Mai (e), 3. Juni, nachts (f), 3. Juni, morgens (g) und 4. Juni (h). CAB: Cabo da Roca, CMN: Casablanca, EVO: Evora, OZZ: Ouarzazate, ZAG: Zagora.

Kapitel 4

Optische Eigenschaften von Saharastaub

In diesem Kapitel werden die Lidarbeobachtungen der SAMUM-1 Meßkampagne 2006 dargestellt. Das HSRL wurde während SAMUM-1 auf dem Forschungsflugzeug Falcon 20 E des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt betrieben. Zunächst wird anhand einer Fallstudie die Daten- und Fehlerauswertung exemplarisch diskutiert. Zur Validierung des neuen HSRL folgt ein Vergleich von HSRL- und Sonnenphotometermessungen der Aerosol-optischen Dicke. Außerdem werden Extinktions- und Rückstreuprofile zu Zeiten der Überflüge über die Bodenstation in Ouarzazate mit Raman-Lidar-Messungen verglichen. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die Variabilität des Aerosol-Lidar- und Depolarisationsverhältnisses im Zusammenhang mit der Bestimmung der Luftmassenherkunft (Trajektorien) untersucht.

4.1 Fallstudie 4. Juni 2006

Um die Leistungsfähigkeit des HSRL exemplarisch darzustellen, wird im Folgenden eine vollständige Datenauswertung anhand des Messflugs am 4. Juni 2006 präsentiert.

Die wissenschaftliche Aufgabenstellung war bei diesem Flug, das Extinktionsprofil über Ouarzazate und Zagora aus großer Höhe mit dem HSRL zu messen und danach *in-situ* Messungen in Staubschichten, deren Höhen davor mit dem Lidar bestimmt wurden, durchzuführen. Außerdem wurde der Flug mit den Überflugszeiten der Satelliten Terra und Envisat koordiniert, um die Satelliteninstrumente MISR und MERIS während ihres Überflugs über Ouarzazate zeitgleich zu unterfliegen. Abbildung 3.28(h) zeigt die Flugstrecke der Falcon am 4. Juni. Nach dem Start um 09:15 UTC stieg die Falcon in Richtung Süd-West auf. Zur Zeit der Satellitenüberflüge um 10:48 UTC (Envisat) und 11:11 (Terra) befand sich die Falcon auf einer Flughöhe von 8,5 km ASL. Die Aersolschichten wurden über Ouarzazate und Zagora in je drei Flugabschnitten in konstanter Höhe mit den *in-situ* Instrumenten sondiert.

4.1.1 Darstellung der Datenprodukte

Abbildung 4.1 zeigt die Querschnitte von abgeschwächtem Rückstreuverhältnis und extinktionskorrigiertem Rückstreuverhältnis, die während dieses Messflugs zwischen 09:38 und 09:50 UTC gemessen wurden. Dabei wurde das abgeschwächte Rückstreuverhältnis nach Gleichung 3.22 (vergl. Kapitel 3.4) aus den gemessenen Rohdaten und das extinktionskorrigierte Rückstreuverhältnis mit Hilfe der zwei-Wege-Transmission nach Gleichung 3.25 berechnet. Im abgeschwächten Rückstreuverhältnis ist die Abnahme der Signalstärke aufgrund der Aerosolextinktion deutlich zu erkennen. Das extinktionskorrigierte Rückstreuverhältnis stellt dagegen die tatsächliche Aerosolstruktur dar, ohne dass das Lidarverhältnis bei der Datenauswertung angenommen wird. Die Gebirgszüge des Hohen Atlas reichen bis zu einer Höhe von 2.9 km ASL. Die Aerosolverteilung ist komplex und weist starke horizontale sowie auch vertikale Unterschiede auf. Nördlich des Hohen Atlas liegen die Werte des Rückstreuverhältnisses zwischen 2 und 3. Die Schichtoberkante weist direkt über dem Atlas Gebirge eine Modulation auf, ist aber sonst bei einer Höhe von etwa 4,5 km ASL sehr scharf definiert. Südlich vom Hohen Atlas zeigt sich eine stark ausgeprägte, nach Süden hin an Ausdehnung zunehmende Schicht in 3 km ASL.

Um in diesem Bereich Profile der Aerosolrückstreuung und -extinktion zu erhalten, wurden die Rohdaten über eine Messdauer von 13 s bei 30,85°N; 6.90°W gemittelt. Abbildung 4.2 zeigt die gemessenen Rückstreusignale im parallel polarisierten Gesamt- und Molekularkanal bei 532 nm als Funktion des Transmitter-Receiver-Abstandes. Der Mittelungszeitraum beinhaltet 1300 Rohdatenprofile (Laser Repetitionsfrequenz 100 Hz), von denen der Gleichlichtanteil, d.h. die vornehmlich durch solares Hintergrundlicht bewirkte Signalstärke, subtrahiert wurde. Beide Signale zeigen den quadratischen Abfall mit der Entfernung. Im Signal des Gesamtkanals lässt sich sowohl die Aerosolverteilung zwischen 4 km und 8 km als auch das Bodensignal in 8 km Entfernung vom Transmitter erkennen. Diese Strukturen werden durch den Molekularkanal nicht dargestellt. Es zeigt sich hier lediglich eine monotone Abnahme der Signalstärke, die auf die Absorption der elastischen Aerosolsignale und des Bodensignals in der Joddampfzelle zurückzuführen ist. Die Unterdrückung der elastischen Signale ist, wie bereits erwähnt, im Wesentlichen von der spektralen Reinheit und damit von der Güte des *injection-seeding* abhängig. Durch die langsame thermische Veränderung der Resonatorlänge im Seed-Laser und im Master-Laser (vgl. Kapitel 3.2.1) sowie durch kurzzeitige stärkere Vibrationen während Turbulenzen kann sich die spektrale Reinheit während des Messbetriebs im Flug ändern.

Es ist daher günstiger, die spektrale Reinheit jeweils für die aktuelle Messsituation zu bestimmen, als sie für einen gesamten Flug durch eine Kalibrationsmessung festzulegen. Im Fall der nach unten gerichteten Beobachtung (Nadir Konfiguration) kann die spektrale Reinheit aus dem Verhältnis der Signalstärke des Bodensignals im Gesamt- und im Molekularkanal bestimmt werden. Dazu müssen zunächst die Signalstärken so angepasst werden, dass das Verhältnis von molekularem Signal zu Gesamtsignal in der freien Troposphäre mit vernachlässigbar geringer Aerosolkonzentration gerade den Wert von $\kappa_m(r)$ annimmt. Zur Berechnung von $\kappa_m(r)$ wurde das Joddampftransmissionsspektrum während des Flugs gemessen und die Transmission der molekularen Rückstreuung mit Hilfe des Programms

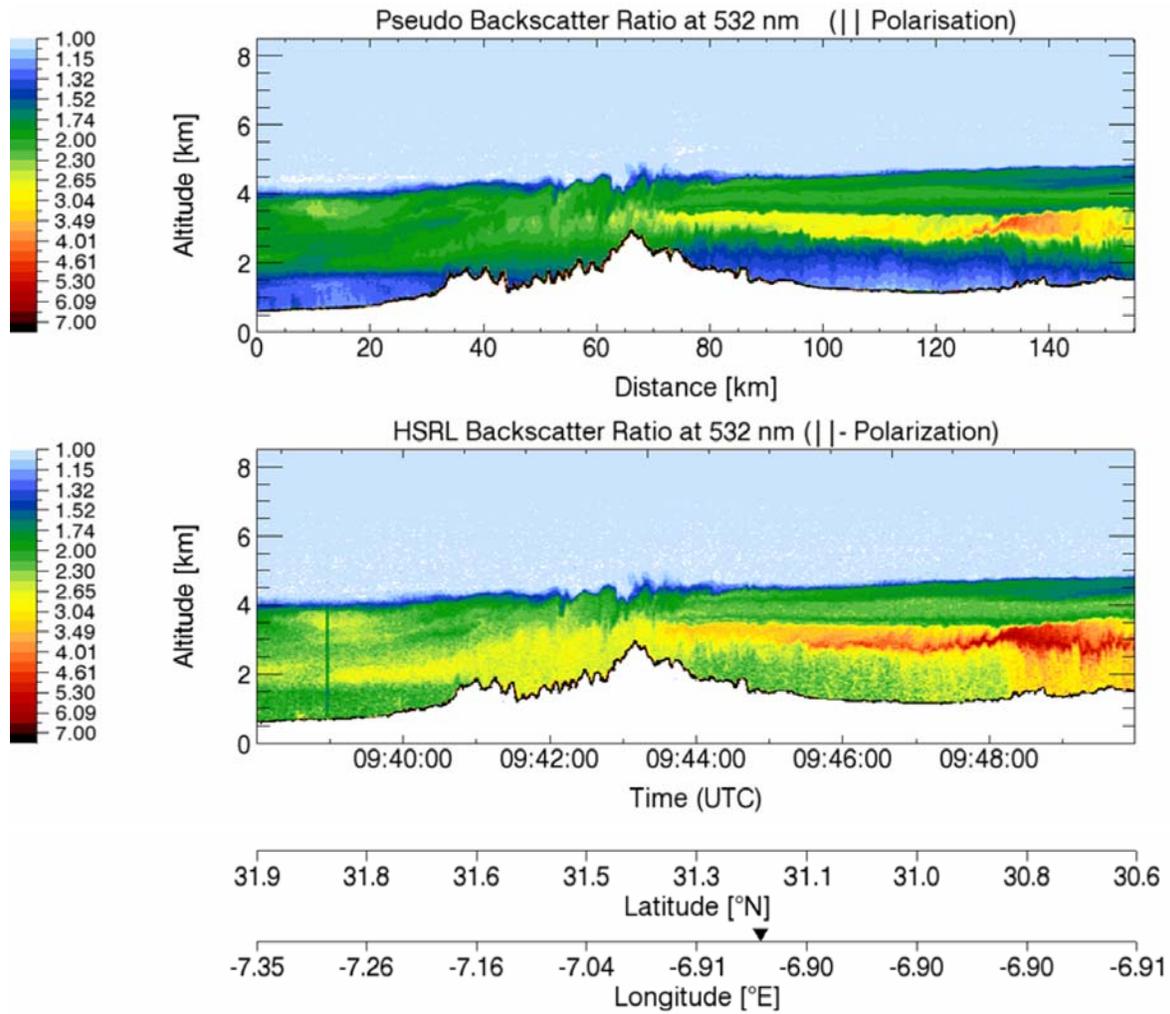


Abbildung 4.1: Abgeschwächtes Rückstreuverhältnis (oberes Diagramm) und extinktionskorrigiertes Rückstreuverhältnis (unteres Diagramm) bei 532 nm gemessen am 4. Juni 2006 zwischen 09:38 und 09:50 UTC.

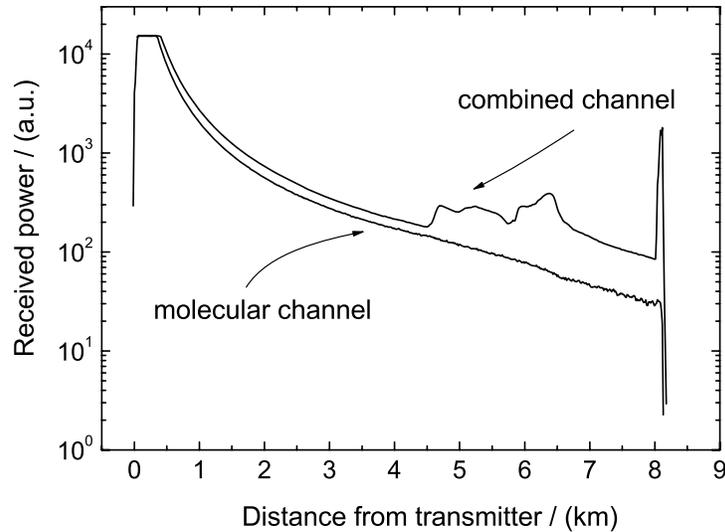


Abbildung 4.2: Atmosphärische Rückstreusignale im Gesamt- und Molekularkanal bei 532 nm als Funktion des Transmitter-Receiver-Abstandes gemessen am 4. Juni 2006 um 09:48 UTC. Mittelungsdauer ist 13 s.

von Tenti [Tenti et al., 1974] berechnet. Durch das Anpassen der Signalverhältnisse werden die im Allgemeinen unterschiedlichen optischen und elektronischen Kanalempfindlichkeiten berücksichtigt. Aus dem Verhältnis der beiden Bodensignale lässt sich dann der Wert von κ_a berechnen. In diesem Fall wurde $\kappa_a < 5 \times 10^{-4}$ bestimmt.

Abbildung 4.3 zeigt die Profile des Rückstreuverhältnisses, des Aerosolrückstreukoeffizienten, der Aerosol-optischen Dicke, des Aerosoldepolarisationsverhältnisses und des Lidar-Verhältnisses für den gleichen Messzeitraum. Die Profile wurden mit Hilfe des Auswerteschemas, das in Kapitel 3.4 vorgestellt wurde, berechnet. Die vertikale Auflösung beträgt 15 m für die Rückstreu- und Depolarisationsdaten und 540 m für den Extinktionskoeffizienten und das Lidar-Verhältnis. Die Fehlerbalken geben den $3\text{-}\sigma$ statistischen Fehler an.

Das abgeschwächte Rückstreuverhältnis (Abbildung 4.3(a)) im Gesamtkanal zeigt die Oberkante der Staubschicht bei 4,7 km, sowie das Bodensignal bei 1,3 km ASL. Das Rückstreuverhältnis im Molekularkanal weist eine geringe Abnahme mit der Höhe innerhalb der freien Troposphäre auf. Dies ist auf die Temperaturabnahme mit der Höhe und der damit verbundenen Verringerung der Doppler-Verbreiterung des molekularen Spektrums zurückzuführen. Die Abnahme des molekularen Rückstreuverhältnisses unterhalb der Staubschichtoberkante geht auf die Aerosolextinktion zurück. Für die Normierung der Rückstreuprofile wurde eine Höhe von 8,3 km ASL, in der keine Aerosolstrukturen erkennbar sind und vollständiger Überlapp von Laserstrahlquerschnitt und Empfängergesichtsfeld besteht, gewählt. Die Abschätzung des Aerosolrückstreukoeffizienten in der Normierungshöhe r_0 basiert auf der Auswertung der in Flughöhe von 9,3 km *in-situ* gemessenen

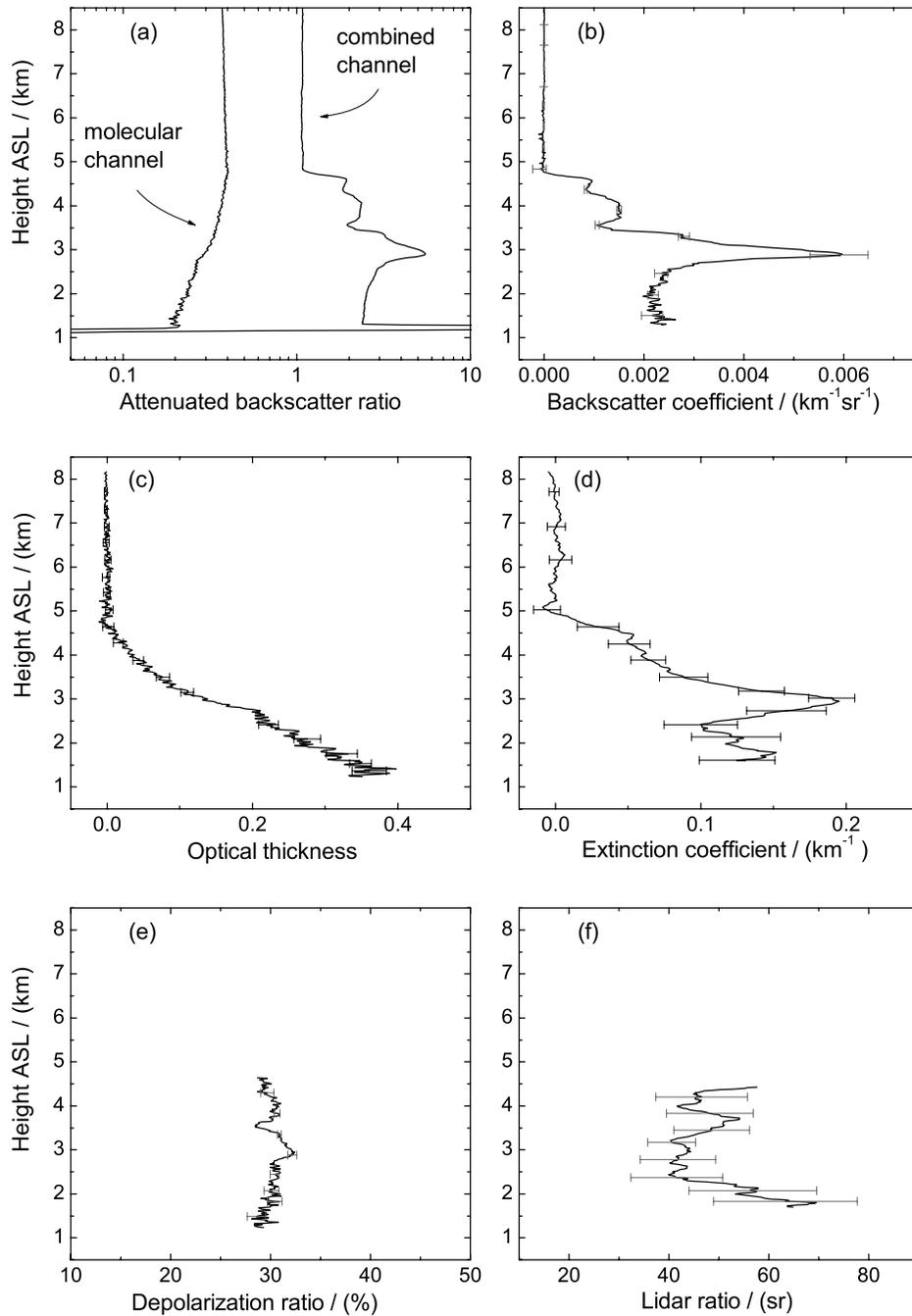


Abbildung 4.3: (a) Abgeschwächtes Rückstreuverhältnis im parallel polarisierten Molekular- und Gesamtkanal, (b) gesamter Rückstreukoeffizient, (c) Aerosol-optische Dicke, (d) Aerosolextinktionskoeffizient, (e) Aerosoldepolarisationsverhältnis, (f) Aerosol-Lidar-Verhältnis. Messdauer 13 s. Die vertikale Auflösung beträgt 15 m außer für (d) und (f) 540 m. Die Fehlerbalken geben den $3\text{-}\sigma$ statistischen Fehler an.

Aerosolgrößenverteilung mit Hilfe eines Inversionsalgorithmus [Fiebig et al., 2005]. Wegen der homogenen Verteilung des Hintergrundaerosols wird davon ausgegangen, dass sich die Konzentration in der 1 Kilometer tieferliegenden Normierungshöhe nur sehr geringfügig von der in Flughöhe bestimmten unterscheidet. Der mit der gemessenen Aerosolgrößenverteilung berechnete Rückstreukoeffizient beträgt $\beta_a(r_0) = 0,6 \times 10^{-5} \text{ sr}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Zur Auswertung der Rückstreuprofile wurde ein Wert von $\beta_a(r_0) = 1 \times 10^{-5} \text{ sr}^{-1} \text{ km}^{-1}$ angenommen, was einem Rückstreuverhältnis von 1,01 entspricht.

Abbildung 4.3(b) zeigt den Gesamtrückstreukoeffizienten bestehend aus dem parallel und senkrecht polarisierten Anteil in den Grenzen des $3\text{-}\sigma$ Fehlers. Der statistische Fehler beinhaltet bei diesen Messungen neben elektronischem Rauschen auch die atmosphärische Variabilität der Aerosolstrukturen. Der Rückstreukoeffizient der ausgeprägten Schicht in 3 km ASL beträgt $(5,9 \pm 0,5) \times 10^{-3} \text{ sr}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Der relativ große statistische Fehler innerhalb dieser Aerosolschicht wird auf deren Variabilität über die Strecke von etwa 3 km, die innerhalb der Messzeit überflogen wurde, zurückgeführt.

Die Zunahme der Aerosol-optischen Dicke von der freien Troposphäre bis zum Boden ist in Abbildung 4.3(c) dargestellt. Die sprungartige Zunahme der Aerosol-optischen Dicke an der Oberkante der gesamten Staubschicht in 4,7 km ASL ist klar zu erkennen. Den steilsten Anstieg zeigt das Profil in einer Höhe von 3 km ASL. Am Boden beträgt die Aerosol-optische Dicke $0,37 \pm 0,02$, was bedeutet, dass etwa $1/3$ der einfallenden Strahlung im grünen Spektralbereich durch das Aerosol extingiert wird.

Um den Aerosolextinktionskoeffizienten darzustellen, wurden bei der numerischen Ableitung mit Hilfe des Savitzky-Golay Filters (vergl. 3.4) 51 Stützstellen verwendet, was einer vertikalen Auflösung von 540 m entspricht. Die Verwendung mehrerer Stützstellen verringert zwar den statistischen Fehler, mit dem der Extinktionskoeffizient angegeben werden kann, reduziert aber auch die vertikale Auflösung im Profil. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3(d) dargestellt. Das Maximum des Extinktionskoeffizienten beträgt $(0,19 \pm 0,01) \text{ km}^{-1}$ bei einer Höhe von 3 km ASL.

Abbildung 4.3(e) zeigt das Aerosoldepolarisationsverhältnis der Staubschicht zwischen Boden und 4,7 km ASL. Wegen der niedrigen Konzentration des Aerosols in der darüberliegenden freien Troposphäre ist der relative systematische Fehler der Messung zu groß, um eine sinnvolle Aussage über die Aerosoleigenschaften in dieser Schicht machen zu können. Es zeigt sich eine nur geringfügige Variation des Depolarisationsverhältnisses über die Ausdehnung der gesamten Staubschicht. Die Werte reichen von 28–32 %.

Um das Lidar-Verhältnis zu berechnen, muss zunächst die vertikale Auflösung des Rückstreukoeffizienten an die des Extinktionskoeffizienten angeglichen werden. Dazu wird das Rückstreuprofil mit dem gleichen Savitzky-Golay Filter geglättet, mit dem das Profil der Aerosol-optischen Dicke differenziert wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3(f) dargestellt. In der Aerosolschicht in 3 km Höhe weist das Profil Werte des Lidar-Verhältnisses von $(41 \pm 5) \text{ sr}$ auf. Darüber und darunter nimmt das Lidar-Verhältnis zu auf Werte zwischen 55–60 sr.

Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen die Querschnitte aller HSRL-Datenprodukte bei 532 nm. Beide Abbildungen zeigen den Ausschnitt der Messung von 0 km bis 6 km ASL und von 10:40–10:50 UTC.

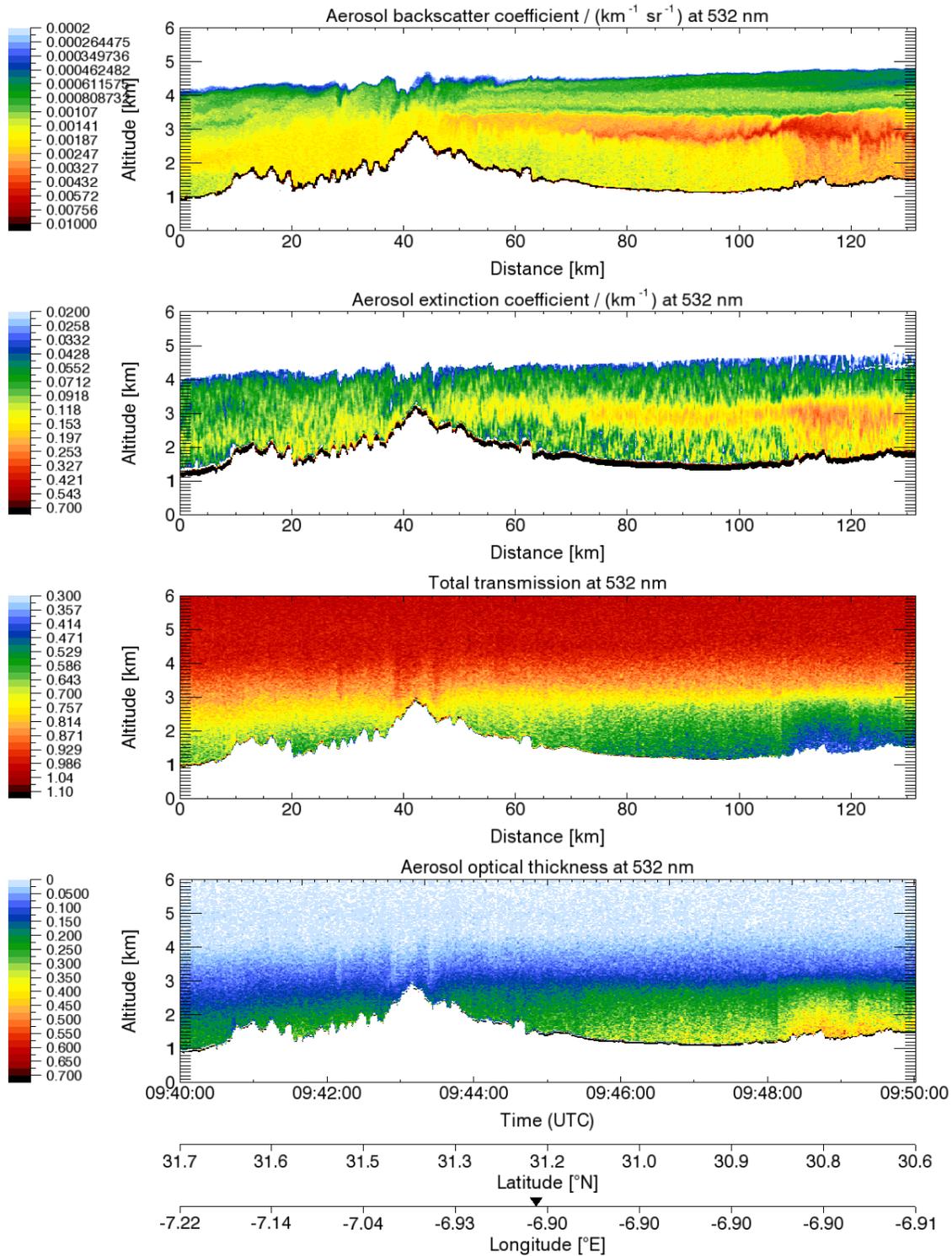


Abbildung 4.4: Darstellung der am 4. Juni 2006 gemessenen Datenprodukte bei 532 nm. Aerosolrückstreukoeffizient (oberstes Diagramm), Aerosolextinktionskoeffizient (zweites Diagramm von oben), Gesamttransmission (drittes Diagramm von oben) und Aerosol-optische Dicke zwischen Transmitter und Messort (unterstes Diagramm) gemessen am 4. Juni 2006 zwischen 09:40 und 09:50 UTC.

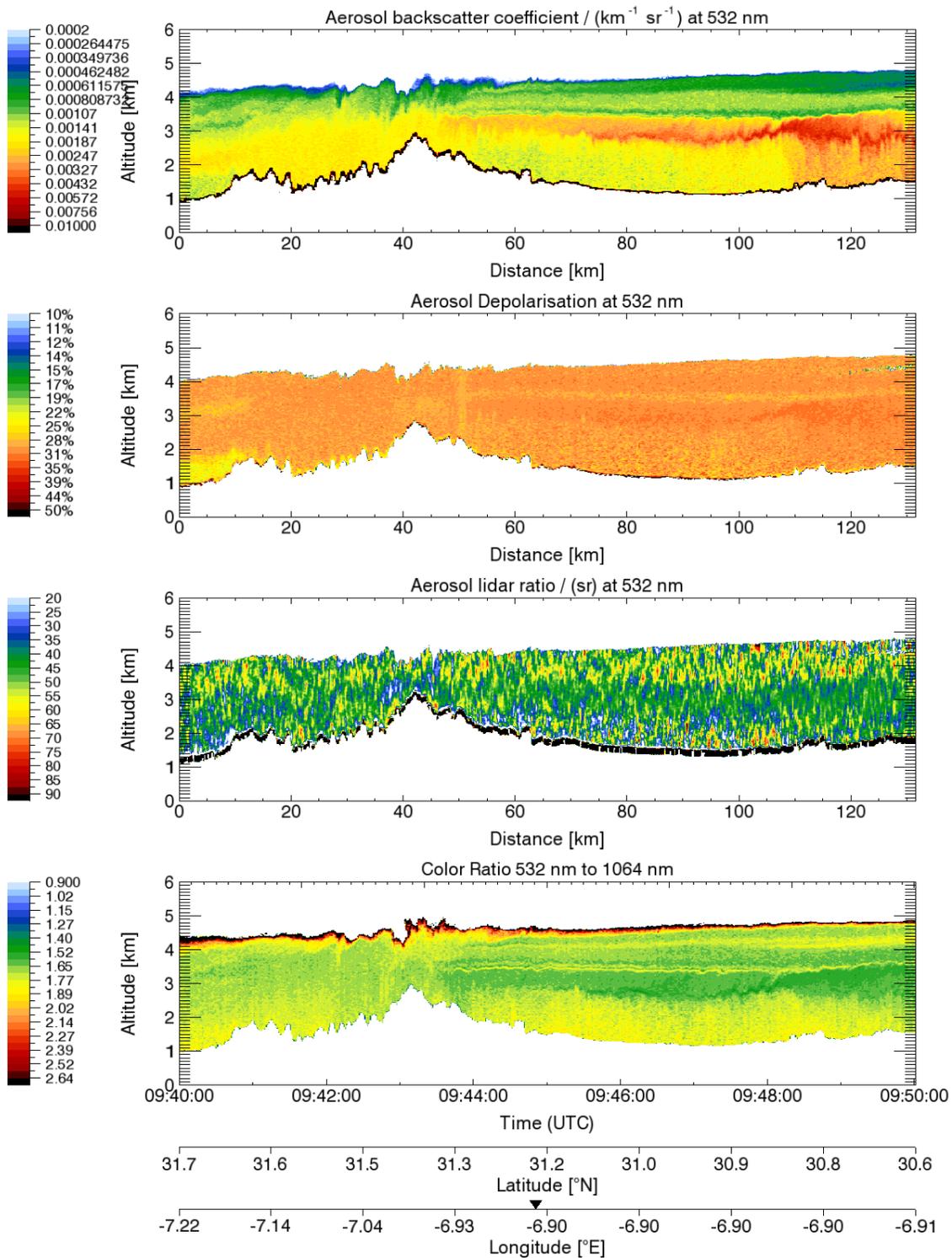


Abbildung 4.5: Darstellung der am 4. Juni 2006 gemessenen Datenprodukte bei 532 nm. Aerosolrückstreukoeffizient (oberstes Diagramm), Aerosoldepolarisation (zweites Diagramm von oben), Lidar-Verhältnis (drittes Diagramm von oben) und 532/1064 Farbverhältnis (unterstes Diagramm) gemessen am 4. Juni 2006 zwischen 09:40 und 09:50 UTC.

4.1.2 Darstellung der systematischen Fehler

Systematische Fehler der Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten können sich durch Unsicherheiten in den gemessenen Größen $R_C^{\parallel}(r)$, $R_M^{\parallel}(r)$, $\delta_a(r)$ und den berechneten Größen $\kappa_m(r)$, $\kappa_a(r)$, $\beta_m^{\parallel}(r)$ ergeben (vergl. Kapitel 3.5). Am 4. Juni 2006 konnte der systematische Fehler des Rückstreuoeffizienten durch die Unsicherheit der Abschätzung des Hintergrundaerosols in der Referenzhöhe r_0 , wie bereits erwähnt, durch die Verwendung von *in-situ* Daten verringert werden. Für die Bestimmung dieses Fehlers wurde als Obergrenze des Hintergrundaerosols der doppelte Wert der *in-situ* Auswertung verwendet, wodurch der Fehlerbereich der *in-situ* Inversionsmethode abgedeckt wird. Um die Unsicherheit des atmosphärischen Temperaturprofils abzuschätzen, wurde die Differenz zwischen der Temperaturmessung der Radiosonde (Vaisala, Typ RS 92) und der der Falcon Messanlage bestimmt. Dabei wurde das Temperaturprofil während eines Sinkflugs zwischen 09:50 und 10:30 UTC durch den Falcon-Temperatursensor gemessen. Die Radiosonde wurde um 10:39 UTC gestartet. Die Differenz der beiden Messungen zwischen 9,3 km und 1,9 km ASL war kleiner 0,8 K. Für die Fehlerberechnung wurde eine Unsicherheit von 1 K angesetzt. Als relativer systematischer Fehler der Druckmessung der Radiosonde wurde nach Herstellerangabe 1 % angenommen. Die spektrale Reinheit des Lasers wurde aus der Amplitude des Bodensignals von 25 Profilen bestimmt. Als Unsicherheit der spektralen Reinheit wurde der statistische Fehler dieser Messung verwendet. Er beträgt $\Delta\kappa_a = 2 \times 10^{-4}$. Die Unsicherheiten der Messung am 4. Juni sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Abschätzung der individuellen Fehlergrößen am 4. Juni 2006.

Parameter	Abschätzung
Rückstreuoeffizient des Hintergrundaerosols	$0 < \beta_a(r_0) < 2 \times 10^{-5} km^{-1} sr^{-1}$
Frequenzschwankungen des Lasers	$\pm 15 MHz$
Spektrale Reinheit des Lasers	99.96 % $\pm 0.03\%$
Mechanische Toleranz bei der Depolarisationskalibration	0.6°
Unsicherheit der atmosphärischen Temperatur	$\pm 1K$

Um den Einfluss der individuellen Fehlerquellen zu zeigen, wurde ihr Beitrag zum relativen systematischen Fehler einzeln berechnet. Abbildung 4.6(a) zeigt die Profile der relativen systematischen Fehler der einzelnen Fehlerquellen für den Rückstreuoeffizienten, der in Abbildung 4.3(b) dargestellt ist. Es zeigt sich, dass die Unsicherheit des Depolarisationsverhältnisses den größten Beitrag zum Gesamtfehler leistet. Der individuelle Fehler beträgt $\approx 3\%$ über die gesamte Dicke der Staubschicht vom Boden bis zu 4.7 km ASL. Schwankungen der Laserfrequenz, Unsicherheiten im Hintergrundaerosol, der atmosphärischen Temperatur und der spektralen Reinheit bewirken einen relativen Fehler zwischen 1 % und 2,5 %. Der Gesamtfehler der Messung wurde als Wurzel der quadratischen Summe der einzelnen Fehler unter Annahme statistischer Unabhängigkeit dieser Größen berechnet. Der gesamte relative systematische Fehler liegt zwischen 4 % und 5 % und ist damit

vergleichbar mit dem statistischen Fehler. Der relativ große Einfluss der Depolarisationsmessung auf die Größe des Gesamtfehlers verdeutlicht das Erfordernis einer genaueren Bestimmung des relativen Sensitivitätsfaktors.

Abbildung 4.6(b) zeigt die Profile der relativen systematischen Fehler der einzelnen Fehlerquellen für den Extinktionskoeffizienten. Im Gegensatz zur Rückstreuungsmessung liefert hier die Unsicherheit der spektralen Reinheit den größten Beitrag zum Gesamtfehler. Fehler, die durch Schwankungen der Laserfrequenz, Unsicherheiten im Hintergrundaerosol und der atmosphärischen Temperatur bedingt sind, können in diesem Fall vernachlässigt werden. Der Einzelfehler, der durch die Unsicherheit der spektrale Unreinheit eingeführt wird, hängt wesentlich vom Verhältnis $\kappa_a/\kappa_m(r)$ ab. Der sehr geringe Wert $\kappa_a < 5 \times 10^{-4}$, der mit dem vorgestellten System erreicht wird, erlaubt eine relativ ungenaue Bestimmung von $\Delta\kappa_a$. Auch in diesem Fall wurden die Einzelfehler quadratisch addiert, um den Gesamtfehler zu berechnen. Der relative systematische Fehler des Extinktionskoeffizienten ist kleiner 3 % innerhalb der gesamten Staubschicht. Damit ist der statistische Fehler des Extinktionsprofils mit 10 % bis 20 % deutlich größer. Durch längere Mittelungszeiträume und größere räumliche Glättungsintervalle kann der statistische Fehler jedoch noch verringert werden. Dabei gibt aber die atmosphärische Variabilität die Grenzen der zeitlichen und räumlichen Mittelungsintervalle vor. Die Auswertung des systematischen Fehlers der Aerosol-optischen Dicke führt zu einem Fehler von 0,008. Dieser Wert entspricht der minimal systematisch auswertbaren Aerosol-optischen Dicke und damit der unteren Nachweisgrenze.

4.2 Validierung des neuen spektral hochauflösenden Lidars

Während der SAMUM-1 Messkampagne wurden in Ouarzazate sowohl Raman-Lidar- als auch Sonnenphotometer-Messungen vom Leibniz Institut für Troposphärenforschung (IFT) durchgeführt. Neben der HSRL-Methode stellt das Raman-Lidar die einzige Alternative zur direkten Lidar-Messung von Extinktionsprofilen dar. Ein Sonnenphotometer misst dagegen die Intensität der direkten Sonnenstrahlung bei verschiedenen diskreten Wellenlängen und kann daraus unter anderem die optische Dicke der gesamten atmosphärischen Säule bestimmen. Beide bodengebundenen Instrumente eignen sich daher ausgezeichnet, um die Ergebnisse des neuen luftgetragenen HSRL während der Überflüge über die Bodenstation durch unabhängige Messungen zu validieren.

4.2.1 Validierung mit Raman-Lidar-Messungen

Das Raman-Lidar BERTHA (*Backscatter Extinction lidar-Ratio Temperature Humidity profiling Apparatus*) des IFT nutzt zwei frequenzstabilisierte Nd:YAG-Laser und zwei Titan-Saphir-Laser, um sechs Laserwellenlängen zu erzeugen. Das Empfängermodul detektiert in insgesamt 14 Kanälen die nach Wellenlänge und Polarisationskomponente aufgeteilte atmosphärische Rückstreuung [Althausen et al., 2000]. Während SAMUM-1 wurden die Vibrations-Raman-Kanäle (387 nm und 607 nm) und die zwei Rotations-Raman-

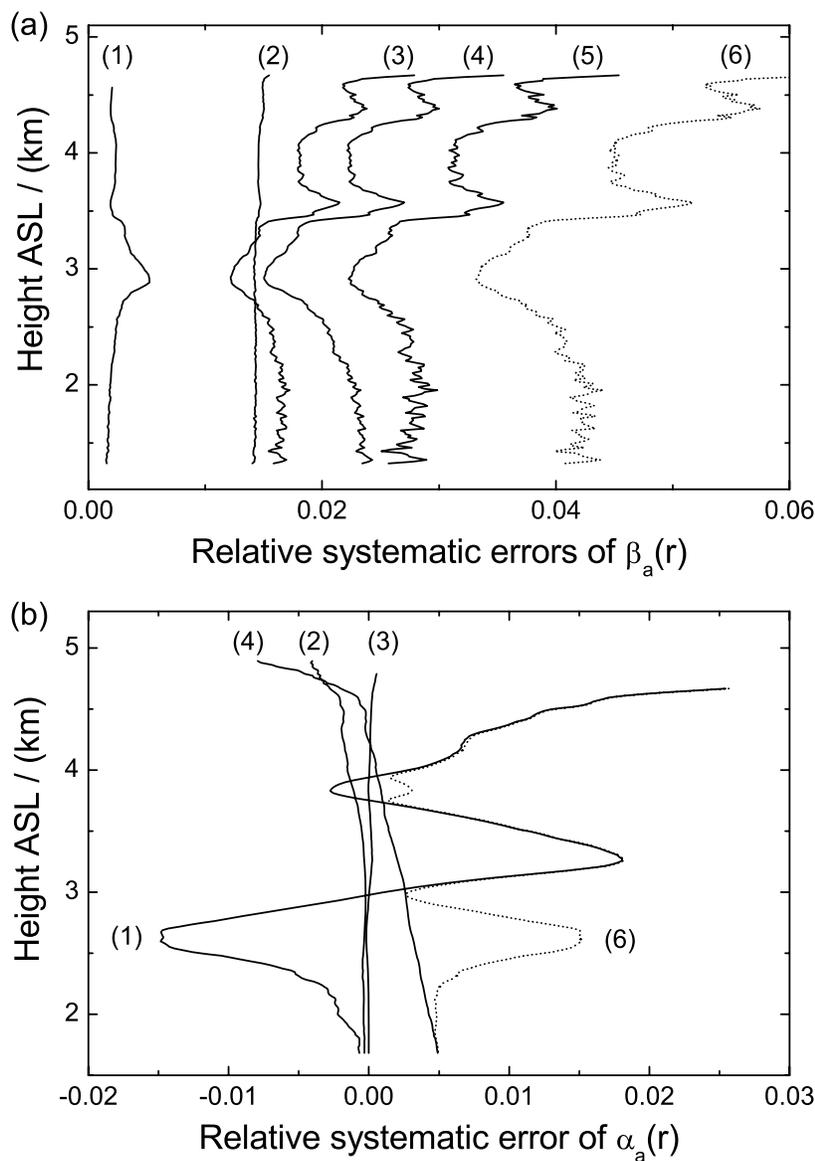


Abbildung 4.6: Relative systematische Fehler des Rückstreuungskoeffizienten (a) und des Extinktionskoeffizienten (b) durch Unsicherheiten der spektralen Reinheit (1), der atmosphärischen Temperatur (2), des Hintergrundaerosols (3), der Laserfrequenz (4) und der Aerosoldepolarisation (5). Der Gesamtfehler als Wurzel der quadratischen Summe ist in Kurve (6) dargestellt.

Kanäle (532 nm) für die direkte Aerosolextinktionsmessung genutzt. Zum Vergleich der beiden unabhängigen Messmethoden wurden die Bodenmessungen mit den Überflügen der Falcon koordiniert. Um den Einfluss der atmosphärischen Variabilität zu minimieren, mussten die Mittelungszeiten für beide Instrumente, DLR-HSRL und BERTHA, so kurz wie möglich gewählt werden. Damit der statistische Fehler (10–20 %) der beiden Instrumente vergleichbar ist, wurde die Mittelungsdauer der HSRL-Messungen jeweils zwischen 10–30 s gewählt, die Zeiträume der Raman-Lidar-Messungen betragen typischerweise zwischen 1800–7200 s.

Abbildung 4.7 zeigt den Vergleich der während des Nachtflugs am 3. Juni 2006 um 04:14 UTC gemessenen Extinktions-, Rückstreu- und Lidar-Verhältnis-Profile. Bei diesem Flug ist die Falcon in großer Flughöhe zwischen 9,0 km bis 10,5 km ASL insgesamt dreimal direkt über die Bodenstation in Ouarzazate geflogen. Der dargestellte Überflug um 04:14 UTC wies die geringste zeitliche Variabilität der Aerosolstruktur auf und erlaubte damit die längste Mittelungszeit für das Raman-Lidar. Während der Überflüge konnte sowohl der Laserstrahl des HSRL vom Boden aus gesehen werden als auch die Reflektion des Laserstrahls von BERTHA an den Tragflächen der Falcon beobachtet werden. Dies zeigt die perfekte zeitliche und räumliche Koinzidenz der beiden Messungen. Für die Auswertung der Profile wurden die HSRL-Daten über 11 s und die BERTHA-Daten über 1800 s gemittelt. Die vertikale Auflösung der HSRL-Daten beträgt 15 m für den Rückstreu-Koeffizienten und 300 m für das Extinktions- und Lidar-Verhältnis-Profil. Die vertikale Auflösung der Raman-Lidar-Daten beträgt 300 m. Wegen des unvollständigen Überlapps wird das Rückstreuprofil des Raman-Lidars ab einer Höhe von 2 km über dem Boden dargestellt, das Extinktions- und das Lidar-Verhältnis-Profil erst ab einer Höhe von 2,6 km über dem Boden.

Bei dem direkten Vergleich der gemessenen Profile zeigt sich eine gute Übereinstimmung der beiden unabhängigen Messinstrumente innerhalb ihrer Fehlergrenzen. Um eine quantitative Aussage über die Übereinstimmung beider Instrumente treffen zu können, wurden sechs verschiedene Überflüge ausgewertet und korreliert. Dazu wurde für jeden Überflug das Extinktionsprofil der beiden Instrumente verglichen und die Werte des Extinktionskoeffizienten bei gleicher Höhe korreliert. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

Die Mittelungszeiten der HSRL-Messung wurden für die Korrelation auf 5–10 s begrenzt, um räumliche Variationen der Aerosolstrukturen beim Überfliegen mit einer Geschwindigkeit von etwa 200 m/s zu minimieren. Die innerhalb der Mittelungszeit überflogene Strecke beträgt somit 1–2 km. Die Mittelungszeiten des Raman-Lidars betragen 60–120 Minuten. Unter der Annahme einer Windgeschwindigkeit von 5 m/s entspricht dieser Zeitraum einer Strecke von 18–36 km. Die Beurteilung des Zeitverlaufs der Raman-Lidar-Messung zeigte innerhalb dieses Intervalls keine signifikante atmosphärische Änderung. Die statistische Auswertung der 98 Datenpunkte durch eine Ausgleichsgerade mit kleinsten quadratischen Abweichungen (*least square fit*) ergibt eine Steigung von $0,97 \pm 0,03$ und einem y-Achsendurchgang bei 0,004. Die Auswertung nach der Methode der kleinsten betragsmäßigen Abweichungen (*robust fit*), die bei Daten mit starkem Rauschen oder mehreren Ausreißern eher angebracht ist, ergibt eine Steigung von 0,98 und y-Achsendurchgang

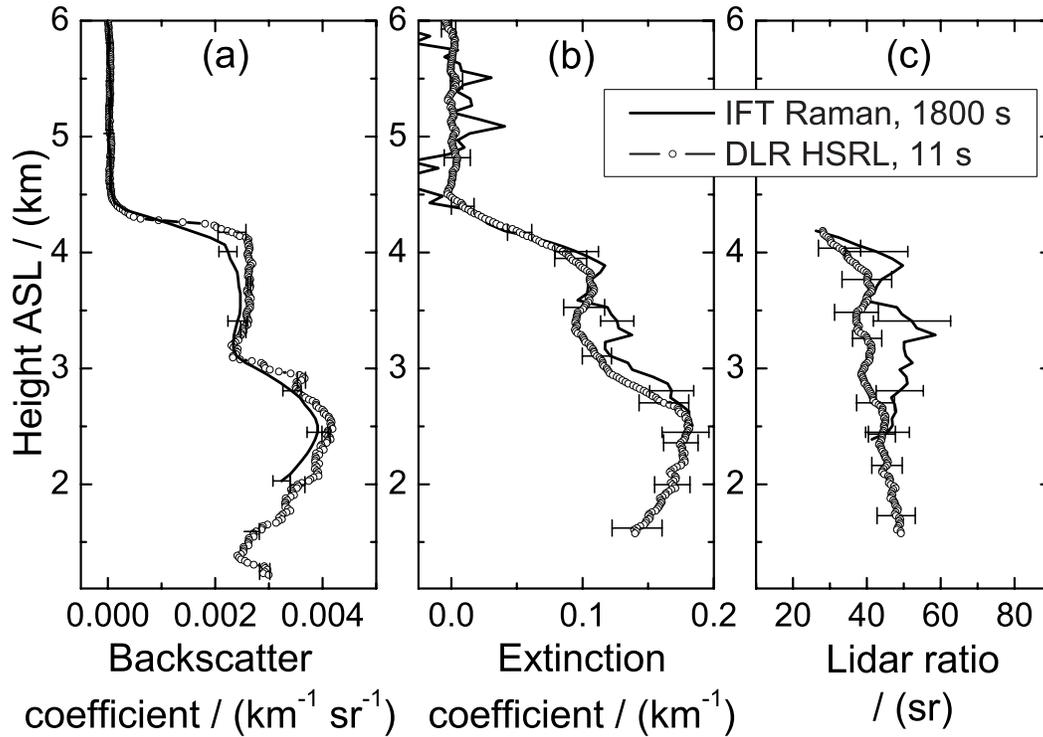


Abbildung 4.7: Vergleich der IFT-Raman-Lidar und DLR-HSRL Rückstreu- (a), Extinktions- (b) und Lidar-Verhältnis-Messung (c) bei 532 nm über Ouarzazate am 3. Juni 2006 um 04:14 UTC. Die vertikale Auflösung beträgt 300 m für die Raman-Messungen und die HSRL Extinktions- und Lidar-Verhältnis-Messungen. Für den HSRL-Rückstreukoeffizienten beträgt die vertikale Auflösung 15 m. Die Mittelungszeit beträgt 11 s im Fall des HSRL und 1800 s für die Raman-Lidar-Messung. Die Fehlerbalken geben den $3\text{-}\sigma$ statistischen Fehler an.

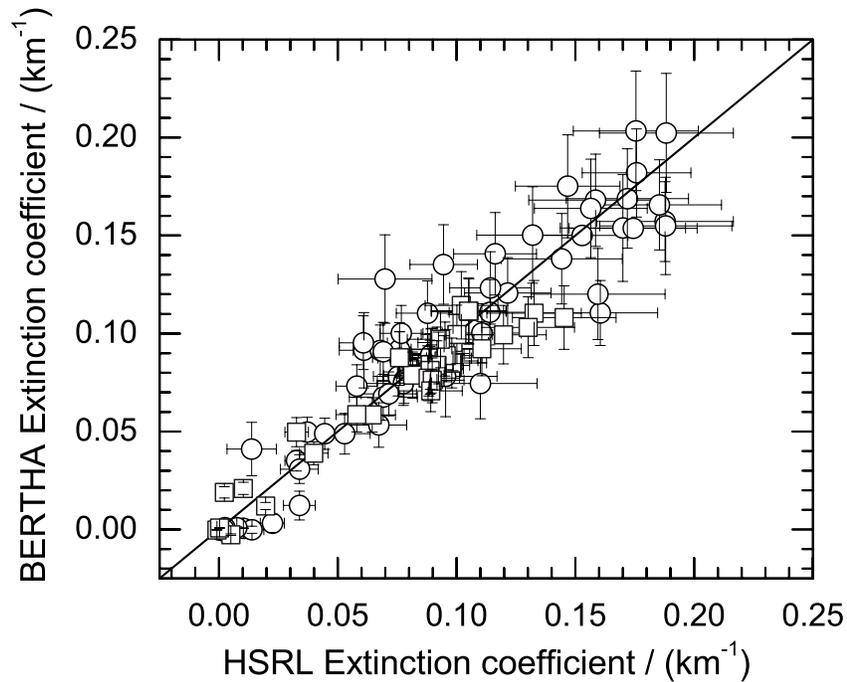


Abbildung 4.8: Korrelation der HSRL- und Raman-Lidar-Extinktionsmessungen an sechs direkten Überflügen über die Bodenstation in Ouarzazate während SAMUM-1. Rechtecke stellen Vergleiche mit Rotations-Raman-Lidar-Messungen dar, Kreise solche mit Vibrations-Raman-Lidar. Die Fehlerbalken geben einen statistischen Fehler von 15 % an. Die durchgezogene Linie entspricht dem Einheitsverhältnis.

bei 0,003. Insofern weisen die Extinktionsmessungen keine signifikante Abweichungen zueinander auf.

4.2.2 Validierung mit Sonnenphotometermessungen

Zwischen dem 11. Mai und dem 10. Juni wurden vom IFT in Ouarzazate Messungen mit einem Cimel-Sonnenphotometer im Rahmen des *Aerosol Robotic Network* (AERONET) [Holben et al., 1998] durchgeführt. Dabei wurde die Aerosol-optische Dicke bei acht diskreten Wellenlängen (340, 380, 440, 500, 675, 870, 1020 und 1640 nm) und Himmelsradianzen bei vier Wellenlängen gemessen. Von den Daten der Aerosol-optischen Dicke wurde der Ångström-Exponent der Streuung [Ångström, 1961] berechnet, um Aussagen über die Beschaffenheit des Aerosols machen zu können. Zur Sicherung der Datenqualität wurde das Cimel-Sonnenphotometer vor und nach der SAMUM Messkampagne am Goddard Space Flight Center der NASA kalibriert. Für die Validation des neuen HSRL ist insbesondere der Wert der Aerosol-optischen Dicke bei 500 nm von Interesse. Unter Vernachlässigung der spektralen Abhängigkeit auf dem kleinen Wellenlängenintervall zwischen den Messwellenlängen können die Werte des Sonnenphotometers direkt mit den HSRL-Messungen verglichen werden. Wegen des Rauschens der HSRL-Messung wurden die letzten fünf Messwerte des Profils der Aerosol-optischen Dicke (vergl. Abbildung 4.3(c)) über dem Boden gemittelt. Der entsprechende Fehler der optischen Dicke ist gleich dem statistischen Fehler dieser Bestimmung.

Tabelle 4.2 zeigt den Vergleich der Sonnenphotometer- und HSRL-Messungen für die wolkenfreien Flüge über die Bodenstation in Ouarzazate während SAMUM-1. Die Ergebnisse der Sonnenphotometermessungen sind für 440 nm, 500 nm (falls verfügbar) und 675 nm aufgeführt. Es sind jeweils die Messungen angegeben, die der Überflugszeit am nächsten kommen. Dabei wurden die zeitlichen Abweichungen der Vergleichsmessungen unter 15 Minuten gehalten, um die Einflüsse der atmosphärischen Variabilität zu minimieren. Neben dem Sonnenphotometer in Ouarzazate wurde ein weiteres AERONET Sonnenphotometer in Cabo da Roca während des Messflugs am 27. Mai überflogen. Die Messgenauigkeit Δt_a eines AERONET Sonnenphotometers im Feldeinsatz unter wolkenfreien Bedingungen wird für $\lambda > 440$ nm mit $\Delta t_a < 0,01$ angegeben [Holben et al., 1998].

Der direkte Vergleich der Sonnenphotometermessungen mit den HSRL-Daten weist auf eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Instrumente hin. Lediglich beim zweiten Überflug am 19. Mai stimmen die Daten im Rahmen des HSRL-Messfehlers nicht überein. Allerdings weichen die beiden Instrumente in diesem Fall im Rahmen des Messfehlers nur um 3 % voneinander ab. Die Abweichung der Messung am 19. Mai wird auf die laterale Entfernung der Flugzeugposition zur Bodenstation von etwa 17 km zurückgeführt. Alle anderen Messungen sind direkte Überflüge mit lateralen Entfernungen von unter 2 km. Prinzipiell unterscheiden sich die Messgeometrien der beiden Instrumente in zwei Aspekten: Zum einen misst das Sonnenphotometer je nach Stand der Sonne in verschiedenen hemisphärischen Deklinationswinkeln. Zum anderen wird dabei die optische Dicke der gesamten atmosphärischen Schicht entlang der Messausrichtung erfasst. Dagegen misst das luftgetragene HSRL im Anstellwinkel des Flugzeugs die optische Dicke der atmosphärischen

Tabelle 4.2: Vergleich der HSRL– und Sonnenphotometermessungen der Aerosol–optischen Dicke während SAMUM–1. SP: Sonnenphotometermessung der Aerosol–optische Dicke bei verschiedenen Wellenlängen, Höhe: Referenzhöhe über nN, CDR: Cabo da Roca, OZZ: Ouarzazate. Alle Zeiten sind in UTC, alle Höhen in km ASL angegeben.

Date	Ort	SP Zeit	SP 440nm	SP 500nm	SP 675nm	HSRL 532nm	Über- flug	Höhe
Mai 19	OZZ	10:55:05	0.43	0.42	0.39	0.41 ±0.03	11:01:45	8.2 km
Mai 19	OZZ	10:55:05	0.43	0.42	0.39	0.38 ±0.03	11:09:30	8.2 km
Mai 27	CDR	10:20:53	0.43	–	0.41	0.42 ±0.03	10:20:30	7.3 km
Juni 03	OZZ	07:31:40	0.43	0.43	0.41	0.40 ±0.02	07:34:00	8.5 km
Juni 04	OZZ	09:56:50	0.40	0.40	0.36	0.40 ±0.02	09:47:00	8.4 km
Juni 04	OZZ	10:41:51	0.44	0.45	0.42	0.44 ±0.02	10:48:45	8.4 km

Säule zwischen Referenzhöhe und Boden. Dabei wird die Referenzhöhe mit vollständigem Überlapp von Laserstrahlquerschnitt und Teleskopgesichtsfeld, d.h. etwa 1,5 km unterhalb der Flughöhe erreicht. Bei horizontaler Inhomogenität der Aerosolstrukturen müssen die Messergebnisse der beiden Instrumente wegen der unterschiedlichen Ausrichtung der Gesichtsfelder zwangsläufig abweichen. Außerdem sind die HSRL–Werte systematisch um den Betrag der optischen Dicke oberhalb der Referenzhöhe (typischerweise ≈ 8 km ASL) kleiner als die des Sonnenphotometers. Dieser Betrag hängt maßgeblich von der Konzentration des Vulkanaerosols ab, die zur Zeit aber gering ist.

4.3 Charakterisierung von Saharastaub in der Nähe der Quellgebiete

In diesem Abschnitt werden die Aerosolmessungen zwischen der Atlantikküste im Norden und der Algerischen Grenze im Süden Marokkos dargestellt. Zunächst wird die räumliche Verteilung der Staubschichten aufgezeigt. Im weiteren Verlauf werden die charakteristischen Messgrößen Lidar–Verhältnis und Aerosoldepolarisation für Messungen mit schwacher und stark ausgeprägter vertikaler Struktur präsentiert. Um einen möglichen Zusammenhang der vertikalen Variation mit der Anströmung des Aerosols aus verschiedenen Quellgebieten diskutieren zu können, werden abschließend Trajektorienanalysen für die jeweiligen Messflüge dargestellt.

4.3.1 Räumliche Verteilung des Saharastaubs

Die Aerosolschichten, die zwischen dem Hohen Atlas und der Algerischen Grenze im Süden Marokkos sondiert wurden, weisen eine vertikale Ausdehnung von 4 km bis 6 km ASL auf. Auffällig ist, dass die untersuchten Schichten zwar teilweise vertikal inhomogen sind, aber

immer bis zum Boden reichen. Neben gut durchmischten Schichten, wie sie beispielsweise nach Einsetzen der Konvektion beobachtet wurden, konnten horizontal und vertikal stark strukturierte Schichten in Fällen von Staub-Advektion gemessen werden. Abbildung 4.9 zeigt die Querschnitte des HSRL-Rückstreuverhältnisses für sechs Messflüge.

Abbildung 4.9(a) und (b) zeigen die Lidar-Messungen der Messflüge RF1 und RF2 während Episode 1 am 19. Mai zwischen 10:50–11:10 UTC, bzw. am 20. Mai zwischen 10:50–11:16 UTC. Die Pfeile auf den Achsen der geographischen Breite und Länge geben dabei Änderungen der Flugrichtung an. Das Atlas Gebirge reicht bis zu 3 km ASL im überflogenen Gebiet. Nördlich des Atlas zeigt die Messung von RF1 eine sehr gut durchmischte Staubschicht mit einer scharf begrenzten Oberkante bei 5,5 km ASL. Südlich des Atlas liegt die Oberkante der Staubschicht um etwa 0,5 km tiefer und zeigt eine wellenartige Modulation, die auf Konvektion zurückgeführt wird. Das HSRL-Rückstreuverhältnis weist nördlich des Atlas kaum Variationen auf, was auf eine sehr gute Durchmischung hinweist. Im südlichen Teil der Flugstrecke (vgl. Abbildung 3.28(a)) kann eine schwach ausgeprägte Zweischichtstruktur erkannt werden. Die Werte des HSRL-Rückstreuverhältnisses liegen bei 2,5 innerhalb der unteren Schicht, die sich vom Boden bis zu einer Höhe von 3 km ASL erstreckt. Geringfügig höhere Werte von etwa 2,9 finden sich in der oberen Schicht. Die Messung von RF2 zeigt eine Schichtoberkante bei 6 km ASL, an der sich einige konvektive Wolken ausbilden. Oberhalb dieser Kante zeigen sich abgehobene Staubfilamente, die bis zu einer Höhe von 8 km ASL reichen. Wie beim ersten Messflug weist die Staubschicht eine größere Homogenität nördlich des Atlas Gebirges auf. Bei der Messung von RF2 ist die Zweischichtstruktur aber deutlicher ausgeprägt.

Während des Messflugs RF5 am 28. Mai (Abbildung 4.9(c)), der Episode 2 zugeordnet wird, konnten deutliche horizontale und vertikale Variationen innerhalb der Staubschicht beobachtet werden. Die Ausdehnung der gesamten Staubschicht reicht in diesem Fall nur bis 4 km ASL. Über Ouarzazate am Fuß des Atlas Gebirges ist die Schicht relativ homogen. Weiter südlich bildet sich eine ausgeprägte Zweischichtstruktur aus mit einer optisch dickeren unteren Schicht zwischen Boden und etwa 2,5 km ASL. An der Oberkante der unteren Schicht ist deutlich das Aufstreben einzelner Konvektionszellen zu erkennen. Die Werte des HSRL-Rückstreuverhältnisses liegen bei 4 innerhalb der unteren Schicht und etwa 2 in der darüber liegenden. Über den Gipfeln des Hohen Atlas ist eine ausgeprägte Wellenstruktur zu erkennen.

Die Messflüge RF6, RF7 und RF8 (Abbildung 4.9(d), (e) und (f)) wurden während der dritten Staubepisode durchgeführt. Alle Querschnitte weisen starke horizontale sowie vertikale Variationen des Rückstreuverhältnisses auf. Die Messflüge RF6 und RF7 wurden kurz hintereinander durchgeführt, so dass sich die Schichtstruktur kaum verändert. Beide Querschnitte zeigen eine Zweischichtstruktur mit einer optisch dickeren unteren Aerosolschicht. Die Oberkante der gesamten Staubschicht liegt bei 4,5 km ASL und ist scharf begrenzt. Die Struktur am 4. Juni wurde bereits detailliert diskutiert.

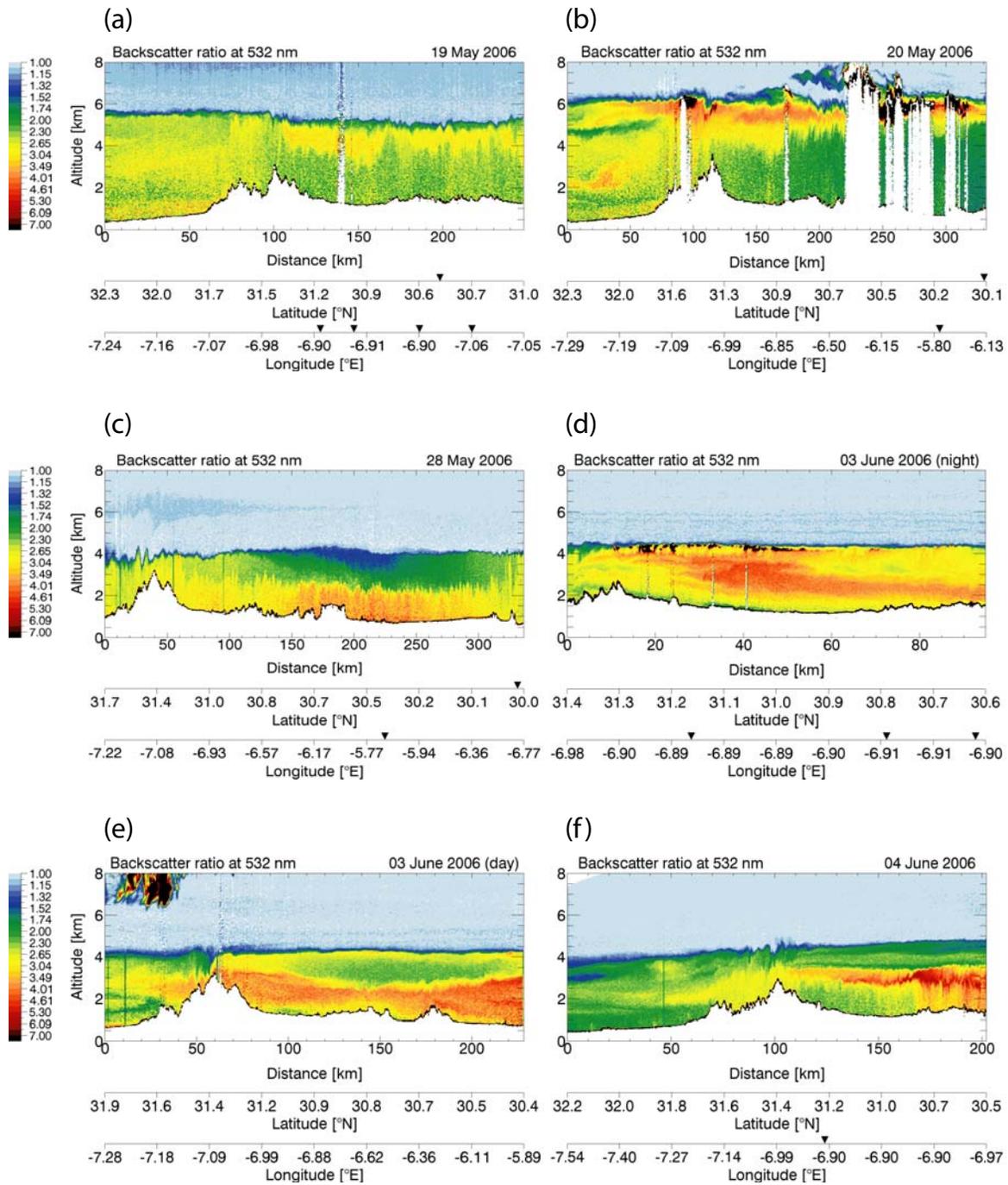


Abbildung 4.9: HSRL-Rückstreuverhältnisse gemessen am 19. Mai von 10:50–11:10 UTC (a), 20. Mai von 10:50–11:16 UTC (b), 28. Mai von 10:35–11:05 UTC (c), 3. Juni von 03:12–03:20 UTC (d), 3. Juni von 07:25–07:42 UTC (e) und 4. Juni von 09:35–09:51 UTC (f). Pfeile auf der Longitude/Latitude-Achse markieren Änderungen der Flugrichtung.

4.3.2 Fallstudie 3. Juni 2006

Die Abhängigkeit der charakteristischen Messgrößen Lidar-Verhältnis und Aerosoldepolarisation von der Aerosolspezies wird anhand des Messflugs RF6 am 3. Juni dargestellt. Während dieses Messflugs wurde eine ausgeprägte Land-See-Wind-Zirkulation beobachtet. Der erste Teil des Messflugs wurde dazu verwendet, die räumliche Aerosolverteilung zwischen dem Atlantik und dem Hohen Atlas zu messen. Dabei stieg die Falcon nach dem Start in Casablanca um 01:30 UTC in Richtung Norden auf (vergl. Abbildung 3.28(f)), um dann die Land-See-Grenze auf einer konstanten Höhe von 10,5 km in Richtung Süden zu überfliegen. Über Ouarzazate drehte die Falcon Richtung Südost, um dann nach dem Überflug von Zagora für die *in-situ* Messungen abzustiegen. Abbildung 4.10 zeigt die Messung des HSRL-Rückstreuverhältnisses zwischen 02:08–02:52 UTC.

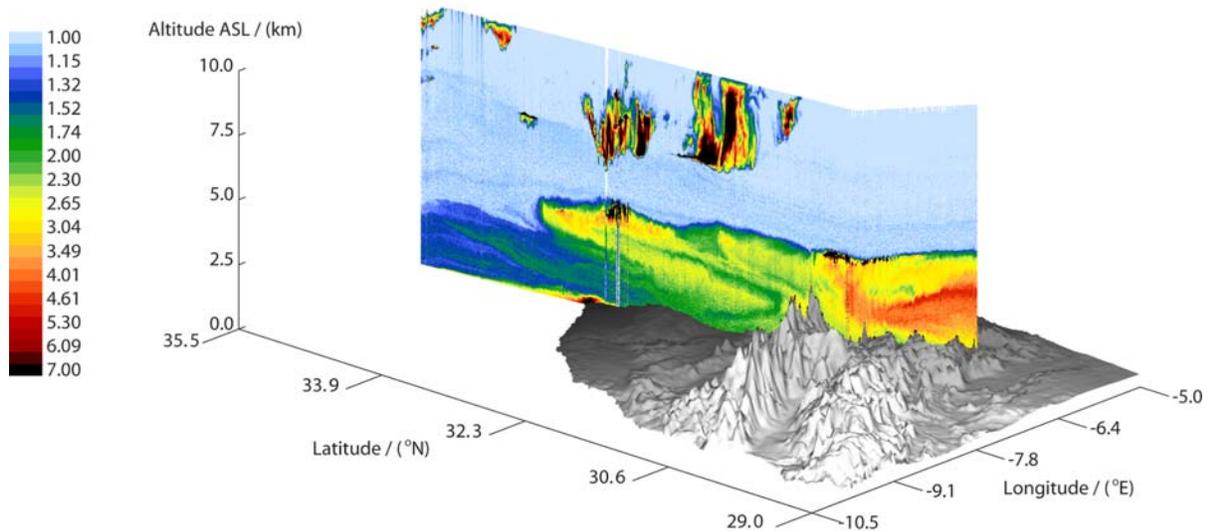


Abbildung 4.10: Messung des Rückstreuverhältnis am 3. Juni 2006 von 02:08–02:52 UTC. Der Nord-Süd Querschnitt erstreckt sich über etwa 600 km vom Atlantik über den Hohen Atlas bis an die Algerische Grenze.

Der Querschnitt erstreckt sich über eine Länge von etwa 600 km vom Atlantik über den Hohen Atlas bis an die Algerische Grenze im Süden Marokkos. Zirruswolken können zwischen 6 km bis 10 km ASL erkannt werden. Südlich des Hohen Atlas, dessen Topographie mit Hilfe des GLOBE-Höhenmodells [Hastings et al., 1999] dargestellt wurde, ist die Staubschicht zweigeteilt und zeigt eine wohl definierte Oberkante bei 4,5 km ASL. Die Trajektorienanalyse dieses Falls (nicht dargestellt) zeigt eine südliche Anströmung über dem Atlas in einer Höhe von 3,5 km ASL und eine nord, nordöstliche Anströmung unterhalb

von 1,5 km ASL über der Küste. Die während dieses Flugs beobachtete Land–See–Wind–Zirkulation weist eine Ausdehnung von etwa 300 km von der Atlantikküste bis zu den Bergen des Hohen Atlas auf. Durch diese Zirkulation, bei der Atlantikluft in der untersten Schicht nach Süden einströmt, wird zum einen der Saharastaub in einer Höhe von etwa 4 km ASL Richtung Norden transportiert. Zum anderen findet durch die Zirkulation auch eine Mischung der unterschiedlichen Luftmassen statt. Damit ist zu erwarten, dass sich auch die Teilcheneigenschaften verändern. Weil Lidar–Verhältnis und Aerosoldepolarisation charakteristische Größen sind, die nur von den Partikeleigenschaften, nicht aber von deren Konzentration abhängen, wird im Folgenden der Einfluss der unterschiedlichen Anströmung auf diese Größen untersucht.

Abbildung 4.11 zeigt die Messung der Aerosoldepolarisation und des Lidar–Verhältnisses während des Rückflugs Richtung Casablanca zwischen 04:12–04:29 UTC. Der Rückflug wurde dabei zur Auswertung des Lidar–Verhältnisses gewählt, da die geringere Flughöhe während dieses Flugabschnitts ein besseres Signal–Rauschverhältnis und damit eine höhere räumliche Auflösung ermöglicht. Wie sich anhand der Aerosolstruktur zeigt, bestand die Land–See–Wind–Zirkulation über die Dauer des gesamten Messflugs. Dabei zeigt sowohl die Aerosoldepolarisationsmessung als auch die Lidar–Verhältnis–Messung den Einfluss der Einströmung maritimer Luftmassen aus nördlicher Richtung durch Verringerung der Werte. Südlich des Atlas beträgt die Aerosoldepolarisation $\approx 30\%$ innerhalb der Staubschicht. Dagegen sind die Werte innerhalb der von Norden anströmenden Luftmassen drastisch reduziert. Sie betragen zwischen 17 % und 23 %. Das Lidar–Verhältnis zeigt südlich des Atlas eine zweigeteilte Schicht mit Werten von 41 sr in der oberen Schicht und 47 sr in der unteren. In den vom Atlantik kommenden Schichten im Norden reduzieren sich die Werte auf 25–30 sr, was durch das Mischen mit Seesalzaerosol zurückgeführt werden kann [Mona et al., 2006, Ansmann et al., 2001]. Die vertikale Variation südlich des Atlas kann durch das Vermischen verschiedenartiger Aerosoltypen nicht erklärt werden. Zum einen verhindert die Luftanströmung aus südlicher Richtung, dass Seesalzaerosol über den Hohen Atlas transportiert wird. Zum anderen stellt urbanes Aerosol wegen der geringen Bevölkerungsdichte im Süden Marokkos einen nur unwesentlichen Teil der Aerosolzusammensetzung dar. Die beobachtete vertikale Variation des Lidar–Verhältnisses könnte unter anderem auf eine unterschiedliche chemische Zusammensetzung zurückzuführen sein. Dazu wird im Folgenden das Lidar–Verhältnis und die Aerosoldepolarisation reinen Saharastaubs im Süden Marokkos in Zusammenhang mit möglichen Quellgebieten untersucht.

4.3.3 Lidar–Verhältnis und Depolarisationsmessungen

Abbildung 4.12 stellt die HSRL–Messungen des Lidar–Verhältnisses während SAMUM–1 im Vergleich mit den Ergebnissen der Raman–Lidar–Messungen des IFT dar. Es wurden dabei sechs direkte Überflüge über das Raman–Lidar in Ouarzazate ausgewertet. Der Vergleich zeigt sowohl Rotations–Raman und Vibrations–Raman–Messungen bei 532 nm als auch Vibrations–Raman–Messungen bei 355 nm. Die Messungen stellen jeweils den Mittelwert zwischen 2,5 km über Boden bis zur Oberkante der Staubschichten. Die untere Grenze wurde dabei so gewählt, dass vollständiger Überlapp von Transmitter– und Empfänger–

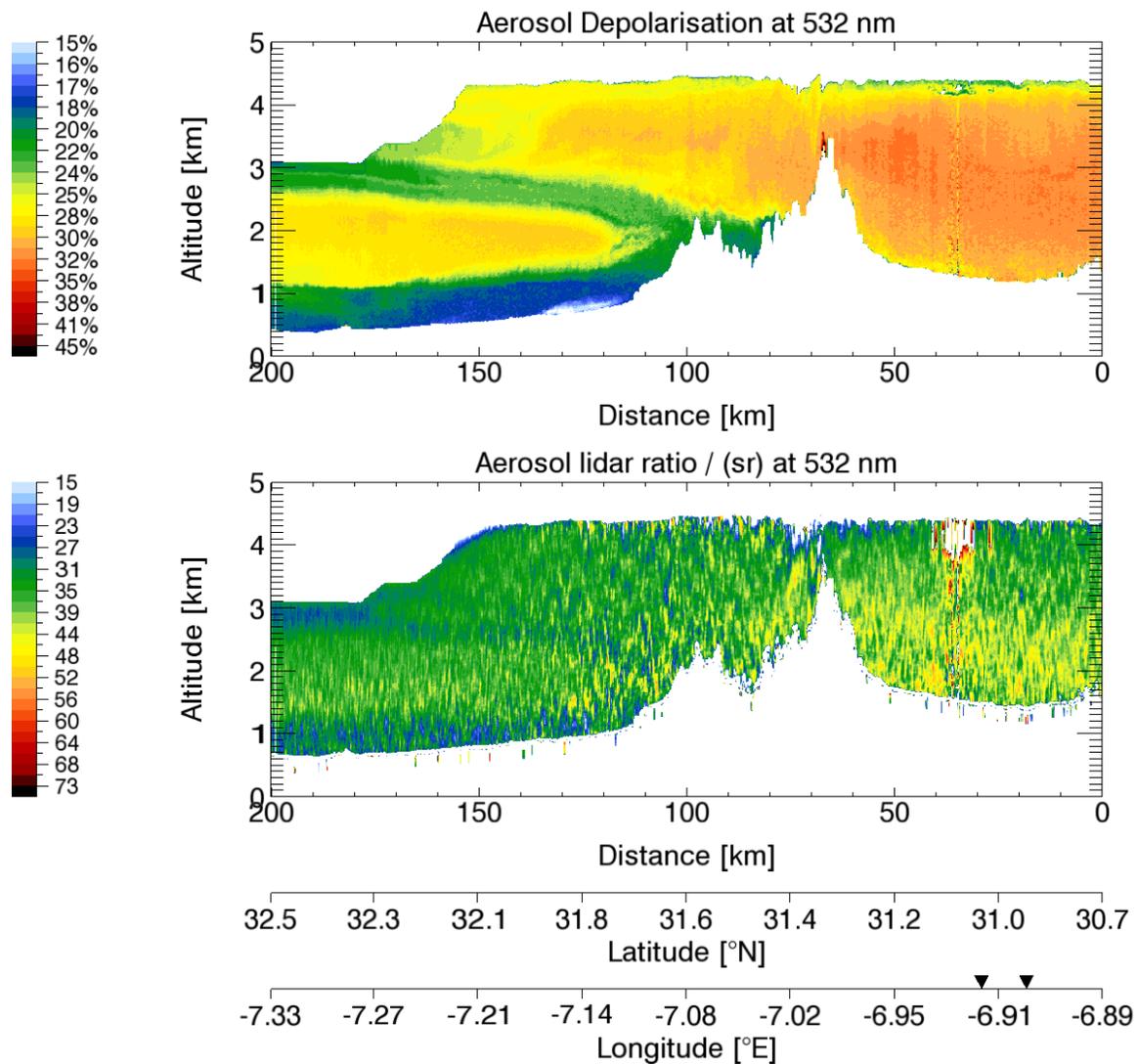


Abbildung 4.11: Aerosoldepolarisations- und Lidar-Verhältnis-Messung während RF6. Sowohl die Aerosoldepolarisationsmessung (obere Abbildung) als auch die Lidar-Verhältnis-Messung (untere Darstellung) zeigt den Einfluss der Einströmung maritimer Luftmassen aus nördlicher Richtung durch Verringerung der Werte.

Gesichtsfeld bei der Raman-Messung sichergestellt ist. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung der Messwerte an. Um die Messungen direkt vergleichen zu können, wurden die HSRL-Messungen im gleichen Höhenbereich gemittelt, die zeitliche Mittelungsdauer betrug dabei 2–3 Minuten. Die Raman-Lidar-Messungen zeigen eine Variabilität des

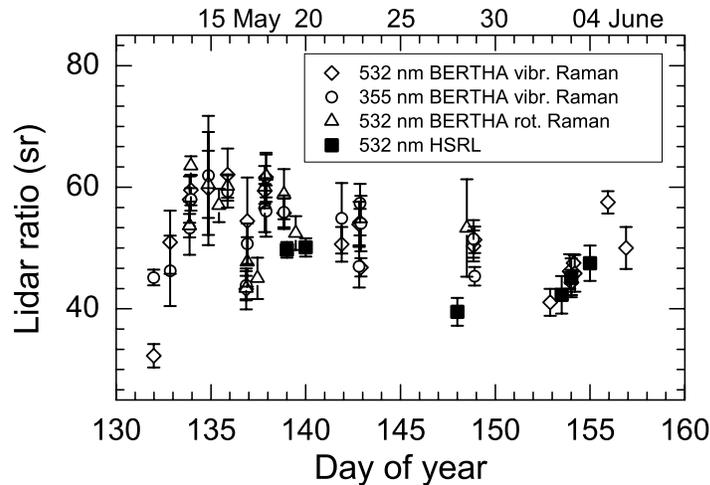


Abbildung 4.12: Vergleich von Raman-Lidar- und HSRL-Messungen des Lidar-Verhältnisses während SAMUM-1.

Lidar-Verhältnisses zwischen 40 sr und 60 sr während der Messperiode vom 12. Mai bis zum 6. Juni 2006. Relativ hohe Werte von 55 sr bis 60 sr wurden vorwiegend am Anfang des Messzeitraums bestimmt, in dessen zweiten Hälfte wurden Werte zwischen 40 sr und 50 sr gemessen. Abgesehen vom 28. Mai, an dem kein direkter Vergleich möglich war, stimmen die Werte der beiden unabhängigen Instrumente innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Im Folgenden wird anhand von drei Fällen gezeigt, wie sich das Profil des Lidar-Verhältnisses der gesamten Staubschicht in Abhängigkeit von der internen Struktur der Schicht, d.h. deren Zusammensetzung, aus unterschiedlichen Luftmassen verhält.

Abbildung 4.13 zeigt die gemessenen Lidar-Profile vom 19. Mai um 11:09 UTC über der Gegend von Ouarzazate. Dargestellt ist das Profil des Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten sowie das Lidar-Verhältnis und die Aerosoldepolarisation. Dabei geben die Fehlerbalken den statistischen 3- σ Fehler an. Der systematische Fehlerbereich der Messung ist grau unterlegt. Die Messung der Windanströmung und der potentiellen Temperatur erfolgte durch die meteorologische Messanlage der Falcon während des Abstiegs zwischen 11:12–12:12 UTC (vergl. Abbildung A.1). Der nahezu konstante Verlauf der potentiellen Temperatur über die gesamte Ausdehnung der Staubschicht weist auf eine turbulente und gut durchmischte Schicht zwischen Boden und 5 km ASL hin. Die starke Inversion der potentiellen Temperatur an der Oberkante der Staubschicht zeigt die stabile atmosphärische Schichtung in diesem Bereich. Das Profil der Windrichtung zeigt keine definierte Richtung der Windanströmung unterhalb 5 km ASL, was auf Turbulenz zurückzuführen ist. Erst

oberhalb der Staubschicht wird eine definierte Windanströmung aus westlicher Richtung gemessen. Durch zwei Flugabschnitte auf konstanter Höhe von 3,2 km und 4,9 km ist die Datendichte in den Profilen (e) und (f) höher als in anderen Punkten, so dass sich hier linienartige Strukturen zeigen. Wie zu erwarten, sind auch die Lidar–Profile im Fall guter Durchmischung nahezu konstant über die Höhe. Der mittlere Rückstreuoeffizient beträgt $0,002 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, der mittlere Extinktionskoeffizient $0,1 \text{ km}^{-1}$. Demzufolge ist auch das Profil des Lidar–Verhältnisses im Rahmen des Messfehlers vertikal konstant mit einem mittleren Wert von 50 sr. Die Aerosoldepolarisation zeigt einen mittleren Wert von 30 %.

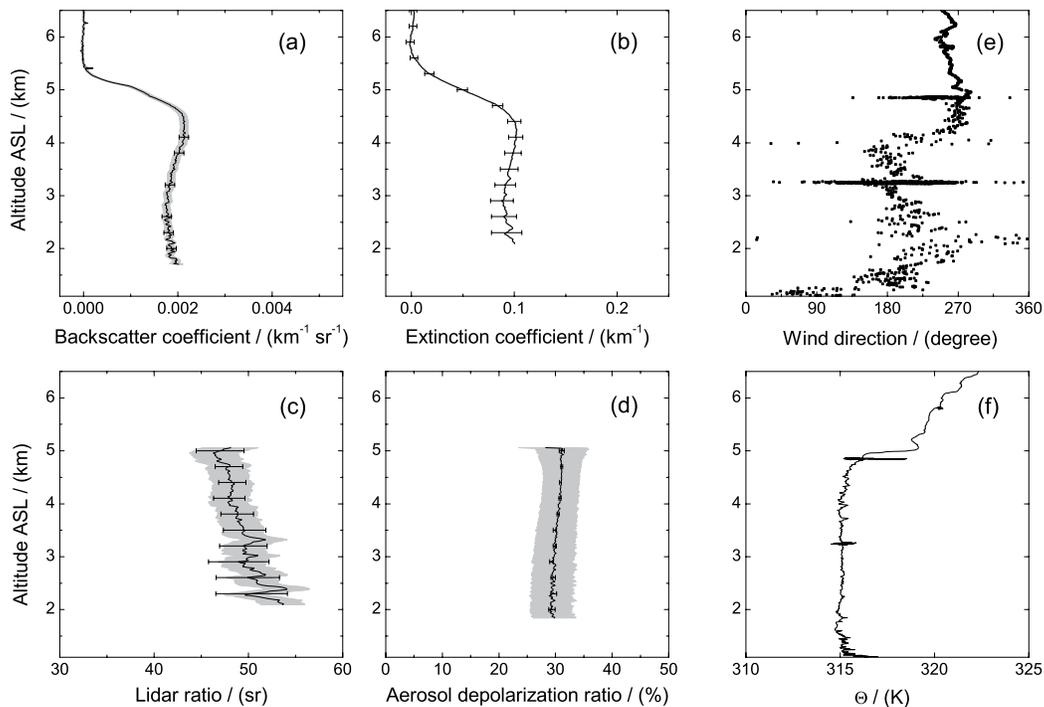


Abbildung 4.13: Aerosolrückstreuoeffizient (a), Extinktionskoeffizient (b), Lidar–Verhältnis (c) und Aerosoldepolarisation (d) gemessen am 19. Mai um 11:09 UTC über der Gegend von Ouarzazate. Der statistische 3-*sigma* Fehler ist durch die Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehlerbereich grau unterlegt. Der Mittelungszeitraum beträgt 284 s. Windanströmung (e) und potentielle Temperatur (f) wurden mit der Standard Falcon Messanlage während des Abstiegs um 11:12–12:12 UTC gemessen.

Im Vergleich zum Fall mit vertikal homogener Schichtung stellt Abbildung 4.14 die gemessenen Lidar–Profile vom 3. Juni um 07:40 UTC über Zagora dar. Das Profil des Rückstreuoeffizienten zeigt Werte von $0,002 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ innerhalb der oberen Schicht zwischen 3 km und 4,5 km ASL auf und $0,0045 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ in der unteren Schicht. Im Profil des

Lidar-Verhältnisses sind deutlich zwei Phasen zu erkennen, die sich signifikant unterscheiden. Die Werte betragen (40 ± 4) sr in der oberen Schicht und (48 ± 3) sr in der unteren. Das Profil der Aerosoldepolarisation zeigt Werte von (30 ± 4) % und oberhalb einer Höhe von 2,9 km ASL eine geringfügige Verringerung, die im Rahmen des Messfehlers nicht als signifikant anzusehen ist. Das entsprechende Profil der Windrichtung wurde beim Abstieg zwischen 08:02–08:44 UTC gemessen (vergl. Abbildung A.7) und zeigt drei unterschiedliche Schichten. Die unterste, vom Boden bis 1,5 km ASL reichende Schicht ist turbulent, was auf das Einsetzen von Konvektion zurückgeführt wird. Die von 1,5 km bis 2,7 km ASL reichende Schicht hat eine definierte Advektion aus südwestlicher Richtung. Die darüberliegende Schicht bis 4,2 km ASL ist durch eine leichte Windscherung abgegrenzt. Sie weist eine definierte süd-südwestliche Anströmung auf. Das Profil der potentiellen Temperatur zeigt die drei Schichten als jeweils stabil geschichtete Phasen mit jeweils nahezu konstanter potentieller Temperatur. Den Änderungen von Windanströmung und potentieller Temperatur entsprechen die zwei (oberen) Phasen des Lidar-Verhältnisses.

Abbildung 4.15 zeigt die gemessenen Lidar-Profile vom 4. Juni um 09:47 UTC über der Gegend von Ouarzazate. Die Signale wurden über eine Zeit von 97 s gemittelt. Das Rückstreuprofil zeigt eine ausgeprägte Staubschicht von 2,5 km bis 3,5 km ASL mit Werten von $0,0049 \text{ km}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Innerhalb dieser Schicht hat das Lidar-Verhältnis Werte von (42 ± 2) sr. Oberhalb zwischen 3,5 km und 4,5 km ASL steigen die Werte auf (49 ± 3) sr. Unterhalb zwischen Boden und 2,3 km ASL liegen die Werte bei (48 ± 3) sr. Das Profil der Aerosoldepolarisation zeigt bei einer Höhe von 3,5 km ASL eine geringfügige Verringerung auf und beträgt sonst (30 ± 4) %. Die Windanströmung und die potentielle Temperatur wurde während des Abstiegs zwischen 10:31–10:43 UTC bis zu einer minimalen Höhe von 2 km ASL gemessen (vergl. Abbildung A.8). Das Profil der Windrichtung zeigt zwischen 2 km und 3,5 km ASL eine schwach definierte Advektion aus südlicher Richtung. Darüber dreht der Wind über Westen auf eine nordwestliche Anströmung. Das Profil der potentiellen Temperatur zeigt einen nahezu konstanten Verlauf zwischen 2 km und 2,5 km und darüber eine monotone Zunahme.

4.3.4 Trajektorienanalysen

Um eine mögliche Abhängigkeit des Lidar-Verhältnisses von unterschiedlichen Quellgebieten des Saharastaubs zu untersuchen, wurden Rückwärtstrajektorien mit Hilfe des LAGRANTO (LAGRangian ANalysis TOol) Modells [Wernli and Davis, 1997] berechnet. Die Analysen dieses Modells haben eine Auflösung von $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ und 91 Höheninkrementen und sind für Zeitintervalle von 6 Stunden verfügbar. Die Zuordnung der Trajektorienursprünge erfolgt auf der Bestimmung möglicher Quellgebiete während SAMUM-1 durch eine kombinierte Analyse von Rückwärtstrajektorien, Windanalysen, Wetterkarten und Satellitenbildern [Rasp, 2007, Petzold et al., 2008]. Für die Bestimmung der Quellgebiete wurden ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecast) Windfelder, WMO (World Meteorological Organisation) Staubsturm Berichte und MSG (Meteosat 2nd Generation) Satelliten-Bildgebung verwendet. Dabei wurden die Trajektorien für 192 Stunden, also acht Tage, berechnet.

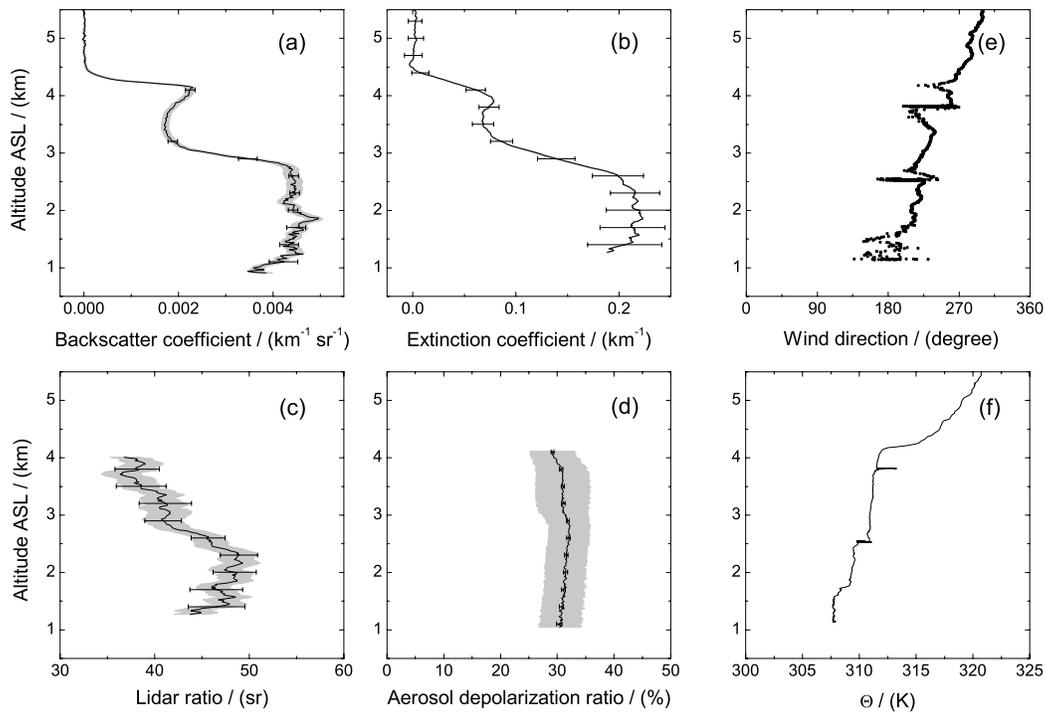


Abbildung 4.14: Aerosolrückstreukoeffizient (a), Extinktionskoeffizient (b), Lidar-Verhältnis (c) und Aerosoldepolarisation (d) gemessen am 3. Juni um 07:40 UTC über der Gegend von Zagora. Der statistische 3-*sigma* Fehler ist durch die Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehlerbereich grau unterlegt. Der Mittelungszeitraum beträgt 121 s. Windanströmung (e) und potentielle Temperatur (f) wurden mit der Standard Falcon Messanlage während des Abstiegs um 08:02–08:44 UTC gemessen.

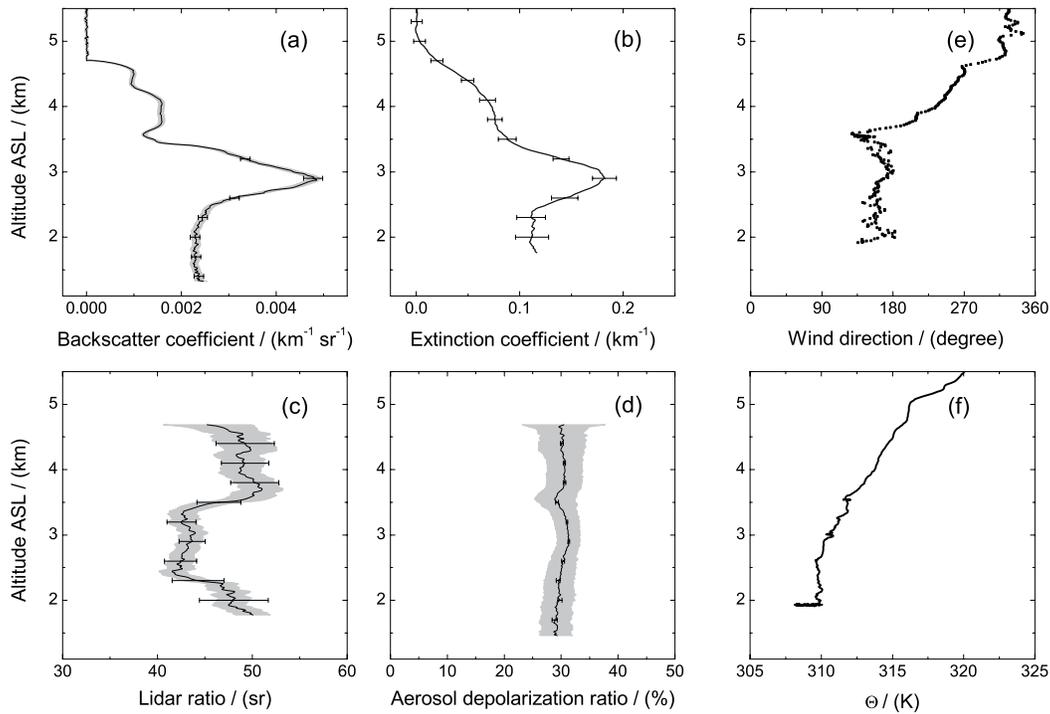


Abbildung 4.15: Aerosolrückstreukoeffizient (a), Extinktionskoeffizient (b), Lidar-Verhältnis (c) und Aerosoldepolarisation (d) gemessen am 4. Juni um 09:47 UTC über der Gegend von Ouarzazate. Der statistische 3-sigma Fehler ist durch die Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehlerbereich grau unterlegt. Der Mittelungszeitraum beträgt 97 s. Windanströmung (e) und potentielle Temperatur (f) wurden mit der Standard Falcon Messanlage während des Abstiegs um 10:31–10:43 UTC gemessen.

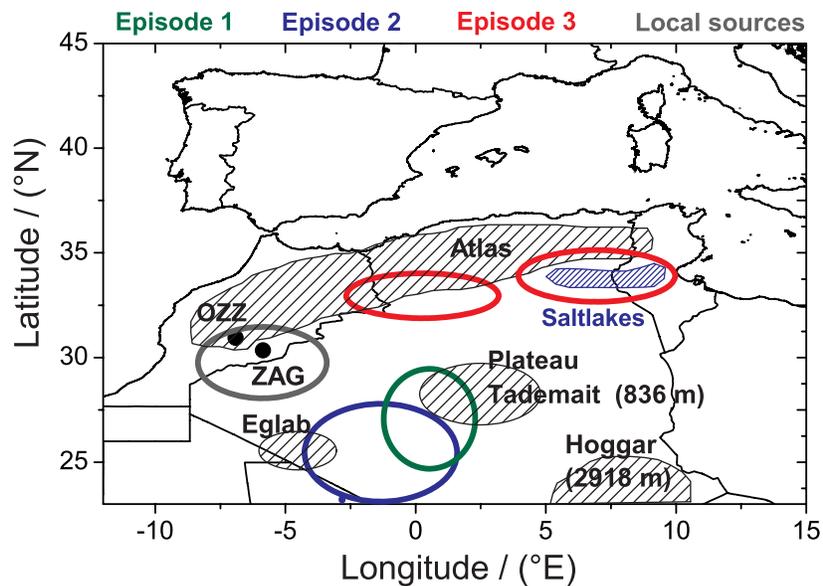


Abbildung 4.16: Quellgebiete des Saharastaubs während SAMUM-1. Hochgelegene Gebiete sind schraffiert dargestellt. Die Quellgebiete sind den jeweiligen Staubepisoden durch farbige Ellipsen zugeordnet. Die Bodélé-Absenkung liegt etwa 1300 km süd-östlich vom Hoggar-Gebirge. Die Quellgebiete wurden von Katharina Rasp und Dr. Andreas Petzold vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Physik der Atmosphäre bestimmt.

Systematische Fehler der Trajektorienauswertung ergeben sich in erster Linie durch die begrenzte zeitliche und räumliche Auflösung des Modells. Außerdem stellt das LAGRANTO Modell lediglich den zeitlichen und räumlichen Verlauf eines Luftpakets dar wobei für die Vertikalbewegung die Information aus den ECMWF-Windfeldern benutzt wird. Konvektion sowie auch Partikeltransport und –sedimentation wird bei diesem Modell nicht berücksichtigt. Die Beurteilung der Quellgebiete erfolgt also unter der Annahme, dass die Aerosolteilchen mit der jeweiligen horizontalen und vertikalen Geschwindigkeit der Luftpakete transportiert werden. Abbildung 4.16 stellt die Quellgebiete der Staubepisoden Episode 1, Episode 2 und Episode 3 während SAMUM-1 dar. Ein Gebiet wird dann als Quelle bezeichnet, wenn die Trajektorien in diesem Gebiet bodennah sind ($p > 880$ hPa), die Windgeschwindigkeit den Schwellwert von 5 m/s überschreiten und MSG-Bilder sowie WMO-Berichte Staubereignisse aufweisen.

Abbildung 4.17 zeigt das Ergebnis der Trajektorienanalyse für die Fälle des 19. Mai, 3. und 4. Juni 2006. Die Trajektorien starten an den Orten und zu den Zeiten der Lidar-Messung und laufen zeitlich rückwärts bis in die Quellregionen, in denen alle o.g. Bedingungen zum ersten Mal gleichzeitig erfüllt sind. In jedem Fall wurde die atmosphärische Säule vom Boden bis 6 km ASL in 22 logarithmisch gleichabständige Druckintervalle unterteilt, von denen jeweils eine 100-Stunden Rückwärtstrajektorie berechnet wurde. Die farbliche Einteilung erfolgte derart, dass Trajektorien gleicher Farbe an Orten mit gleichem Lidar-Verhältnis im gemessenen Profil enden. Cyan farbige Trajektorien bleiben in der freien Troposphäre und weisen jeweils keine Bodenberührung auf.

Wie zu erwarten zeigt sich im Fall der gut durchmischten Staubschicht vom 19. Mai (vergl. Abbildung 4.13) anhand der Trajektorien (Abbildung 4.17(a)) nur eine Anströmungsrichtung. Die Anströmung erfolgt in diesem Fall aus südöstlicher Richtung. Die Quellgebiete liegen in zentralen und östlichen Teilen Algeriens und zum Teil im westlichen Lybien. Die roten Trajektorien starten bei Drücken zwischen 810 hPa und 571 hPa (2–5 km ASL) und laufen etwa 70–100 Stunden.

Abbildung 4.17(b) stellt die Trajektorien für die Messung am 3. Juni dar, bei der eine deutliche Zweiteilung des Lidar-Verhältnis-Profiles festgestellt wurde (vergl. Abbildung 4.14). Es zeigt sich, dass die Anströmung innerhalb der Staubschicht in diesem Fall aus zwei verschiedenen Richtungen erfolgt. Die roten Trajektorien, die die Anströmung in niedrigen Höhen darstellen, starten bei Drücken zwischen 850 hPa bis 765 hPa (1,5–2,4 km ASL) und enden in den Tiefländern und Salzseen im nordöstlichen Teil Algeriens sowie in Tunesien. Der Druck- und Höhenbereich der Trajektorien korrespondiert genau mit dem unteren Teil des zweigeteilten Lidar-Verhältnis-Profiles. Die gelben Trajektorien starten bei Drücken von 749 hPa bis 672 hPa (2,5–3,4 km ASL) und enden im Westen in den Vorgebirgen des Hohen und des AntiAtlas sowie im Osten in den Vorgebirgen des Algerischen Saharaatlas.

Die Trajektorienanalyse für den 4. Juni ist in Abbildung 4.17(c) dargestellt. In diesem Fall wurden im Lidar-Verhältnis-Profil drei unterschiedliche Phasen beobachtet (vgl. Abbildung 4.15). Die orangenen Trajektorien stellen die Anströmung in der untersten Schicht dar. Sie starten bei Drücken von 880 hPa bis 777 hPa (1,2–2,2 km ASL) und enden größtenteils in den südlichen Vorgebirgen des Hohen Atlas. Die darüberliegenden gelben Trajektorien starten bei Drücken zwischen 761 hPa bis 670 hPa (2,4–3,4 km ASL), führen Richtung

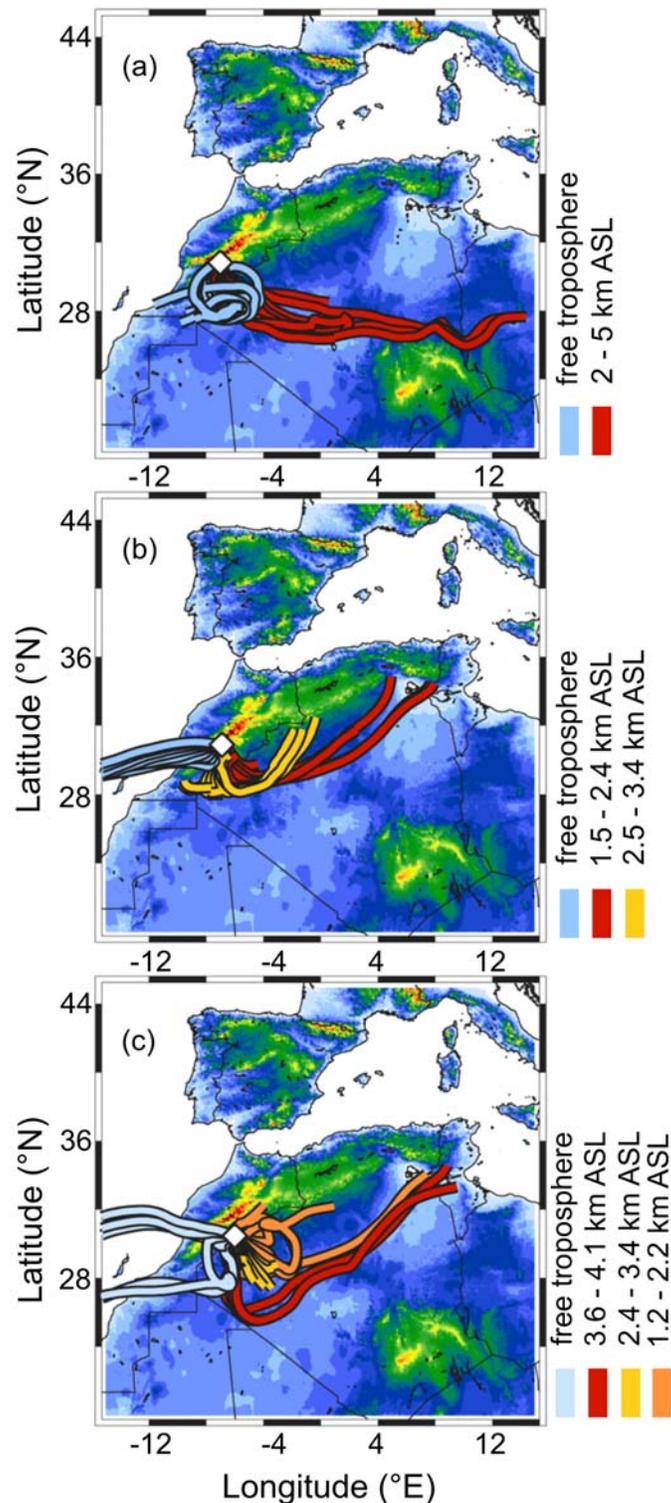


Abbildung 4.17: LAGRANTO-Trajektorien des 19. Mai (a), 3. Juni (b) und 4. Juni (c) 2006. Gleichfarbige Trajektorien enden an Stellen mit gleichem Lidar-Verhältnis im gemessenen Profil. Die Raute gibt den Ort der Messung an. Die Topographie wurde mit Hilfe des GLOBE-Modells dargestellt.

Süd–Ost und enden schon nach 10–24 Stunden im westlichen Algerien. Die obersten roten Trajektorien starten bei Drücken zwischen 655 hPa bis 614 hPa (3,6–4,1 km ASL) und laufen 80–100 Stunden, bis sie in den Quellregionen der Tiefländer und Salzseen im nordöstlichen Teil Algeriens sowie in Tunesien enden. Der Vergleich mit dem gemessenen Lidar–Verhältnis–Profil zeigt, dass die Höhenbereiche der unterschiedlichen Anströmungen den drei Phasen des Profils genau entsprechen.

4.4 Horizontale Variabilität der Aerosol–optischen Dicke

4.4.1 Bestimmung der Aerosol–optischen Dicke zwischen Flug–niveau und Boden

Das flugzeuggetragene HSRL ermöglicht die direkte Messung der Aerosol–optischen Dicke entlang der Flugstrecke, womit die horizontale Variabilität dieser Größe untersucht werden kann. Um aus den Lidar–Daten den Wert der Aerosol–optischen Dicke der gesamten atmosphärischen Säule zwischen Flugzeug und Erdoberfläche abzuleiten, werden jeweils die letzten drei Höheninkremente (*range bins*) über der Erdoberfläche ausgewertet.

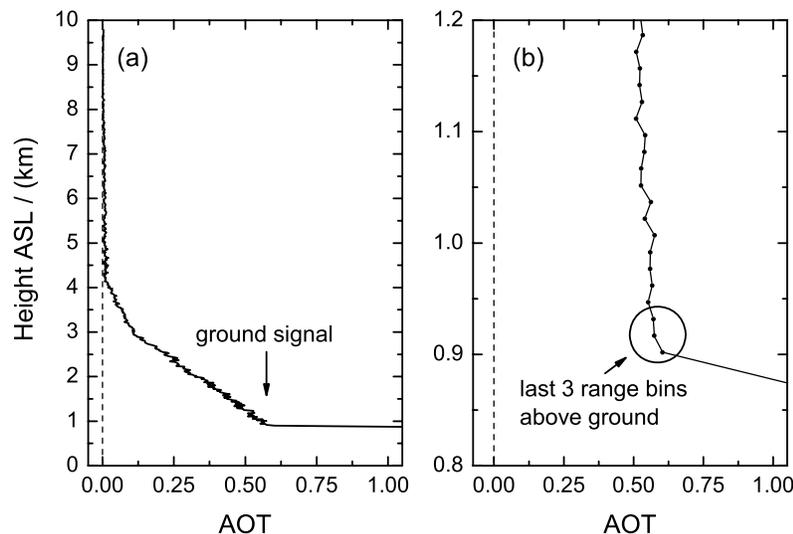


Abbildung 4.18: Bestimmung der horizontalen Variabilität der Aerosol–optischen Dicke. (a) Profil der Aerosol–optischen Dicke bei 532 nm, gemessen am 3. Juni 2006 um 08:01 UTC in der Nähe von Zagora. Das zeitliche Mittel beträgt 30 s, die vertikale Auflösung 15 m, die Aerosol optische Dicke 0,58 in Bodenhöhe. (b) Ausschnittsvergrößerung des Profils.

Abbildung 4.18 (a) zeigt ein Profil der Aerosol–optischen Dicke, das während des Messflugs RF7 am 3. Juni 2006 gemessen wurde. Die Mittelungsdauer beträgt in dem dargestellten Fall 30 s und die vertikale Auflösung 15 m. Das Bodensignal in einer Höhe von 0,91 km ASL ist deutlich zu erkennen. Um die Aerosol–optische Dicke der atmosphärischen Säule zwischen Flugzeug und Erdoberfläche aus den mit Rauschen behafteten Profilen zu erhalten, werden die letzten drei *range bins* über dem Boden gemittelt (siehe Ausschnittsvergrößerung in Abbildung 4.18 (b)). Die laterale Auflösung bzw. die Mittelungsdauer der einzelnen Profile wurde jeweils so gewählt, dass der relative statistische Fehler der Messung zwischen 5–10 % liegt.

Der horizontale Verlauf der Aerosol–optischen Dicke während eines Teils des Messflugs RF7 am 3. Juni ist in Abbildung 4.20 farbkodiert dargestellt. Auf diesem etwa 400 km langen Teil der Flugstrecke (vgl. Abbildung 3.28 (g)) flog die Falcon auf einer Höhe von 10,5 km ASL. Zur besseren Orientierung sind die Bodenstationen Ouarzazate und Zagora sowie die Topographie des Atlas Gebirges dargestellt. Deutlich ist eine Zunahme der Aerosol–optischen Dicke in den südöstlichen Teilen der Flugstrecke zu erkennen, wo die maximalen Werte 0,65 übersteigen.

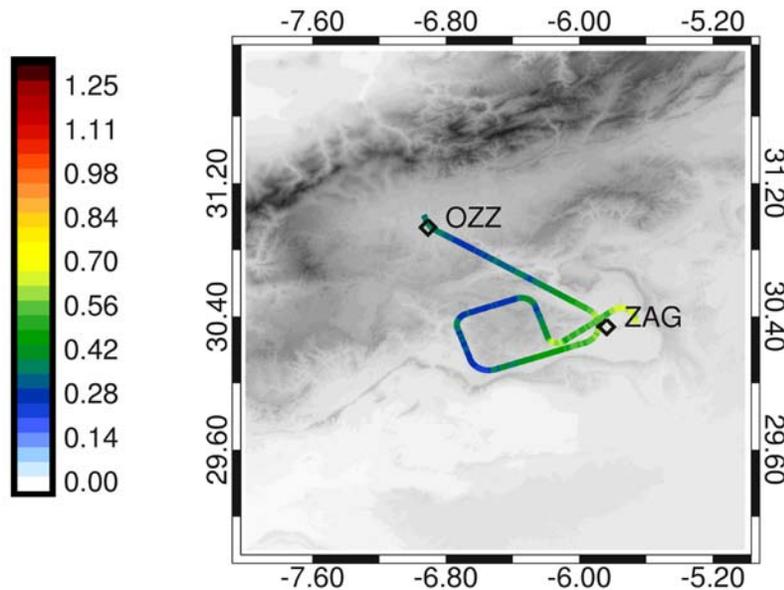


Abbildung 4.19: Horizontale Variabilität der Aerosol–optischen Dicke bei 532 nm südlich des Hohen Atlas Gebirges während Messflug RF7 am 3. Juni 2006 zwischen 07:33–08:05 UTC. OZZ: Ouarzazate, ZAG: Zagora.

Der Verlauf der Aerosol–optischen Dicke entlang der Flugstrecke ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die statistischen Fehlergrenzen der Messung sind grau unterlegt. Zusätzlich ist die Sonnenphotometermessung der Aerosol–optischen Dicke in Ouarzazate dargestellt. Die laterale Auflösung beträgt 2,4 km. Die Variation der Aerosol–optischen Dicke ist stark ausgeprägt mit Werten zwischen 0,23 und 0,66. HSRL– und Sonnenphotometermessung stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

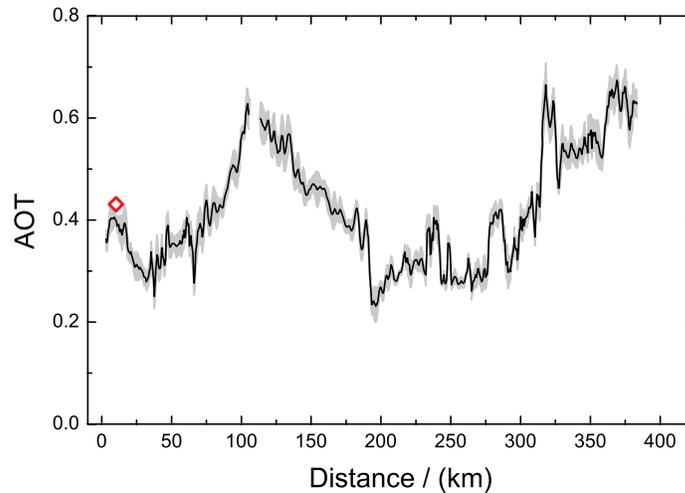


Abbildung 4.20: Aerosol-optische Dicke bei 532 nm entlang der Flugstrecke am 3. Juni 2006. Die laterale Auflösung beträgt 2,4 km. Die Raute stellt die Sonnenphotometermessung der Aerosol-optischen Dicke bei 500 nm in Ouarzazate dar.

4.4.2 Vergleich mit Satellitenmessungen

Die Messungen der Aerosol-optischen Dicke entlang der Flugstrecke von einigen hundert Kilometern auf relativ kurzen Zeitskalen eignen sich ausgezeichnet, um Satellitenmessungen der Aerosol-optischen Dicke während koordinierter Messflüge zu validieren. Während SAMUM-1 wurden drei Falcon Messflüge durchgeführt, die mit dem Terra-Satelliten der National Aeronautics and Space Administration (NASA) zeitlich und räumlich koordiniert wurden. Das Multi-angle Imaging Spectro-Radiometer (MISR) [Diner et al., 2007] an Bord des Terra-Satelliten misst passiv die Aerosol-optische Dicke in vier Spektralkanälen. Die Auswertung der Aerosol-optischen Dicke über Terrain mit hoher und variabler Albedo wie Wüstengebieten ist schwierig, aber in Betracht der Tatsache, dass der größte Teil des Mineralstaubs über eben solchen Gebieten emittiert wird, besonders wichtig. Im Folgenden werden die HSRL-Messungen der Aerosol-optischen Dicke denen von MISR für die drei Terra-Überflüge am 19. Mai, 28. Mai und 4. Juni 2006 gegenübergestellt.

Multi-angle Imaging Spectro-Radiometer (MISR)

Der Terra-Satellit wurde am 18. Dezember 1999 im Rahmen der NASA Earth Observing System (EOS) Mission in seine Umlaufbahn gebracht. Er umkreist die Erde innerhalb von 98,88 Minuten auf einem sonnensynchronen Orbit in einer Höhe von 705 km. Innerhalb von 16 Tagen werden die insgesamt 233 einzelnen Umlaufbahnen (*paths*) wiederholt. MISR an Bord des Terra-Satelliten detektiert das an der Erdoberfläche gestreute und reflektierte Sonnenlicht unter neun Betrachtungswinkeln (0° , $\pm 26,1^\circ$, $\pm 45,6^\circ$, $\pm 70,5^\circ$) und liefert

radiometrisch und geometrisch kalibrierte Bilder in vier Spektralkanälen (446 nm, 558 nm, 672 nm und 866 nm). Jede der neun Kameras verfügt über jeweils einen CCD (charged coupled device) Zeilen–Detektor in jedem Spektralkanal und fügt die Bilder der Erdoberfläche beim Überfliegen zeilenweise zusammen.

Die Auswertung der Aerosol–optischen Dicke basiert dabei auf der Änderung des Bildkontrastes in Abhängigkeit des Betrachtungswinkels. Die laterale Auflösung der Kameras beträgt 275 m (250 m für die Nadir–Kamera bei 0°) im lokalen Modus (*local mode*) und 1100 m im globalen Modus (*global mode*). Für die Auswertung der Aerosol–optischen Dicke durch Aufnahmen im lokalen Modus werden 256 Bildpunkte mit der vollen räumlichen Auflösung ausgewertet und zu einem mit $17,6 \text{ km} \times 17,6 \text{ km}$ breiten Bildpunkt zusammengefasst [Martonchik et al., 1998].

Abbildung 4.21 zeigt Level 2 Datenprodukte von MISR für den 4. Juni 2006. Das Farbbild zeigt Teile Algeriens, Marokkos und Spaniens auf dem etwa 360 km breiten und 2000 km langen Streifen der Aufnahme im globalen Modus. Allein über dem Hohen Atlas Gebirge sowie über der Straße von Gibraltar sind einige Wolkenfelder in dem sonst wolkenfreien Ausschnitt zu erkennen. Abbildung 4.21 (b) zeigt das durch stärkere Aerosolstreuung deutlich kontrastreduzierte RGB–Bild der um $70,5^\circ$ zurückblickenden Kamera. Die Stereohöhe ist in Abbildung 4.21 (C) dargestellt und gibt eine Wolkenhöhe über dem Atlas von 4 km bis 4,5 km an. Die Darstellung der Aerosol–optischen Dicke zeigt eine stark ausgeprägte Staubschicht südlich des Hohen Atlas mit maximalen Werten von > 1 im östlichen Teil des Bildausschnitts.

Abbildung 4.22 zeigt die Messung der Aerosol–optischen Dicke von MISR und HSRL am 19. Mai 2006. Die HSRL–Messung ist in der gleichen Farbkodierung dargestellt und zur besseren Unterscheidung durch eine weiße Linie von der MISR–Messung hervorgehoben. Die MISR–Messung zeigt Werte der Aerosol–optischen Dicke von 0,2–0,55 im Bereich der Falcon Flugstrecke. Die im nördlichen Teil der MISR–Messung vorhandenen Datenlücken kommen durch Bewölkung über dem Hohen Atlas zustande (vgl. Abbildung B.1 des Anhangs). Die MISR–Messung zeigt einen ausgeprägten Nord–Süd Gradienten der Aerosol–optischen Dicke mit einem Anstieg in südliche Richtung. Maximale Werte liegen dort bei 1,0–1,1. Im Bereich des Hohen Atlas verringert sich die Aerosol–optische Dicke auf 0,25–0,35. Nördlich davon steigen die Werte bis auf 0,7.

Zum quantitativen Vergleich stellt Abbildung 4.23 die HSRL–Messung zusammen mit den MISR–Werten entlang der zurückgelegten Flugstrecke dar. Wegen der unterschiedlichen Auflösung der Daten beider Instrumente wurden für jeden HSRL–Messwert die nächsten vier MISR–Bildpunkte bilinear interpoliert.

Die Abbildung zeigt die Messung zwischen 10:50–11:13 UTC auf einer Flugstrecke von etwa 300 km. Die laterale Auflösung der HSRL–Daten beträgt 3,0 km, die der MISR–Daten 17,6 km. Nördlich des Hohen Atlas (zurückgelegte Flugstrecke $< 70 \text{ km}$) liegen die Werte der Aerosol–optischen Dicke im Mittel bei $0,43 \pm 0,03$. Südlich davon variiert die Aerosol–optische Dicke zwischen 0,25–0,45 und beträgt im Mittel $0,32 \pm 0,03$. Der Einfluss der Topographie des Hohen Atlas bei der Flugstrecke von 100 km auf die Aerosol–optische Dicke ist durch den starken Abfall an dieser Stelle deutlich erkennbar. Die MISR–Werte liegen bis auf den Abschnitt über dem Hohen Atlas größtenteils in den Fehlergrenzen der

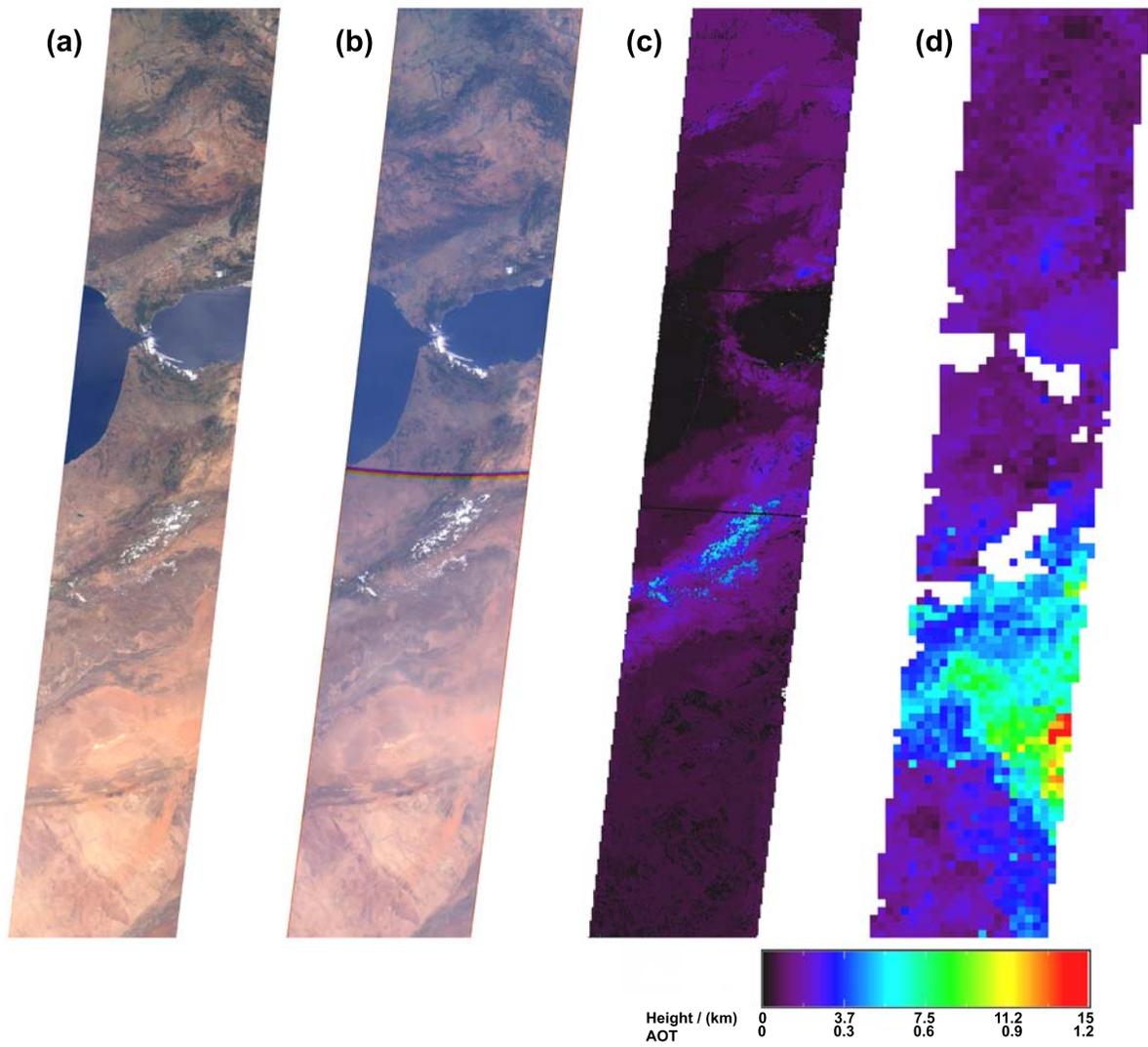


Abbildung 4.21: Nadir RGB Bild (a), 70.5° RGB Bild (b), Stereohöhe (c) und Aerosol-optische Dicke (d) von MISR während SAMUM-1 am 4. Juni 2006.

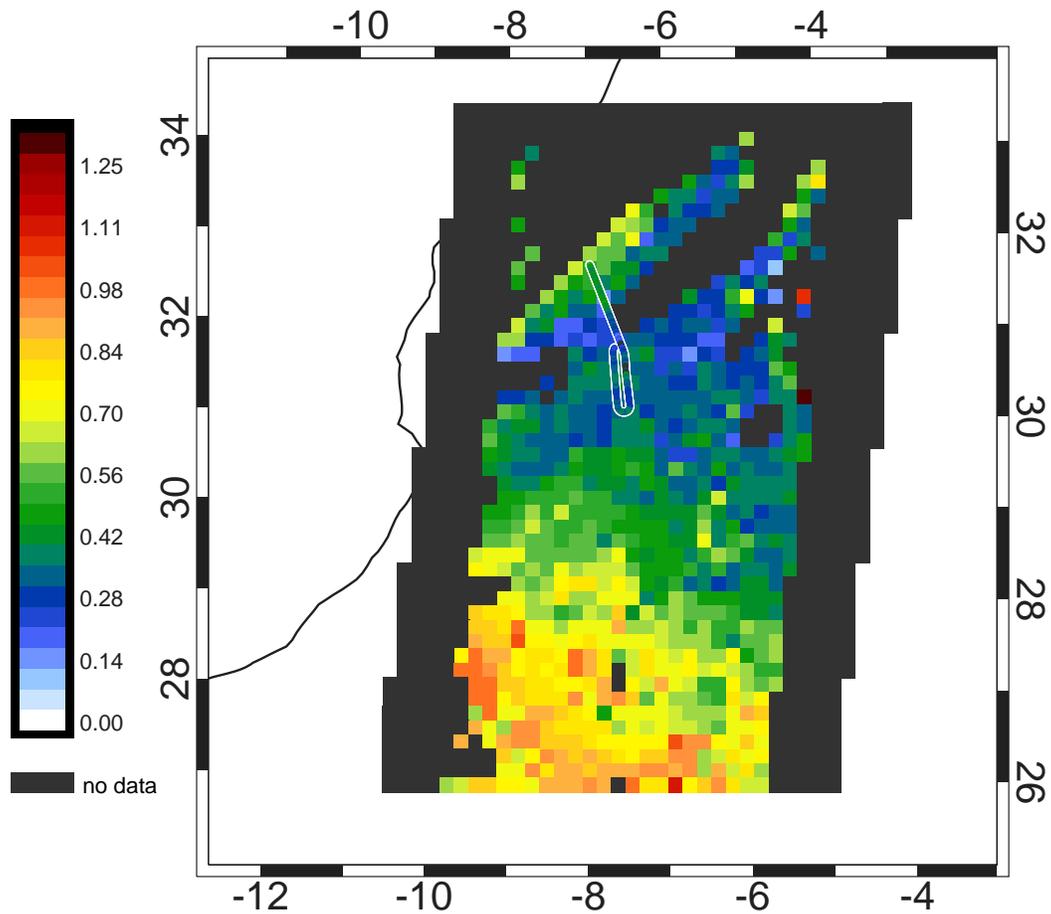


Abbildung 4.22: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 19. Mai 2006. Die HSRL-Messung ist durch eine weiße Linie hervorgehoben. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:11 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:50–11:13 UTC. MISR-Datensatz: RegBestEstimateSpectralOptDepth, green band, path 201, orbit 34136, blocks 64–69, level 2, version 19.

HSRL-Messung. Direkt nördlich der Gipfel des Atlas Gebirges, bzw. bei einer zurückgelegten Flugstrecke von 50–100 km, ergeben sich signifikante Abweichungen mit absoluten Abweichungen von bis zu 0,3. Der zusätzlich dargestellte Messwert des Sonnenphotometers bei 500 nm in Ouarzazate stimmt mit der HSRL-Messung überein.

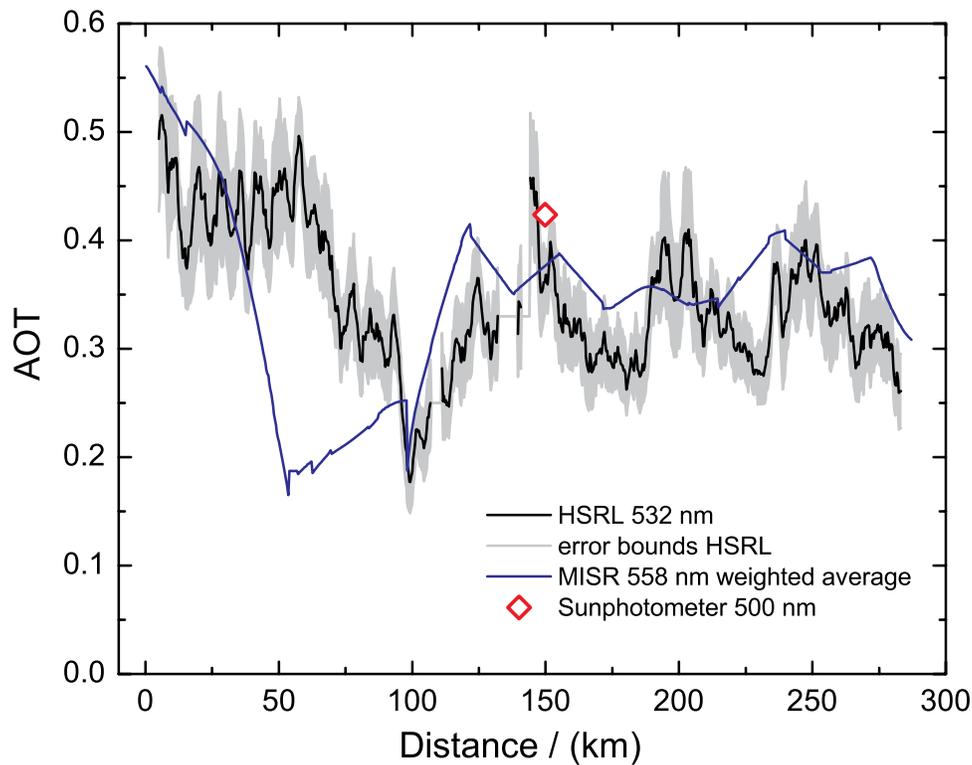


Abbildung 4.23: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 19. Mai 2006. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:11 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:50–11:13 UTC. Die MISR-Werte wurden bilinear interpoliert.

Abbildung 4.24 zeigt die Messung der Aerosol-optischen Dicke von MISR und HSRL am 28. Mai 2006. Die HSRL-Messung zeigt Werte der Aerosol-optischen Dicke von 0,3 mit geringer Variabilität. Die im südlichen Teil der MISR-Messung vermehrt vorhandenen Datenlücken kommen durch zunehmende Bewölkung in diesem Teil des Ausschnitts zustande (vgl. Abbildung B.2 des Anhangs). Im nördlichen Teil des Ausschnitts ist die Aerosol-optische Dicke im Vergleich zum 19. Mai geringer.

Abbildung 4.25 zeigt den direkten Vergleich von MISR- und HSRL-Messwerten entlang der zurückgelegten Flugstrecke. Auch für diesen Vergleich wurden die MISR-Daten wegen der unterschiedlichen Auflösung bilinear interpoliert. Der Zeitraum der HSRL-Messung erstreckte sich über 10:35–11:15 UTC, der MISR-Überflug war um 11:05 UTC. Die laterale Auflösung der etwa 430 km langen HSRL-Kurve beträgt 4,2 km. Der Durchschnitt

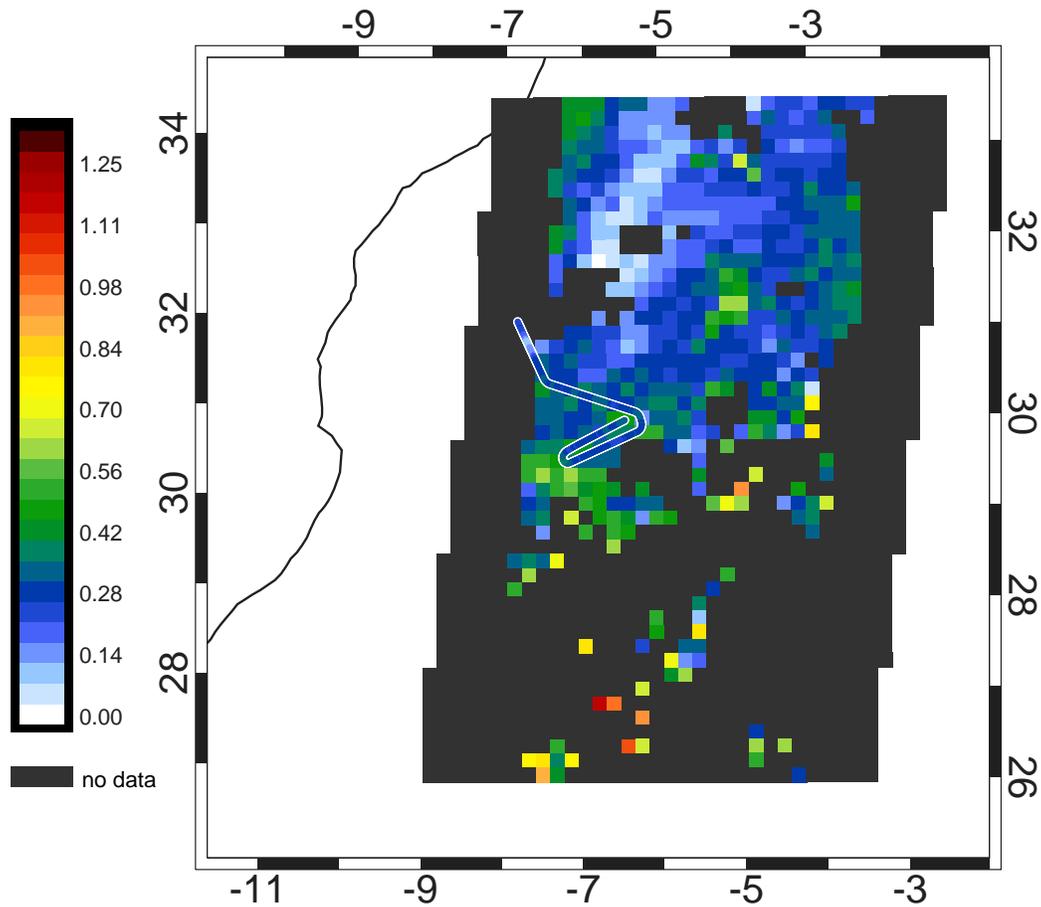


Abbildung 4.24: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 28. Mai 2006. Die HSRL-Messung ist durch eine weiße Linie hervorgehoben. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:05 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:35–11:13 UTC. MISR-Datensatz: RegBestEstimateSpectralOptDepth, green band, path 200, orbit 34267, blocks 64–69, level 2, version 19.

der HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke südlich des Atlas Gebirges, bzw. nach einer zurückgelegten Flugstrecke von 70 km, beträgt $0,29 \pm 0,02$. Bis zu einer zurückgelegten Flugstrecke von 200 km stimmen HSRL- und MISR-Messung im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Zwischen 200 km bis 400 km der Flugstrecke zeigt sich eine systematische Abweichung der beiden Instrumente von etwa 0,08 mit höheren Werten der MISR-Messung. Der zusätzlich dargestellte Messwert des Sonnenphotometers bei 500 nm in Ouarzazate stimmt mit der HSRL- und der MISR-Messung überein.

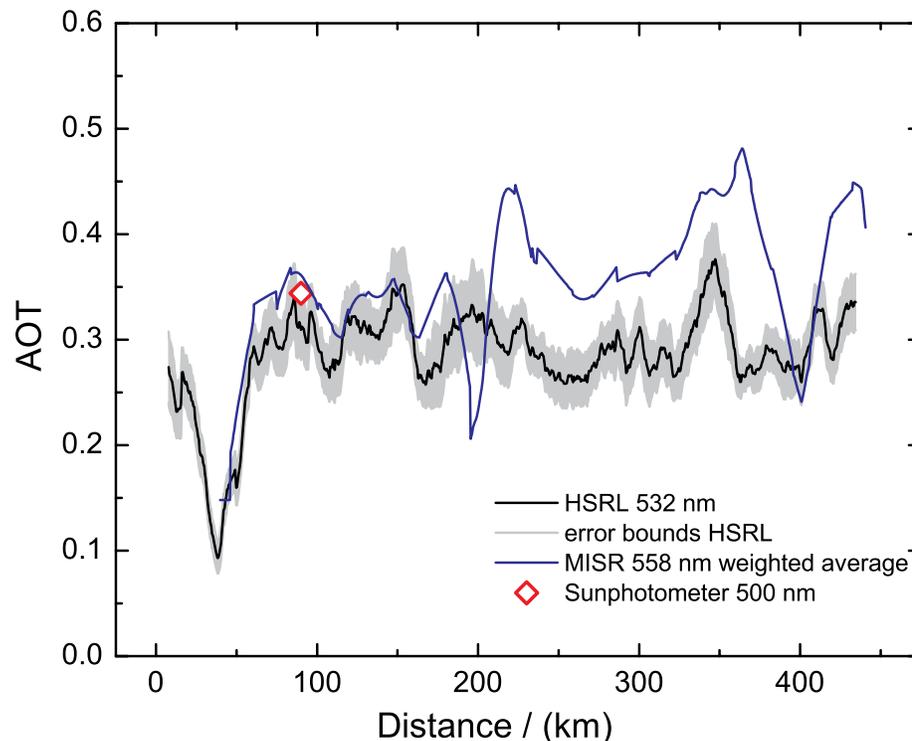


Abbildung 4.25: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 28. Mai 2006. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:05 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:35–11:13 UTC. Die MISR-Werte wurden bilinear interpoliert.

Abbildung 4.26 zeigt die Messung der Aerosol-optischen Dicke von MISR und HSRL am 4. Juni 2006. Die MISR-Messung zeigt eine ausgeprägte Staubbahn im südöstlichen Teil des Ausschnitts mit Werten der Aerosol-optischen Dicke von bis zu 1,2.

Abbildung 4.27 zeigt den direkten Vergleich von HSRL- und interpolierten MISR-Messwerten entlang der zurückgelegten Falcon Flugstrecke. Der Zeitraum der HSRL-Messung war von 10:47–11:24 UTC, der MISR-Überflug fand um 11:11 UTC statt. Die laterale Auflösung der etwa 420 km langen HSRL-Kurve beträgt 2,6 km. Es zeigt sich eine

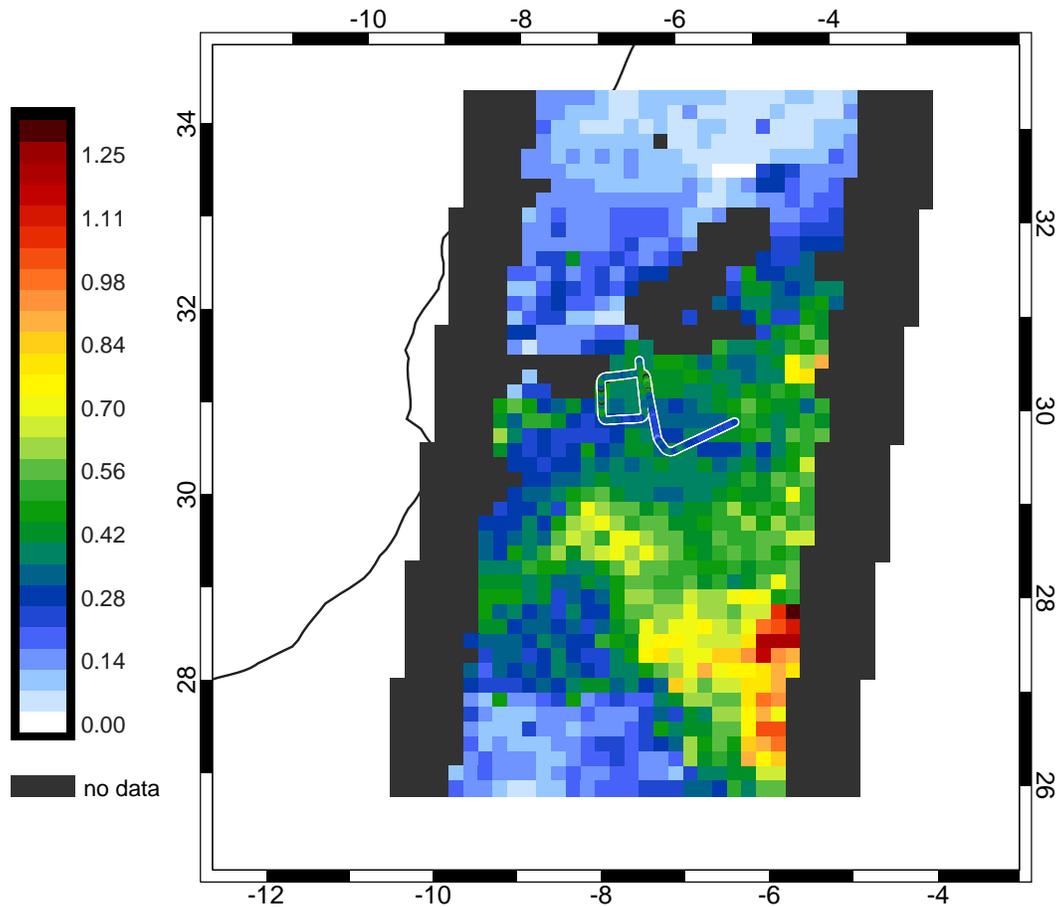


Abbildung 4.26: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 4. Juni 2006. Die HSRL-Messung ist durch eine weiße Linie hervorgehoben. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:11 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:47–11:24 UTC. MISR-Datensatz: RegBestEstimateSpectralOptDepth, green band, path 201, orbit 34369, blocks 64–69, level 2, version 19.

gute Korrelation zwischen HSRL- und MISR-Daten. Im letzten Teil der zurückgelegten Flugstrecke zeigt sich eine signifikante Abweichung von 0,15 mit höheren MISR-Werten. Der zusätzlich dargestellte Messwert des Sonnenphotometers bei 500 nm in Ouarzazate im vorderen Teil der Flugstrecke stimmt mit der HSRL-Messung im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

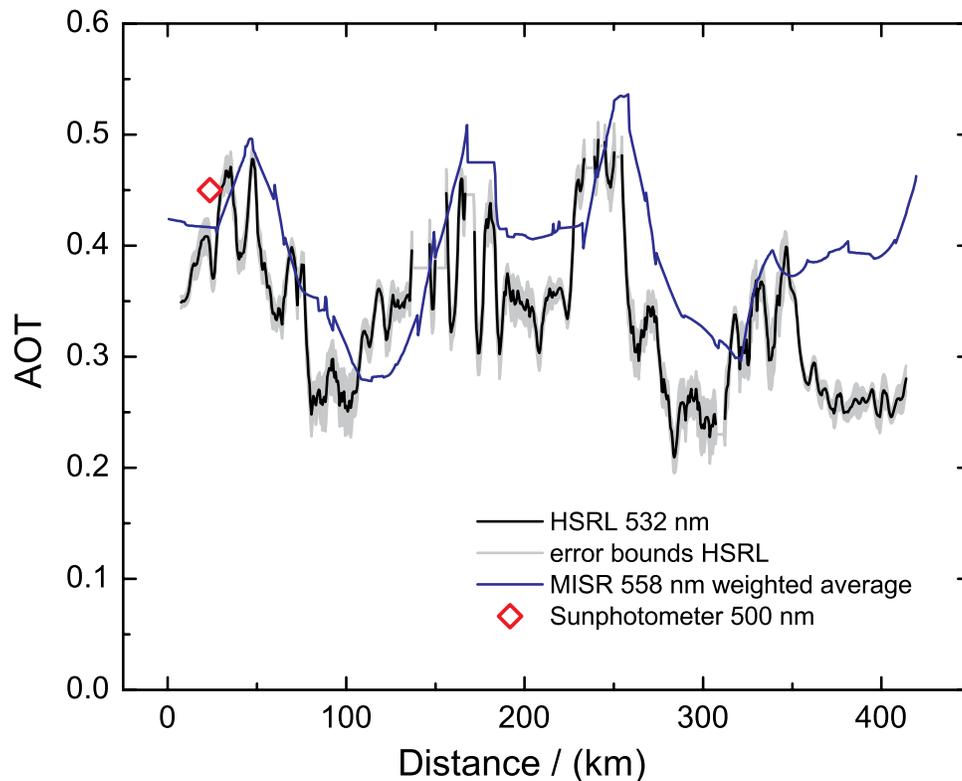


Abbildung 4.27: MISR- und HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke am 4. Juni 2006. Der Zeitpunkt der MISR-Messung war 11:11 UTC, der Zeitraum der HSRL-Messung 10:47–11:24 UTC. Die MISR-Werte wurden bilinear interpoliert.

Die drei dargestellten Fallstudien zeigen, dass die Messungen der Aerosol-optischen Dicke von MISR und HSRL über Marokko größtenteils im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Beim Vergleich muss die unterschiedliche räumliche Auflösung der Instrumente sowie auch der unterschiedliche geometrische Messbereich in Betracht gezogen werden. Der laterale Verlauf der Aerosol-optischen Dicke wird von beiden Instrumenten in etwa gleicher Weise wiedergegeben. Signifikante Abweichungen der Messergebnisse zeigen sich in zwei Fällen: Am 19. Mai im vorderen Drittel der Messung und am 4. Juni 2006 in der zweiten Hälfte. Gründe für die Abweichungen werden im folgenden Kapitel diskutiert.

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Messgenauigkeit und Validierung

Die HSRL-Messungen der Aerosolextinktions- und Rückstreukoeffizienten sowie der Depolarisation von Saharastaubaerosol über dem südlichen Teil Marokkos wurden in Kapitel 4 dargestellt. Die Fehleranalyse ergab, dass die Aerosolextinktion mit einem relativen systematischen Fehler von 3 % innerhalb der Staubschichten gemessen werden kann. Die spektrale Reinheit des Lasers beeinflusst dabei maßgeblich die Extinktionsmessung. Die Messung der Aerosolrückstreuung ist gegenüber der Depolarisationsmessung und der Abschätzung des Hintergrundaerosols am empfindlichsten. Der Rückstreukoeffizient wurde mit einer relativen systematischen Genauigkeit von 4–5 % innerhalb der Staubschichten bestimmt.

Die Validierung der HSRL-Messergebnisse mit bodengebundenen Sonnenphotometer- und Raman-Lidar-Messungen (vgl. Kapitel 4.2.1 und 4.2.1) zeigt, dass das HSRL mit unabhängigen und etablierten Methoden im Rahmen der Messungenauigkeit der verschiedenen Instrumente übereinstimmt. Beim Vergleich wurde deutlich, dass sich die atmosphärische Variabilität, d.h. die zeitliche und räumliche Änderung der beobachteten Aerosolstrukturen, signifikant auf die Übereinstimmung auswirkt. Deshalb wurden die verwendeten Mittelungszeiträume so kurz wie möglich gehalten.

Als einzige Annahmen beim Verfahren des spektral hochauflösenden Lidars fließen die Kenntnisse des atmosphärischen Temperaturprofils und der spektralen Verteilung der molekularen Rückstreuung als Funktion von atmosphärischen Temperatur- und Druckprofilen ein. Steht kein aktuell gemessenes Temperaturprofil zur Verfügung, muss ein Standardprofil für die Auswertung verwendet werden. Abweichungen des tatsächlichen Profils, beispielsweise durch Inversionen der Größenordnung von 3 K, führen dabei zu einem relativen Fehler von 1 % bei der Extinktionsmessung, bzw. zu einem relativen Fehler von 3 % bei der Rückstreuungsmessung.

Die Berechnung des molekularen Rückstreuenspektrums wurde in dieser Arbeit mit Hilfe des S6-Algorithmus von *Tenti et al.*, 1974, für reinen Stickstoff durchgeführt. Bislang liegt noch keine experimentelle Verifikation dieser Methode für die atmosphärische Gaszu-

sammensetzung vor. Wegen der Übereinstimmung der Modelldaten mit dem gemessenen Rückstreuungsspektrum reinen Stickstoffs wird es hier – unter Vernachlässigung möglicher Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Spezies der Luft – zur Simulation des Spektrums von Luft verwendet. Im Grenzfall des idealen Gases ist das Spektrum allein Doppler-verteilt und weist eine Gauß-förmige Verteilung der Rückstreuintensität auf.

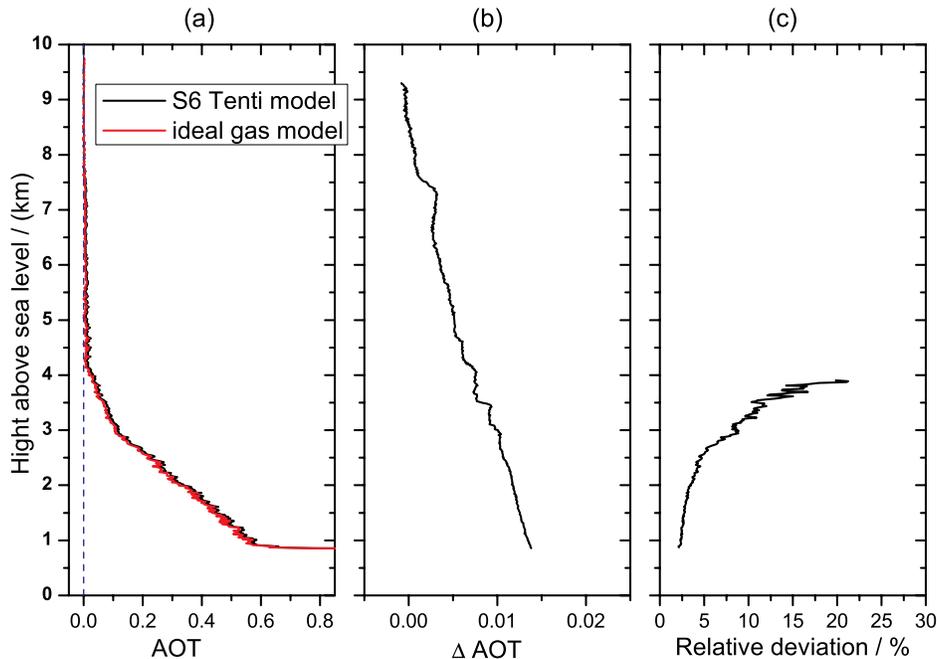


Abbildung 5.1: Auswertung der Aerosol-optischen Dicke am 3. Juni 2006 mit dem S6-Tenti Modell und unter Annahme eines idealen Gases (a), Abweichung beider Profile (b) und relative Abweichung bezogen auf das Tenti-Profil (c).

Abbildung 5.1 zeigt die Auswertung der Aerosol-optischen Dicke mit dem S6-Tenti Modell einerseits und andererseits unter Annahme eines idealen Gases. Das Profil wurde am 3. Juni 2006 in der Nähe von Ouarzazate gemessen. Die Auswertung mit Hilfe des S6-Tenti Modells zeigt eine geringfügig höhere optische Dicke. Die Abweichung am Boden beträgt absolut 0,015 und relativ 2,5 %. Die absolute Abweichung nimmt entsprechend des zunehmenden atmosphärischen Drucks zum Boden hin zu. In großer Höhe gleicht sich das Brillouin-verbreiterte S6 Spektrum dem Doppler-verteilteren Gauß-Spektrum an, und die Abweichungen beider Profile werden geringer. Die Auswirkung beider Modelle auf die Werte der Aerosolextinktion sind gering: Sie betragen weniger als 1 % vom Extinktionskoeffizienten. Die Messung des Rückstreuungskoeffizienten wird mit einer relativen Abweichung von etwa 3 % stärker beeinflusst. Damit ist diese Abweichung zwar vergleichbar mit dem systematischen Gesamtfehler der Rückstreuungsmessung, wird aber bei der Fehlerdiskussion nicht aufgeführt, weil die atmosphärische Gaskomposition unter troposphärischen Bedingungen

nicht als ideales Gas angesehen werden kann.

5.2 Lidar–Verhältnis und Depolarisationsmessungen

Die Messungen des Lidar–Verhältnisses während SAMUM–1 wurden im vorangegangenen Kapitel dargestellt. Zusammen mit den koordinierten Raman–Lidar–Messungen [Tesche et al., 2008] sind dies die bisher einzigen Messungen an reinem Saharastaub in unmittelbarer Nähe der Quellregionen und die einzigen flugzeuggetragenen bzw. großräumigen HSRL–Messungen. Es zeigt sich eine signifikante Variabilität des Lidar–Verhältnisses mit Werten zwischen 38 sr und 50 sr. Die Auswertung der Rückwärtstrajektorien zeigt, dass Staubschichten, die sich anhand ihres Lidar–Verhältnisses unterscheiden lassen, aus unterschiedlicher Richtung anströmen und aus unterschiedlichen Quellregionen stammen: Staub aus Zentral–Algerien und den Tiefländern sowie Salzseen im nordöstlichen Teil Algeriens und in Tunesien weist bei den Untersuchungen ein hohes Lidar–Verhältnis von (50 ± 4) sr auf, Staub aus lokalen Quellen dagegen ein niedriges von (41 ± 4) sr.

Das Verfahren zur Bestimmung der Quellgebiete gilt als zuverlässig [Petzold et al., 2008], und die damit während SAMUM–1 ermittelten Regionen wurden auch in anderen Studien als Quellgebiete identifiziert [Caquineau et al., 2002, D’Almeida, 1986, Bergametti et al., 1989]. *Caquineau et al.*, 2002, untersuchten in Staubproben das Verhältnis der relativen Häufigkeit von Illit und Kaolinit, zwei der im Saharastaub am häufigsten vorkommenden Schichtsilikate. Dieses Verhältnis wird nicht durch die verschiedenen Teilungsprozesse beeinflusst, die bei Emission und Ferntransport ablaufen, und bietet die Möglichkeit, unterschiedliche Staubquellen zu identifizieren [Caquineau et al., 1998]. Die Untersuchung ergab eine eindeutige Trennung der Quellen nach der chemischen Zusammensetzung. Somit ist davon auszugehen, dass auch die während SAMUM–1 identifizierten Quellgebiete Staub unterschiedlicher mineralogischer Zusammensetzung emittieren.

Im Fall der Messung am 3. Juni 2006 wurde außerdem die chemische Zusammensetzung des Aerosols in Bodenniveau und drei Höhenschichten über Zagora durch die Analyse von *in-situ* Proben untersucht [Kandler et al., 2008]. Bei der Auswertung der in den verschiedenen Flughöhen gesammelten Proben wurde eine deutliche Zweischichtstruktur festgestellt: In bodennahen Schichten um 2,2 km ASL wurde eine starke Erhöhung des Kalziumgehalts beobachtet, die in einer Höhe von 3,9 km ASL nicht feststellbar war. *Petzold et al.*, 2008, beobachteten eine signifikante Änderung des Ångström–Exponenten der Absorption in den *in-situ* Proben der beiden Schichten. Die vertikale Struktur des gemessenen Lidar–Verhältnisses am 3. Juni weist die gleiche Höheneinteilung auf. Die Variationen des Lidar–Verhältnisses werden daher in erster Linie auf die Anströmung des Staubs aus unterschiedlichen Quellgebieten und der damit verbundenen unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung des Aerosols zurückgeführt.

Der Einfluss der unterschiedlichen Größenverteilungen, die in verschiedenen Flughöhen gemessen wurden, sind dagegen gering. Prinzipiell sind zwar Variationen des Lidar–Verhältnisses durch unterschiedliche Größenverteilungen bei gleicher chemischer Beschaffenheit des Staubs möglich [Ferrare et al., 2001]. Die Simulationsrechnungen zeigen aber, dass der

Einfluss des imaginären Brechungsindex und damit der Einfluss der chemischen Zusammensetzung auf den Wert des Lidar–Verhältnisses größer ist als die Unterschiede der Aerosolgrößenverteilung, die bei den verschiedenen Flughöhen gemessen wurden [Wiegner et al., 2008]. Auch die Form der Partikel übt einen Einfluss auf das Lidar–Verhältnis aus, indem die Rückstreuungseffizienz asphärischer Partikel im Vergleich zu sphärischen deutlich reduziert wird [Mishchenko et al., 1996]. Hygroskopisches Aerosol kann durch Wasseraufnahme aus der Umgebungsluft quellen und damit seine Größenverteilung und sein Lidar–Verhältnis verändern [Ackermann, 1998]. Wasseraufnahme ist aber in dem hauptsächlich aus wasserunlöslichen Komponenten bestehenden Saharastaub nicht zu erwarten [Voss et al., 2001]. Eine gegenüber der Teilchenform empfindliche Messgröße ist das Depolarisationsverhältnis des Aerosols. Die Lidar–Messungen zeigen stets nahezu konstante Depolarisationsprofile. Daher kann davon ausgegangen werden, dass andere Aerosoltypen, die eine andere Teilchenform haben, keinen wesentlichen Beitrag zur Streuung liefern.

Die Charakterisierung des Saharastaubs anhand des Lidar–Verhältnisses basiert bisher vornehmlich auf Messungen in Europa. Langzeitstudien dazu wurden in Italien [Mona et al., 2006] und Griechenland durchgeführt [Balis et al., 2004, Amiridis et al., 2005]. Eine neuere Langzeitstudie von *Papayannis et al.*, 2008, trägt Lidar–Verhältnis–Messungen von 20 in Europa verteilten Stationen des europäischen Forschungsnetzwerks EARLINET [Schneider et al., 2000] zusammen. Tabelle 5.1 liefert einen Überblick der bisherigen Langzeitstudien und Fallstudien.

Bislang wurde der große Streubereich des außerhalb der Quellgebiete gemessenen Lidar–Verhältnisses auf die externe und interne Mischung mit anderen Aerosoltypen zurückgeführt [Papayannis et al., 2008]. Außerdem spielen die beim Transport des Aerosols ablaufenden Prozesse, die die Aerosolgrößenverteilung und die Zusammensetzung des Aerosols verändern können, eine wichtige Rolle [Liu et al., 2008]. *Mona et al.*, 2006, haben eine drei-modale Häufigkeitsverteilung des Lidar–Verhältnisses mit Maxima bei 22 sr, 37 sr und 57 sr bestimmt. Dabei wird das Maximum bei 22 sr auf die Mischung von Saharastaub mit maritimem Aerosol zurückgeführt und das bei 57 sr auf die Mischung mit anderen Aerosoltypen der planetaren Grenzschicht. Die Werte, die im Zentrum der Staubinvasionen gemessen wurden, werden dabei als repräsentativ für Saharastaub angesehen und betragen (37 ± 13) sr. *Amiridis et al.*, 2005, messen Lidar–Verhältnisse von (40 ± 16) sr und (57 ± 29) sr in Staubschichten, die aus dem östlichen Teil und dem zentralen Teil der Sahelzone angeströmt werden. Die Werte gelten dabei jeweils für die freie Troposphäre. Das Lidar–Verhältnis der Grenzschicht ist wegen der Mischung mit urbanem Aerosol stets erhöht. *Papayannis et al.*, 2008, geben einen Streubereich der Lidar–Verhältnis–Messungen von 40 sr bis 90 sr für Aerosolschichten oberhalb 2,5 km ASL an. Die mit den HSRL–Messungen während SAMUM–1 koordinierten Messungen in Ouarzazate [Tesche et al., 2008] geben vertikale Mittelwerte der Staubschichten zwischen 2,5 km über dem Boden bis zur Schichtoberkante von (55 ± 13) sr an.

Die HSRL–Messungen über Marokko nahe der Staubquellen implizieren eine natürliche Variabilität, die vor allem der unterschiedlichen Herkunft des Mineralstaubs zugeschrieben wird. Einflüsse von anderen Aerosoltypen auf die Werte des Lidar–Verhältnis und der Aerosoldepolarisation können nördlich des Hohen Atlas Gebirges deutlich erkannt werden.

Tabelle 5.1: Messungen des Lidar–Verhältnisses von Saharastaub über verschiedenen Orten Europas, den Kanaren und dem Atlantischen Ozean.

Lidar– Verhältnis	Ort	System	Bemerkung	Autor
(37 ± 10) sr	Teneriffa, Kanaren	MPL [†] , 532 nm	1 Fallstudie, Juli 1997	[Welton et al., 2000]
(35 ± 5) sr	Teneriffa, Kanaren	M–MPL [‡] , 532 nm	1 Fallstudie, Juli 1997	[Powell et al., 2000]
(41 ± 8) sr	Nordatlantik, 15.5°N–8°N	MPL [†] , 532 nm	Fallstudien, Mai 1999	[Voss et al., 2001]
(50–80) sr	Leipzig, Deutschland	Raman, 355 nm, 532 nm	2 Fallstudien, Aug., Okt. 2001	[Mattis et al., 2002] [Müller et al., 2003]
(53 ± 10) sr	Lecce, Italien	Raman, 351 nm	2 Fallstudien, Mai 2001	[de Tomasi et al., 2003]
(51 ± 24) sr	Thessaloniki, Griechenland	Raman, 355 nm	12 Fallstudien über 18 Monate	[Balis et al., 2004]
(57 ± 28) sr	Thessaloniki, Griechenland	Raman, 355 nm	Studie über 4 Jahre	[Amiridis et al., 2005]
(38 ± 15) sr	Potenza, Italien	Raman, 355 nm	Klimatologie über 3 Jahre	[Mona et al., 2006]
(40 – 90) sr	Europa, EARLINET [‡]	Raman, 355 nm, 351 nm	Studie über 32 Monate	[Papayannis et al., 2008]
(55 ± 13) sr	Ouarzazate, Marokko	Raman, 355 nm, 532 nm	Studie über 2 Monate	[Tesche et al., 2008]
(46 ± 9) sr	Golf von Mexiko	HSRL, 532 nm	1 Fallstudie, August 2006	[Liu et al., 2008]

[†]MPL: Micro Pulse Lidar, Rückstreu–Lidar bei 532 nm kalibriert mit Sonnenphotometermessung.

[‡]M–MPL: Multi angle–Micro Pulse Lidar, unter verschiedenen Elevationswinkeln messendes Rückstreu–Lidar. [‡]EARLINET: European Aerosol Research Lidar Network.

Die beobachtete Verringerung beider Größen kann dort durch die externe Mischung mit Seesalz–Aerosol erklärt werden [Sakai et al., 1999, Ansmann et al., 2001]. Einflüsse von anderen Aerosoltypen und Prozessen, die während des Transports ablaufen und die Teilcheneigenschaften ändern, sind südlich des Atlas gegenüber der natürlichen Variabilität vernachlässigbar. Die Tatsache, dass das Lidar–Verhältnis von reinem Saharastaub nahe der Quellregionen schon um mehr als 15 sr bzw. um mehr als 30 % schwankt, erklärt den großen Streubereich der Literaturwerte. Die Angabe eines durchschnittlichen Lidar–Verhältnisses von Saharastaub ist aus diesem Grund nicht sinnvoll.

Die Depolarisations– und Lidar–Verhältnis–Messungen während SAMUM–1 dienen als Maßstab zur Beurteilung von Modellen, die zur Berechnung der Streueigenschaften der Teilchen verwendet werden. Wegen der unmittelbaren Nähe zu den Quellgebieten können Abweichungen der Modellergebnisse von den Messungen nicht durch anthropogene Einflüsse, Ferntransport oder durch Mischungen mit anderen Aerosoltypen erklärt werden. Der Wert des Rückstreuoeffizienten der Teilchen ist stark von der Teilchenform abhängig. Abweichungen von Mie–Modellen, die ausschließlich sphärische Teilchen berücksichtigen, werden zwangsläufig erwartet. Aber auch Modelle, die die unregelmäßige Teilchenform des Mineralstaubs durch Spheroide annähern, können die gemessenen Streueigenschaften noch nicht exakt wiedergeben. Ein detaillierter Vergleich von Modellergebnissen und SAMUM–1 Lidar–Messungen wird von *Wiegner et al.*, 2008 präsentiert.

5.3 Topographischer Einfluss auf die Aerosol–optische Dicke

Die direkte Messung der Aerosol–optischen Dicke zusammen mit der Bestimmung der Staubschichtdicke ermöglicht eine genauere Untersuchung der horizontalen Variabilität der Aerosol–optischen Dicke. Die teilweise hohen horizontalen Variationen der Aerosol–optischen Dicke, die im vorangegangenen Kapitel dargestellt wurden, können auf den Einfluss der Topographie hin untersucht werden. Dabei wird unter dem topographischen Einfluss die Änderung der Staubschichtdicke und damit der Aerosol–optischen Dicke verstanden. Wird der horizontale Verlauf der Aerosol–optischen Dicke auf die Schichtdicke bezogen und zeigt keine Variabilität, kann gefolgert werden, dass die Konzentration der Staubteilchen in der Schicht konstant ist. Die Division der Aerosol–optischen Dicke durch die Schichtdicke führt zu einem mittleren Extinktionskoeffizienten.

Abbildung 5.2(a) stellt die Topographie des Atlas Gebirges während der Messung der Aerosol–optischen Dicke dar. Die Gipfel des Atlas erreichen eine Höhe von etwa 3 km. Der direkte Vergleich mit der gemessenen Aerosol–optischen Dicke (Abbildung 5.2(b)) illustriert den Einfluss der variablen Dicke der Staubschicht auf deren Aerosol–optische Dicke. Dieser Einfluss wird nahezu vollständig mit der Division durch die Schichtdicke eliminiert. Die auf die Schichtdicke bezogene Aerosol–optische Dicke ist in der unteren Kurve der Abbildung dargestellt und zeigt nur noch geringfügige laterale Variationen. Sie beträgt $(0,08 \pm 0,007) \text{ km}^{-1}$ und stimmt mit dem Extinktionskoeffizienten des Lidar–Profils in Abbildung 4.13(b) überein. Die geringe Standardabweichung weist auf eine gut durchmischte Schicht hin.

Abbildung 5.3 stellt diesen Sachverhalt für die heterogene Schichtung am 4. Juni dar. Die auf die Schichtdicke bezogene Aerosol-optische Dicke beträgt in diesem Fall $(0,09 \pm 0,02) \text{ km}^{-1}$. Es zeigt sich aber, dass der topographische Einfluss für die Variabilität der Aerosol-optischen Dicke nicht allein verantwortlich ist. Die bestehende Variabilität der auf die Schichtdicke bezogenen Aerosol-optischen Dicke wird in diesem Fall auf die Advektion der Staubfahne aus südlicher Richtung zurückgeführt.

5.4 Vergleich der Lidar- und MISR-Messungen

Beim direkten Vergleich der HSRL-Messung der Aerosol-optischen Dicke und den bilinear interpolierten MISR-Werten zeigt sich größtenteils eine Übereinstimmung beider Messergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen. In zwei Fällen weichen die Ergebnisse jedoch signifikant voneinander ab: zum einen auf der Flugstrecke direkt über dem Hohen Atlas (vgl. Abbildung 4.23) und zum anderen auf einer Flugstrecke südlich von Zagora (vgl. Abbildung 4.25).

Die Abweichung der Messung am 19. Mai 2006 (Abbildung 4.23) tritt direkt nördlich der Gipfel des Atlas Gebirges bzw. bei einer zurückgelegten Flugstrecke von 50 km bis 100 km auf. Sie kann damit erklärt werden, dass sich die Topographie auf kurzen lateralen Entfernungen drastisch ändert. Die Auswertelgorithmen zur Ableitung der Aerosol-optischen Dicke aus MISR-Messungen setzten jedoch eine homogene atmosphärische Säule gleicher Höhe innerhalb der lateralen Auflösung voraus [Kahn, 2008]. Die Variationen der Topographie direkt über den Gipfeln des Hohen Atlas Gebirges verletzen eine solche Voraussetzung, womit es zu fehlerhaften Angaben kommt. Außerdem können die Unterschiede in der räumlichen Auflösung beider Instrumente Abweichungen erklären. Es zeigt sich durch die Untersuchung der lateralen Variabilität, dass sich die Aerosol-optische Dicke bereits auf Skalen von 10 km signifikant ändern kann (vgl. Abbildungen 5.2 und 5.3).

Die Abweichung der Messung am 28. Mai 2006 (Abbildung 4.25) im südlichen Teil der Flugstrecke kann durch das Auftreten von hoher Zirrusbewölkung erklärt werden, deren optische Dicke zwar mit dem Satelliteninstrument jedoch nicht mit dem flugzeuggetragenen HSRL erfasst wurde, weil es unterhalb der Zirren flog. Während des Messflugs wurde von dem in Zagora betriebenen Lidar Zirrusbewölkung in 10 km bis 11 km ASL beobachtet [Heese, 2008]. Abbildung 5.4 stellt die Messung des bodengebundenen Raman-Lidars zwischen 11:30–12:00 UTC dar. Die Messung wurde mit der Inversionsmethode nach *Klett*, 1981, ausgewertet, da eine direkte Messung der Extinktion zu dieser Tageszeit mit dem Raman-Lidar nicht möglich war.

Deutlich ist die Signatur der Zirruswolke in einer Höhe zwischen 10 km bis 11 km ASL zu erkennen. Die optische Dicke der Wolke in diesem Höheninkrement beträgt 0,06. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Abweichungen der HSRL- und MISR-Messung. Die Flughöhe der Falcon betrug während dieses Flugabschnitts 9 km ASL. Der Zirrus konnte insofern nicht mit dem HSRL beobachtet werden. Die Satellitenaufnahme (vgl. Abbildung B.2(a)) zeigt eine Zunahme des Bewölkungsgrades südwestlich von Zagora. Wolkenfelder können von den MISR-Algorithmen erst ab einer optischen Dicke von 0,3 wirksam und verlässlich

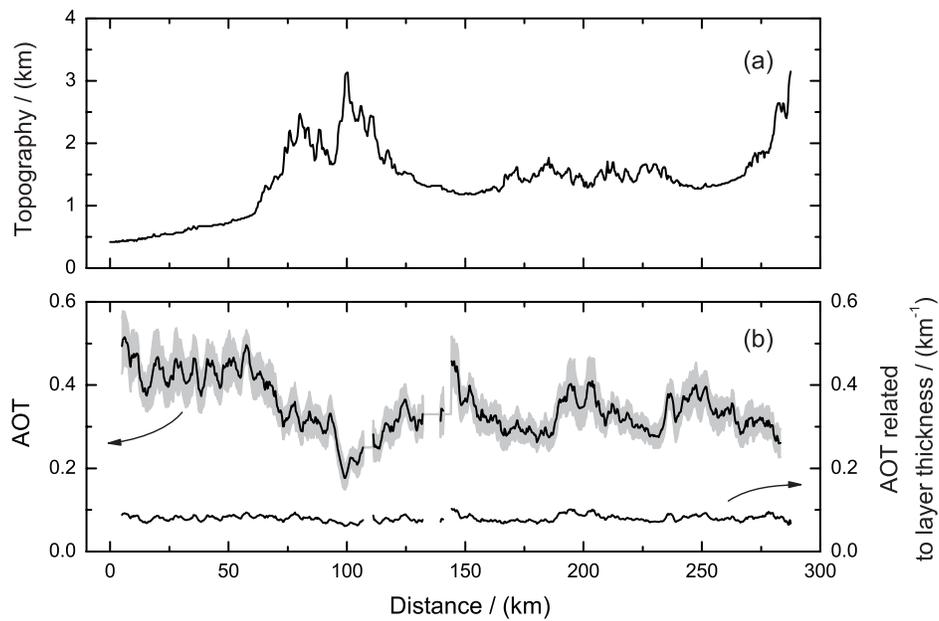


Abbildung 5.2: Topographie (a) und auf die Staubschichtdicke bezogene Aerosoloptische Dicke (b) am 19. Mai 2006.

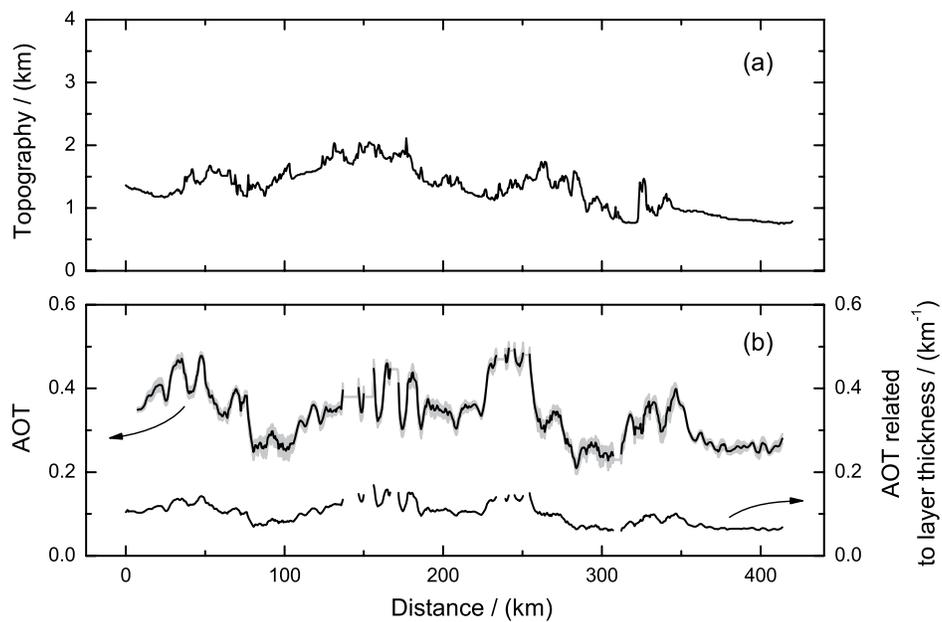


Abbildung 5.3: Topographie (a) und auf die Staubschichtdicke bezogene Aerosoloptische Dicke (b) am 4. Juni 2006.

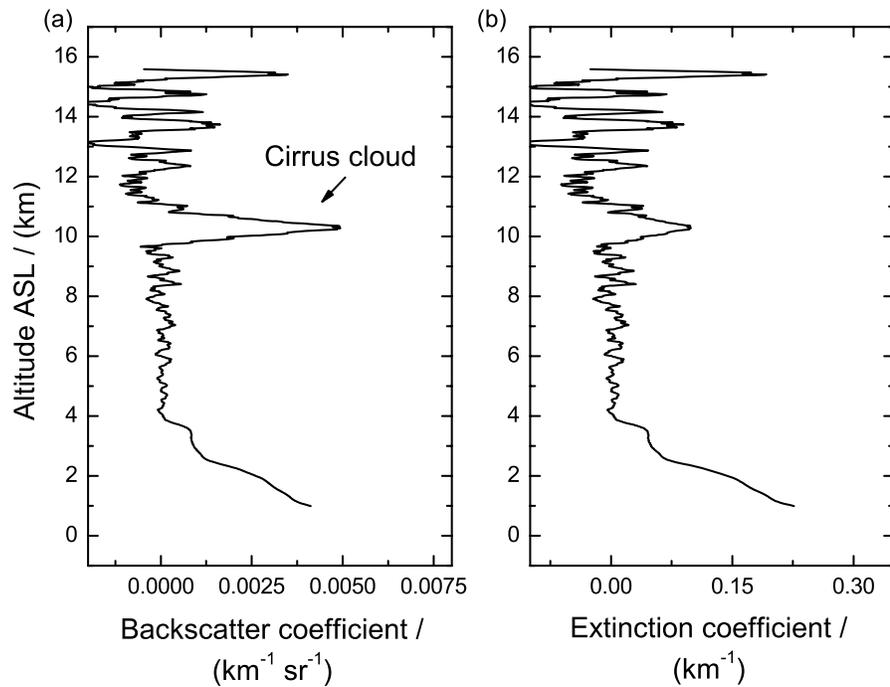


Abbildung 5.4: Beobachtung einer Zirruswolke durch das bodengebundene Raman-Lidar in Zagora am 28. Mai 2006. Rückstreukoeffizient (a) und Extinktionskoeffizient (b) zwischen 11:30–12:00 UTC. Die Messungen wurden mit dem Klett-Verfahren invertiert. Erläuterungen im Text.

erkannt werden [Kahn et al., 2008]. Wolken, deren optische Dicke geringer als 0,3 ist, werden nicht berücksichtigt und tragen zur gesamten Aerosol-optischen Dicke der atmosphärischen Säule bei. Dadurch wird die Angabe der Aerosol-optischen Dicke verfälscht. Insofern kann davon ausgegangen werden, dass sich im Bereich der Flugstrecke südwestlich von Zagora Abweichungen durch hohe und optisch dünne Wolken ergeben.

Kapitel 6

Schlussfolgerungen und Ausblick

Zusammenfassung der Arbeit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein spektral hochauflösendes Lidar entwickelt und während des Saharan Mineral Dust Experiments im Mai/Juni 2006 und im Januar/Februar 2008 auf dem Forschungsflugzeugs Falcon 20 E des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt betrieben. Mit dem neuen Instrument wurden erstmals optische Eigenschaften wie Extinktions- und Rückstreukoeffizienten sowie Lidar- und Depolarisationsverhältnisse von reinem Saharastaub in der Nähe der Quellregionen gemessen. Neben dem in etwa zeitgleich von der NASA entwickelten Instrument ist es das einzige flugzeuggetragene HSRL, das regelmäßig in Feldexperimenten eingesetzt wird.

Zum Aufbau des Instruments wurde der bereits vorhandene Nd:YAG Transmitter Laser mit einem neuartigen Verfahren frequenzstabilisiert. Dabei wurden mit Hilfe eines optoakustischen Modulators zwei zur Laserwellenlänge symmetrisch verschobene Seitenbänder erzeugt. Um ein Fehlersignal zu erhalten, wurde die frequenzabhängige Transmission dieser Seitenbänder durch eine Joddampfabsorptionszelle ausgewertet. Der Vorteil dieses Verfahrens beruht darauf, dass es wegen der Symmetrie weitestgehend unabhängig ist von Schwankungen der Beugungseffizienz des optoakustischen Modulators sowie Änderungen der Absorptionseigenschaften der Joddampfungszelle. Die Frequenzstabilisierung erwies sich im flugzeuggetragenen Messbetrieb als robust und zuverlässig. Die damit erreichte relative Frequenzstabilität des gütegeschalteten Nd:YAG Hochleistungslasers beträgt 6×10^{-9} . Das Verfahren und die Vorrichtung der Frequenzstabilisierung wurden im Rahmen der Arbeit als Patent angemeldet.

Zum Aufbau des schmalbandigen Filters wurde eine Joddampfabsorptionszelle konstruiert und in den Strahlengang des bestehenden Empfangsmoduls integriert. Durch den Betrieb der Joddampfungszelle im optischen Doppeldurchgang ist eine Unterdrückung der Aerosolstreuung im Molekularkanal des HSRL mindestens um einen Faktor 2000 (vgl. Abbildung 3.17) und eine Transmission der Molekülrückstreuung von 0,3 bis 0,4 möglich (vgl. Abbildung 3.19).

Die Betrachtung der systematischen Fehler zeigt, dass die Messung der Rückstreukoeffizienten insbesondere von der Kalibration der Depolarisationsmessung beeinflusst wird

(vgl. Abbildung 4.6(a)). Eine genauere Bestimmung der relativen Kanalempfindlichkeit reduziert dabei erheblich den systematischen Fehler der Rückstreuungsmessung. Bislang wurde die relative Kanalempfindlichkeit durch ein Kalibrationsverfahren bestimmt, bei dem die Polarisationsrichtung des Empfängers um 45° relativ zur Laserpolarisation gedreht wird. Die Genauigkeit der Kalibration kann durch die Messung unter zwei Winkeln anstelle von nur einem Winkel erhöht werden. Ein Verfahren dazu wird von *Freudenthaler et al.*, 2008, detailliert beschrieben.

Mit dem neuen flugzeuggetragenen HSRL wurden während SAMUM-1 insgesamt acht Flugmissionen in Marokko durchgeführt. Während der Dauer des Feldexperiments wurden drei größere Staubaussbrüche untersucht. Dabei wurden sowohl sehr homogene als auch horizontal und vertikal stark strukturierte Staubschichten detektiert. Die vertikale Ausdehnung der Schichten südlich des Hohen Atlas Gebirges reichte stets von der Erdoberfläche bis zu einer Höhe zwischen 4 km und 6 km ASL. Die Lidar-Messungen zeigten meist scharf definierte Schichtoberkanten. Während des Feldexperiments variierte die Aerosol-optische Dicke bei 500 nm zwischen 0,2 und 0,7 und zeigte ausgeprägte Variationen auch während der einzelnen Flugmissionen. Dabei lässt sich die horizontale Variation der Aerosol-optischen Dicke in Fällen gut durchmischter Staubschichten allein auf den Einfluss der Topographie auf die Schichtdicke zurückführen. In Fällen komplex strukturierter Staubschichten wird die horizontale Variabilität der Aerosol-optischen Dicke durch Advektion von Staubfahnen oder durch einsetzende Konvektion erklärt.

Die Messungen des Lidar-Verhältnisses zeigten eine ausgeprägte natürliche Variabilität dieser wichtigen Größe. In Abhängigkeit von der Anströmung aus unterschiedlichen Quellregionen wurden Werte zwischen 38 sr und 50 sr gemessen. Wegen der unmittelbaren Nähe zu den Quellgebieten und der geringen Bevölkerungsdichte südlich des marokkanischen Atlas-Gebirges wird ein Einfluss anderer Aerosoltypen wie Seesalz-Aerosol oder urbaner Verschmutzung auf die Messung als unwahrscheinlich angesehen. Interessanter Weise wurde stets ein vertikal konstantes Depolarisationsverhältnis gemessen, was darauf hindeutet, dass sich die Teilchenform über die Schichthöhe nicht signifikant ändert. Die Vertikale Variabilität des Lidar-Verhältnisses wird daher in erster Linie auf Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung des Saharastaubs aus verschiedenen Quellregionen zurückgeführt. Die ausgeprägte natürliche Variation erklärt zu einem großen Teil die weiten Streubereiche der Lidar-Verhältnis-Messungen, die bereits vornehmlich in Südeuropa durchgeführt wurden.

Die Ergebnisse des neuen HSRL wurden mithilfe unabhängiger bodengebundener Instrumente validiert. Der Vergleich mit Sonnenphotometer- und Raman-Lidar-Messungen zeigte, dass das HSRL im Rahmen der Messungengenauigkeit mit den verschiedenen Instrumenten übereinstimmt. Im Fall der Sonnenphotometer-Validierung wichen die beiden Instrumente im Rahmen des Messfehlers maximal um 3 % voneinander ab. Während direkter Überflüge mit lateralen Distanzen von < 3 km zwischen HSRL und Sonnenphotometer war die Abweichung stets geringer. Im Fall der Validierung mit Raman-Lidar stimmten beide Instrumente im Rahmen des Messfehlers überein. Der direkte Vergleich verdeutlichte, dass die Mittelungszeit des HSRL bei gleichem statistischen Fehler mindestens um einen Faktor 160 kürzer gewählt werden kann. Die Korrelation der Extinktionsmessungen mit HSRL und Raman-Lidar zeigte, dass keine systematische Abweichung zwischen beiden Instrumenten

besteht.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Lidar- und Satellitenmessungen der Aerosoloptischen Dicke während drei koordinierter Messflügen verglichen. Es erwiesen sich dabei signifikante Abweichungen der Satellitenmessungen über der sich stark ändernden Topographie des Hohen Atlas Gebirges. Die Abweichungen wurden mit Fehlern des Auswertalgorithmus der Satellitenmessung erklärt, der eine homogene atmosphärische Säule voraussetzt. Andere Abweichungen konnten durch hochliegende optisch dünne Wolken erklärt werden, die zwar mit dem Satelliteninstrument nicht aber mit dem flugzeuggetragenen HSRL detektiert wurden.

Ausblick

Mit dem neuen HSRL können wegen der direkten Bestimmung des Lidar-Verhältnisses die Messungen des CALIPSO Satelliten-Lidars validiert werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Während des SAMUM-2 Messflugs am 5. Februar 2008 ergab sich eine sehr

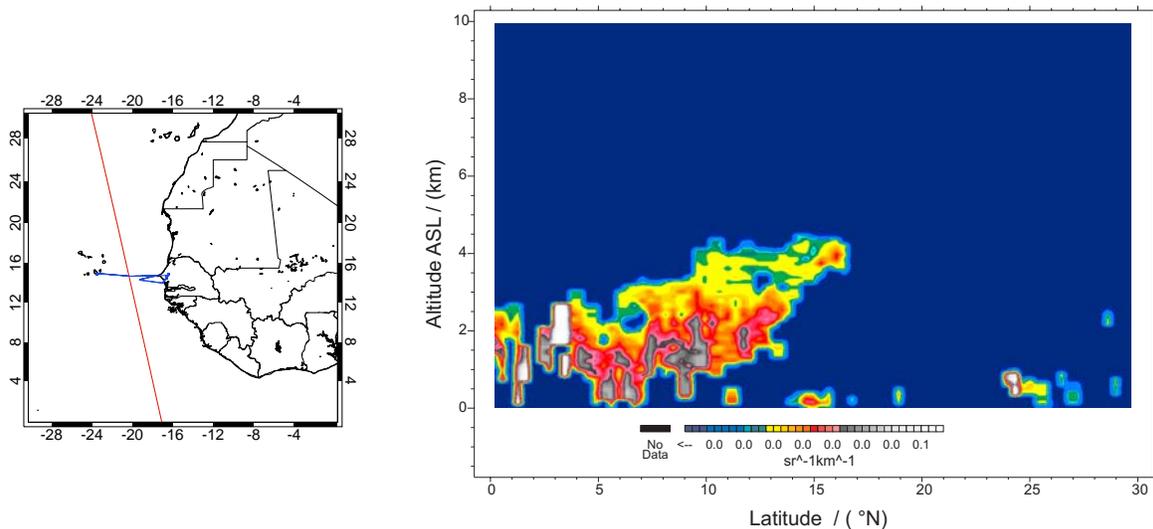


Abbildung 6.1: Calipso Messung des gesamten Aerosolrückstreukoeffizienten bei 532 nm am 5. Februar 2008. Die Flugstrecke der Falcon (blau) und des CALIPSO Satelliten (rot) ist in der linken Abbildung dargestellt.

zeitnahe Unterfliegung der CALIPSO-Flugbahn und somit die Möglichkeit einer ersten, direkten Validierung der CALIPSO-*Level 2* Datenprodukte. Die Flugbahnen der Falcon und des Satelliten sind auf der linken Seite der Abbildung dargestellt. Der Schnittpunkt beider Flugtrajektorien wurde um 14:56 UTC von CALIPSO bzw. um 15:16 UTC von der Falcon erreicht. Die dargestellte Messung des Rückstreukoeffizienten erstreckt sich vom Äquator bis 30° nördlicher Breite. Es zeigt sich eine Aerosolschicht, die sich vom Äquator bis 15°N ausdehnt und deren Höhe nach Norden hin von 2,5 bis 4,5 km ASL ansteigt.

Die Lidar-Profile, die in der Umgebung des Schnittpunktes der Flugtrajektorien von beiden Instrumenten gemessen wurden, sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Dabei wurden die HSRL-Daten zwischen $14,69\text{--}14,73^\circ\text{N}$ und $19,96\text{--}20,75^\circ\text{W}$ und die CALIPSO-Daten zwischen $14,61\text{--}14,96^\circ\text{N}$ und $20,31\text{--}20,39^\circ\text{W}$ gemittelt. Die CALIPSO-Daten liegen in einer vertikalen Auflösung von 120 m vor.

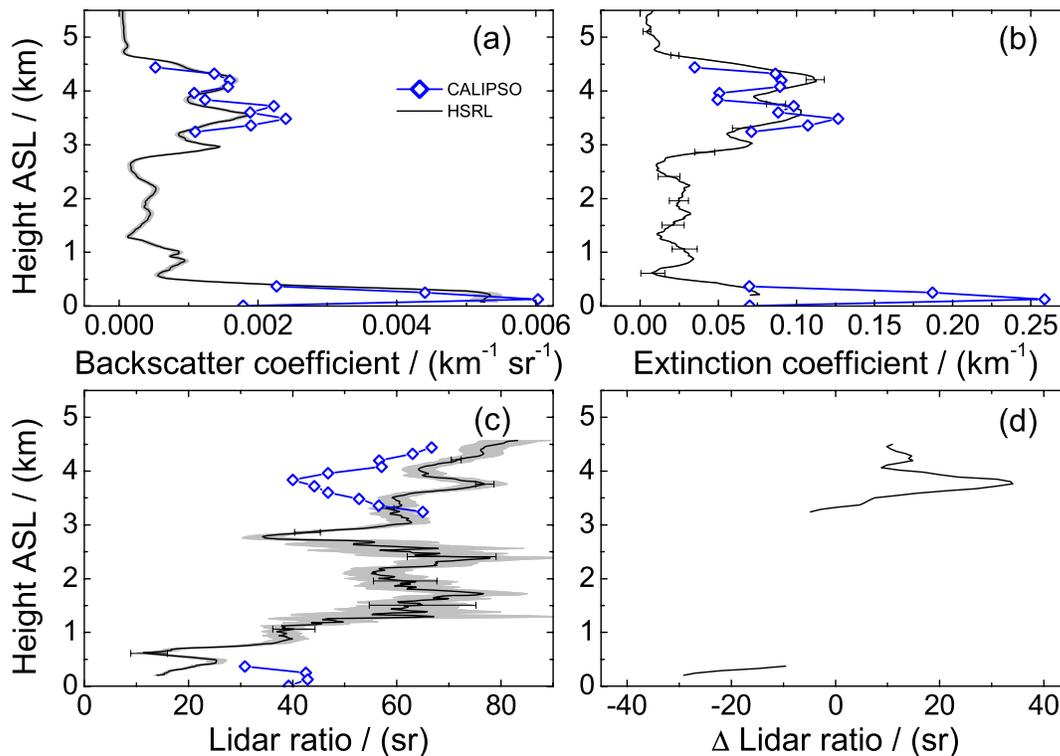


Abbildung 6.2: Aerosol Rückstreuoeffizient (a), Extinktionskoeffizient (b), Lidar Verhältnis (c) und absolute Abweichung der Lidar Verhältnisse (d) gemessen am 5. Februar um 15:16 UTC vor der Westafrikanischen Küste von CALIPSO und DLR Lidar. Der statistische 3-*sigma* Fehler ist durch die Fehlerbalken dargestellt, der systematische Fehlerbereich ist grau unterlegt.

Es zeigt sich eine übereinstimmende Darstellung der Aerosolstruktur im oberen Bereich der Schicht bei 4 km ASL sowie im Bereich von 0–0,5 km ASL. Zur Ableitung der Aerosolextinktion aus den CALIPSO-Daten muss ein entsprechendes Lidar-Verhältnis angenommen werden. Der Wert des angenommenen Lidar-Verhältnisses richtet sich nach der von CALIPSO gemessenen Depolarisation, der geographischen Länge und Breite sowie der Jahreszeit der Messung [Vaughan et al., 2004]. Standardmäßig wird zwischen sechs Aerosoltypen unterschieden. Das Lidar-Verhältnis von reinem Mineralstaub bei einer Wellenlänge von 532

nm wird dabei mit 40 sr, das von verunreinigtem Staub mit 65 sr und das von maritimen Aerosol mit 20 sr geschätzt. Abbildung 6.2(c) zeigt das bei der CALIPSO–Auswertung angenommene Lidar–Verhältnis und das mit dem HSRL direkt gemessene. Zwischenwerte des CALIPSO–Lidar–Verhältnisses kommen durch die räumliche Mittelung der Profile zustande. Die Abweichung zum tatsächlichen Lidar–Verhältnis (vgl. Abbildung 6.2(d)) betragen bis zu 30 sr, wodurch sich die Abweichungen der Rückstreu– und Extinktionsprofile erklären lassen.

Diese Abweichungen zeigen klar den Bedarf nach Validierung durch unabhängige Messungen. Das flugzeuggetragene HSRL ist für einen solchen Zweck sehr gut geeignet, weil sich räumlich und zeitlich sehr genaue Unterfliegungen der Satellitenflugbahn realisieren lassen.

Außerdem ermöglicht die Kombination des neuen HSRL–Kanals mit dem im Jahr 2007 erstmals eingesetzten WALES (*WAter vapour Lidar Experiment in Space*) Demonstrator [Wirth et al., 2008, Fix et al., 2008] – weltweit einzigartig – die gleichzeitige flugzeuggetragene Fernerkundung von präzisen Aerosoleigenschaften und atmosphärischem Wasserdampf. Damit sind prinzipiell Untersuchungen der optischen Eigenschaften des Aerosols in Abhängigkeit von der Feuchte möglich. Dies ist ein zentraler Aspekt bei der Studie von Aerosol–Wolken–Wechselwirkungen.

Anhang A

Flughöhenprofile der Messflüge während SAMUM 2006

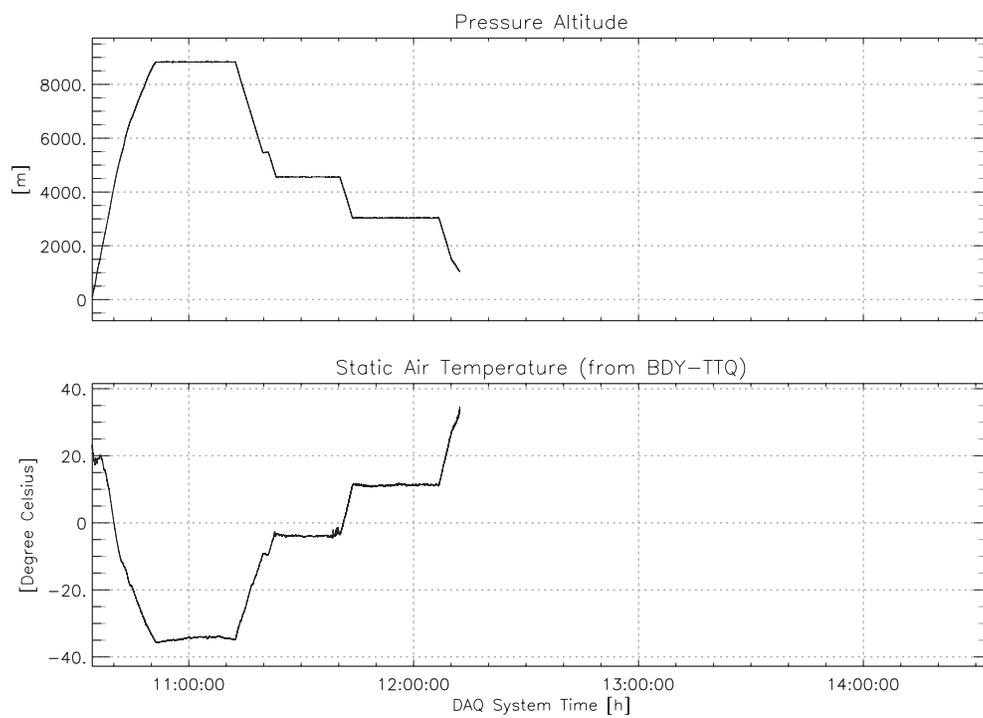


Abbildung A.1: Flughöhenprofil 19. Mai 2006, Messflug RF1.

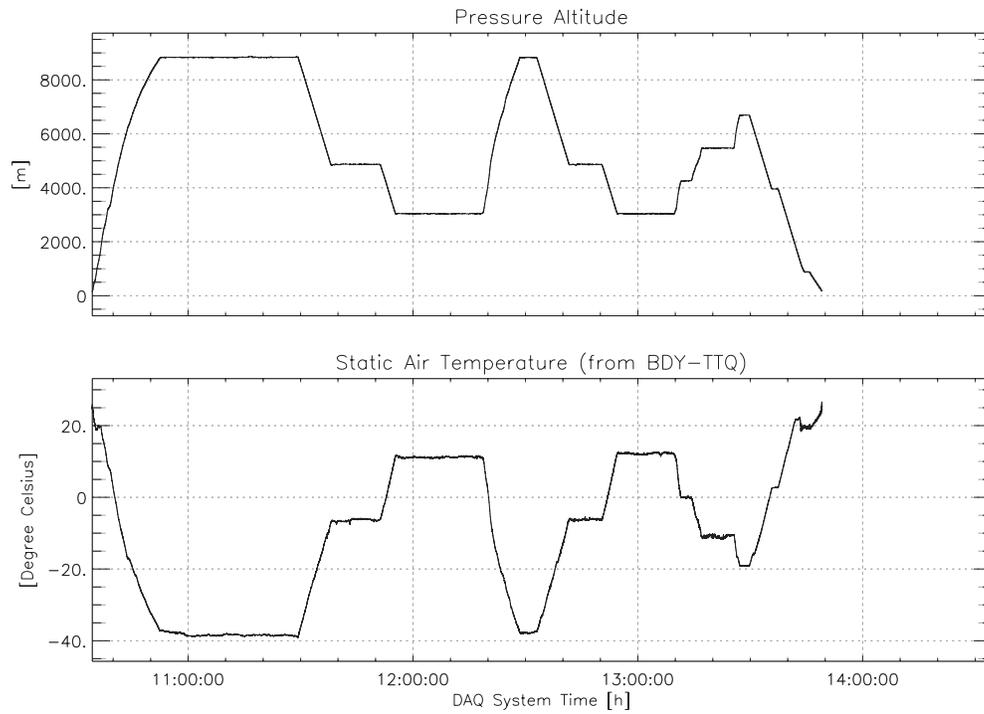


Abbildung A.2: Flughöhenprofil 19. Mai 2006, Messflug RF2.

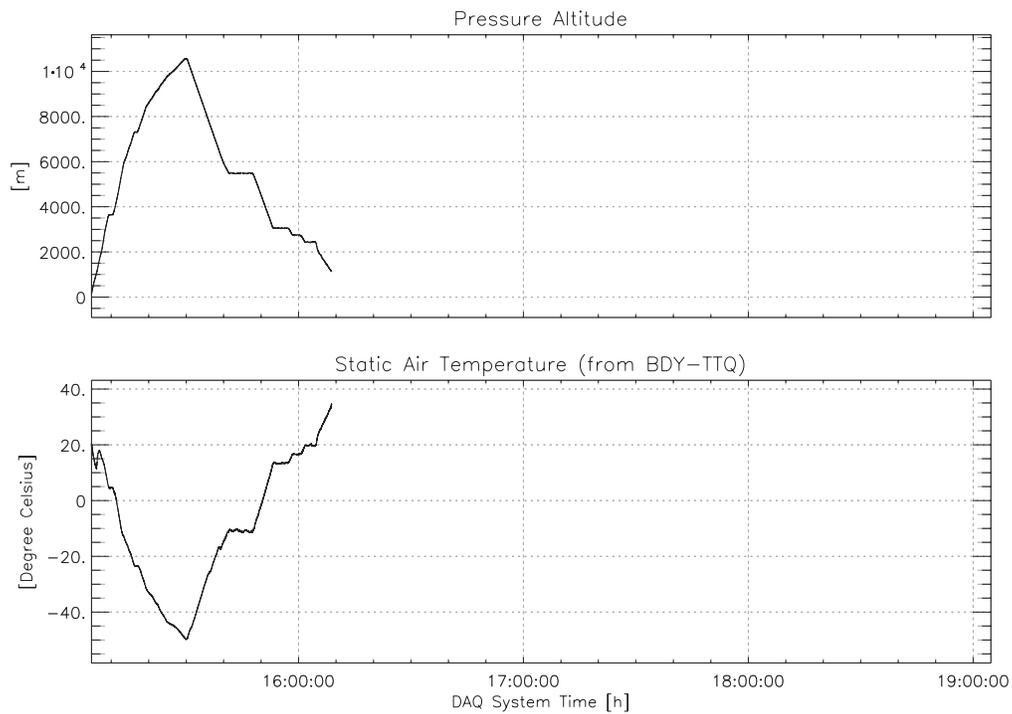


Abbildung A.3: Flughöhenprofil 22. Mai 2006, Messflug RF3.

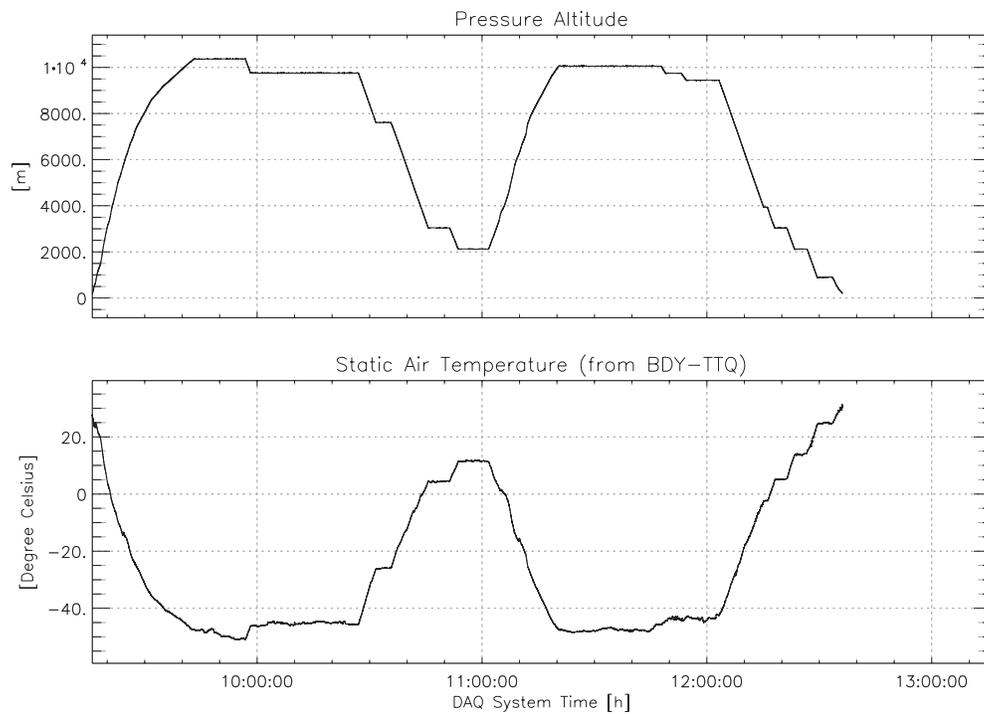


Abbildung A.4: Flughöhenprofil 27. Mai 2006, Messflug RF4.

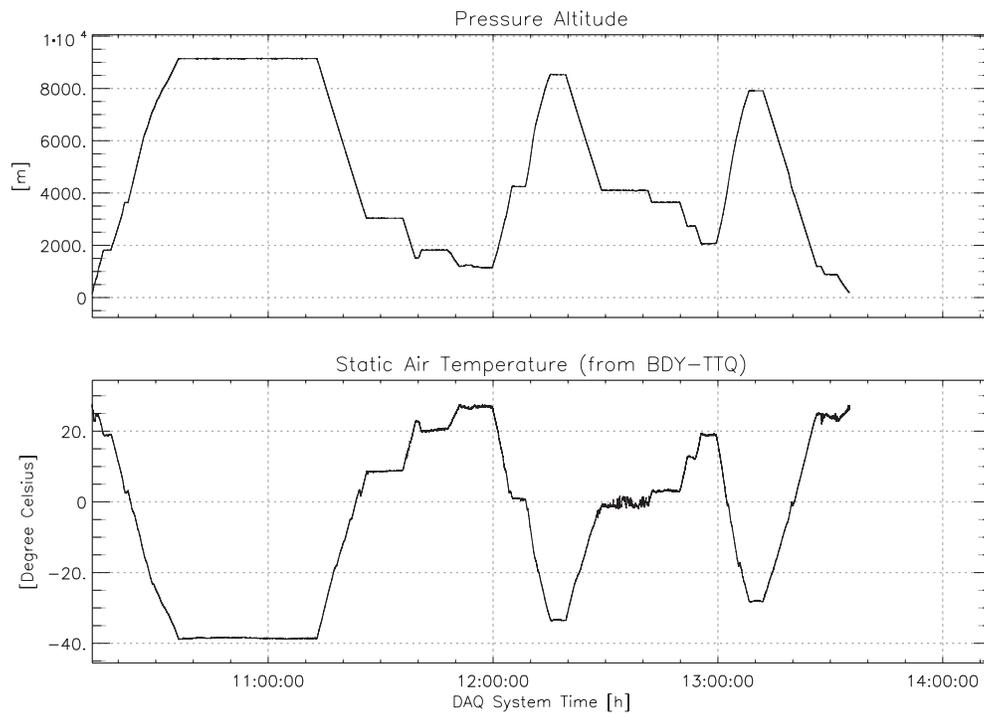


Abbildung A.5: Flughöhenprofil 28. Mai 2006, Messflug RF5.

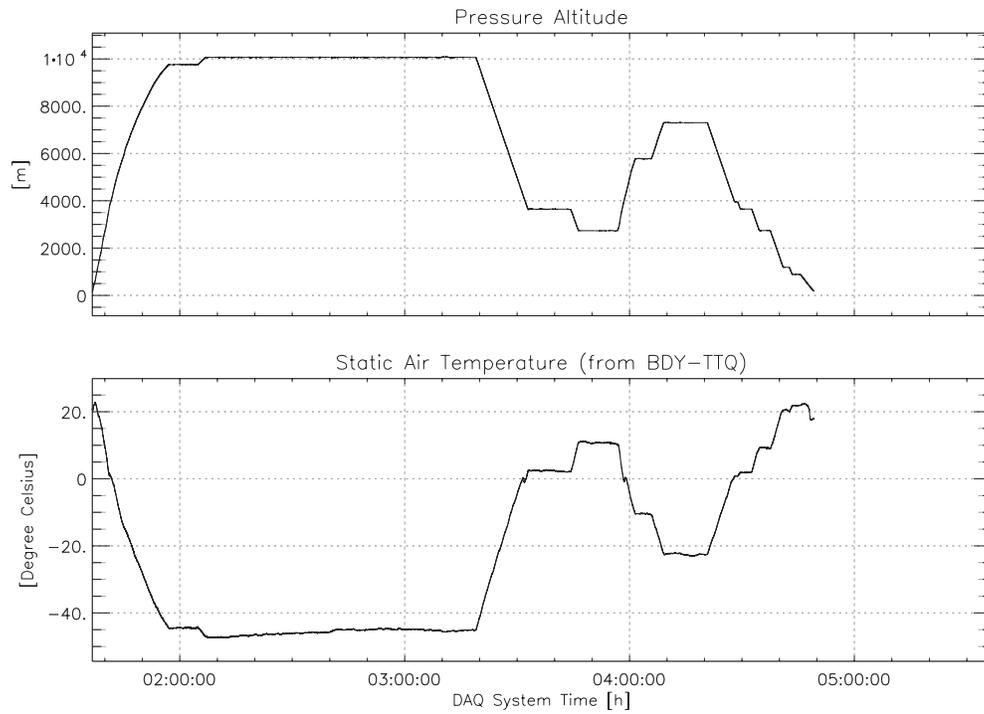


Abbildung A.6: Flughöhenprofil 3. Juni 2006, Messflug RF6.

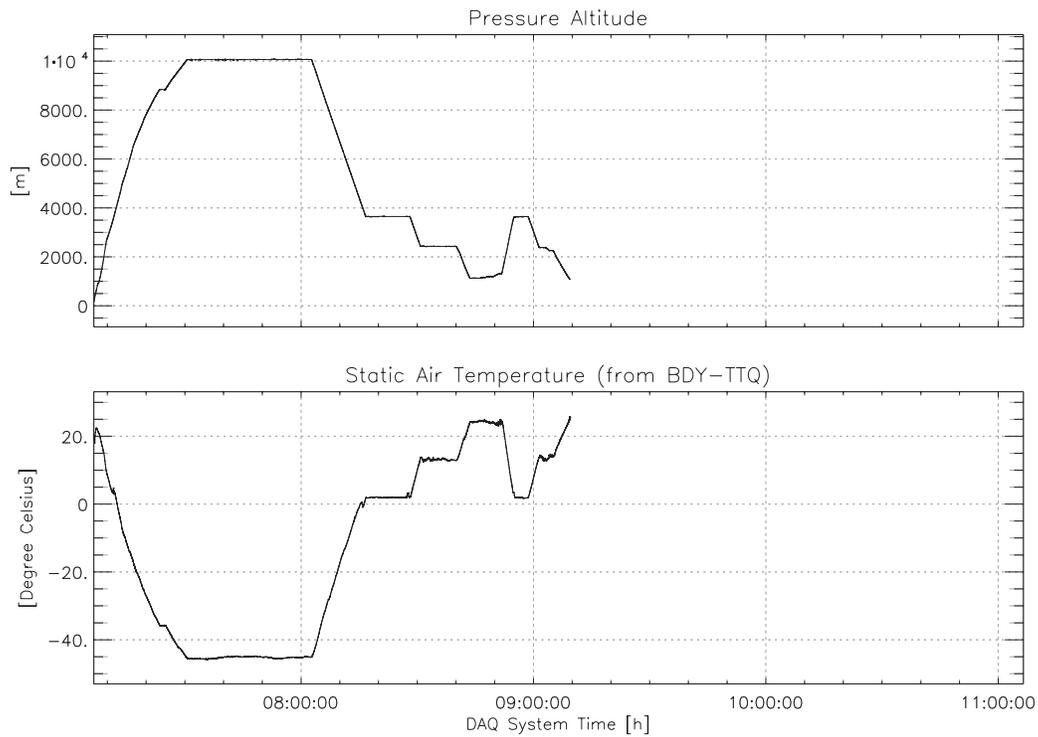


Abbildung A.7: Flughöhenprofil 3. Juni 2006, Messflug RF7.

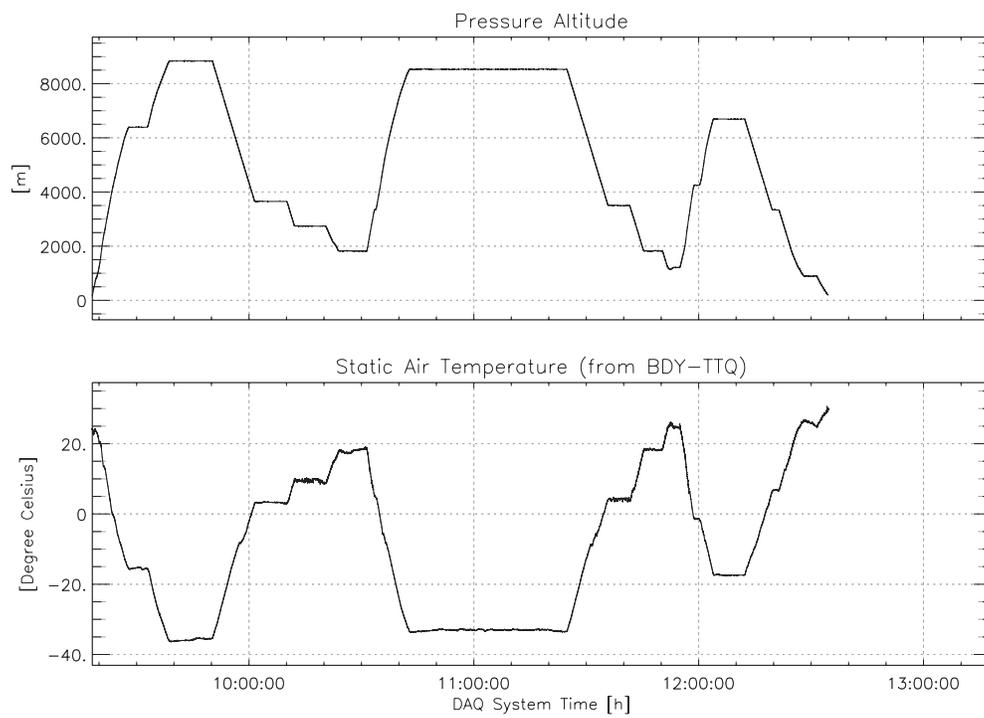


Abbildung A.8: Flughöhenprofil 4. Juni 2006, Messflug RF8.

Anhang B

MISR Composite Darstellungen

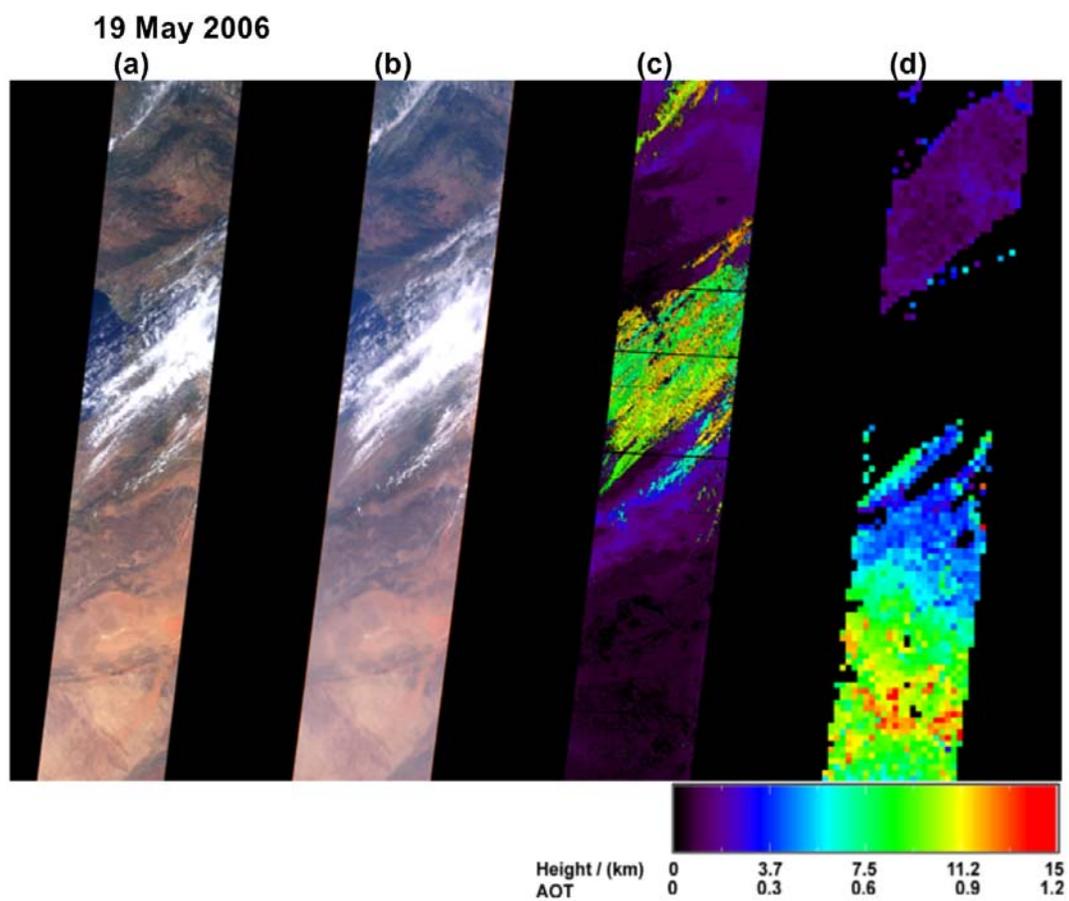


Abbildung B.1: MISR-Composit 19. Mai 2006. MISR Level 2, V19, path 201, orbit 34136. Nadir RGB Bild (a), 70.5° RGB Bild (b), Stereohöhe (c) und Aerosol-optische Dicke (d).

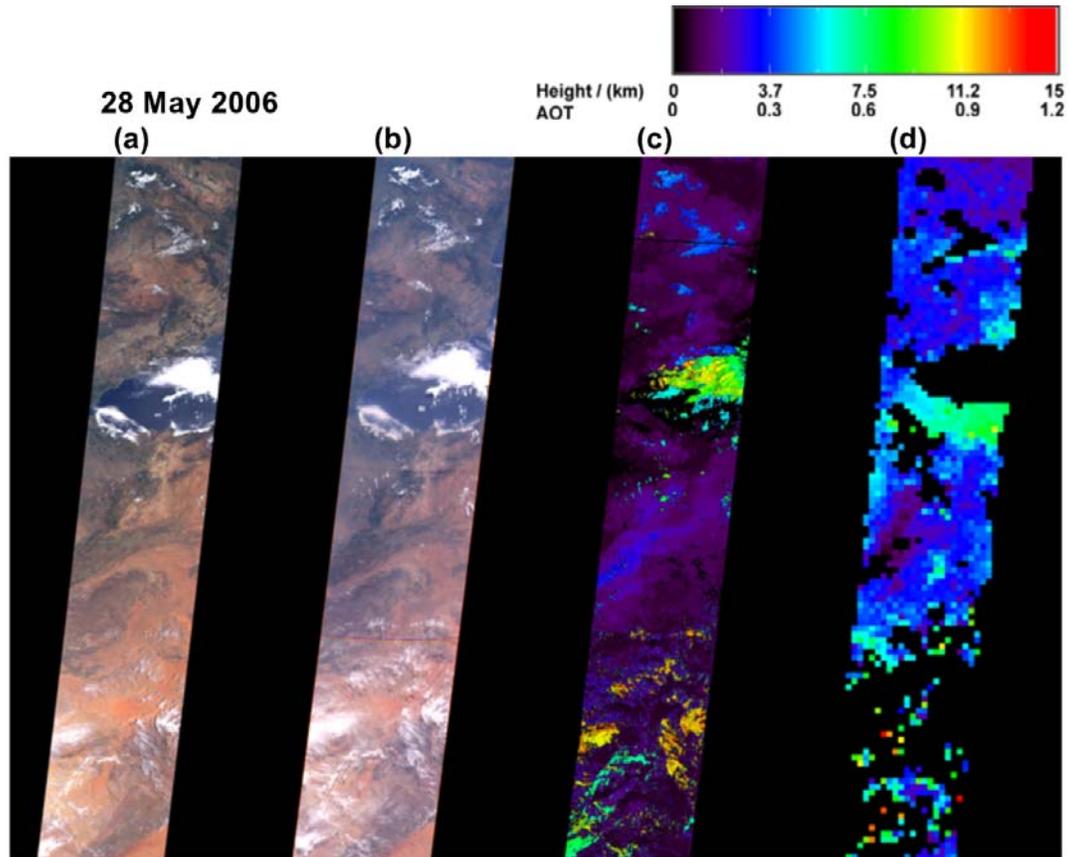


Abbildung B.2: MISR-Composit 28. Mai 2006. MISR Level 2, V19, path 200, orbit 34267. Nadir RGB Bild (a), 70.5° RGB Bild (b), Stereohöhe (c) und Aerosol-optische Dicke (d).

Literaturverzeichnis

- [Ackermann, 1998] Ackermann, J. (1998). The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: A numerical study. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15:1043–1050.
- [Albrecht, 1989] Albrecht, B. (1989). Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness. *Science*, 245:1227–1230.
- [Allan, 1966] Allan, D. (1966). Statistics of atomic frequency standard. *Proceedings of the IEEE*, 54:221–231.
- [Althausen et al., 2000] Althausen, D., Müller, D., Ansmann, A., Wandinger, U., Hube, H., Clauer, E., and Zörner, S. (2000). Scanning 6-wavelength 11-channel aerosol lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17:1469–1482.
- [Alvarez et al., 1990] Alvarez, R., Caldwell, L., Li, V., Krueger, D., and She, C. (1990). High-spectral-resolution lidar measurement of tropospheric backscatter ratio using barium atomic blocking filters. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 7:876–881.
- [Amiridis et al., 2005] Amiridis, V., Balis, D., Kazadzis, S., Bais, A., Giannakaki, E., Papayannis, A., and Zerefos, C. (2005). Four-year aerosol observations with a Raman lidar at Thessaloniki, Greece, in the framework of European Aerosol Research Lidar Network (EARLINET). *Journal of Geophysical Research*, 110:doi:10.1029/2005JD006190.
- [Ångström, 1961] Ångström, A. (1961). Techniques for determining the turbidity of the atmosphere. *Tellus*, 13:214–223.
- [Ansmann and Müller, 2005] Ansmann, A. and Müller, D. (2005). *Lidar and atmospheric aerosol particles*, in: Weikamp, C. (Hrsg.), *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Springer, New York.
- [Ansmann et al., 2001] Ansmann, A., Wagner, F., Althausen, D., Müller, D., Herber, A., and Wandinger, U. (2001). European pollution outbreaks during ACE 2: Lofted aerosol plumes observed with Raman lidar at the Portuguese coast. *Journal of Geophysical Research*, 106:20725–20734.

- [Balis et al., 2004] Balis, D., Amiridis, V., Nickovic, S., Papayannis, A., and Zerefos, C. (2004). Optical properties of Saharan dust layers as detected by a Raman lidar at Thessaloniki. *Geophysical Research Letters*, 31:doi:10.1029/2004GL019881.
- [Behrendt and Nakamura, 2002] Behrendt, A. and Nakamura, T. (2002). Calculation of the calibration constant of polarization lidar and its dependency on atmospheric temperature. *Optics Express*, 10:805–817.
- [Bergametti et al., 1989] Bergametti, G., Gomes, L., Remoudaki, E., Desbois, M., Martin, D., and Buat-Ménard, P. (1989). *Present transport and deposition patterns of African dusts to the North-western Mediterranean, in Paleoclimatology and Paleometeorology: Modern and Past Patterns of Global Atmospheric Transport*, M. Leinen and M. Sarnthein (Hrsg.). Kluwer Academic, Norwell, Mass.
- [Biele et al., 2000] Biele, J., Beyerle, G., and Baumgarten, G. (2000). Polarization lidar: Corrections of instrumental effects. *Optics Express*, 7:427–435.
- [Bodhaine et al., 1999] Bodhaine, B., Wood, N., Dutton, E., and Slusser, J. (1999). On Rayleigh optical depth calculations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 16:1854–1861.
- [Bohren and Huffman, 1983] Bohren, C. and Huffman, D. (1983). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley and Sons.
- [Bruneau, 2001] Bruneau, D. (2001). Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar. *Applied Optics*, 40:391–399.
- [Cakmur et al., 2006] Cakmur, R. V., Miller, R. L., Perlwitz, J., Geogdzhayev, I. V., Ginoux, P., Koch, D., Kohfeld, K. E., Tegen, I., and Zender, C. S. (2006). Constraining the magnitude of the global dust cycle by minimizing the difference between a model and observations. *Journal of Geophysical Research*, 111:doi:10.1029/2005JD005791.
- [Caquineau et al., 2002] Caquineau, S., Gaudichet, A., Gomes, L., and Legrand, M. (2002). Mineralogy of Saharan dust transported over northwestern tropical Atlantic Ocean in relation to source regions. *Journal of Geophysical Research*, 107:doi:10.1029/2000JD000247.
- [Caquineau et al., 1998] Caquineau, S., Gaudichet, A., Gomes, L., Magonthier, M., and Chatenet, B. (1998). Saharan dust: Clay ratio as a relevant tracer to assess the origin of soil-derived aerosols. *Geophysical Research Letters*, 25:983–986.
- [Chylek and Wong, 1995] Chylek, P. and Wong, J. (1995). Effect of absorbing aerosols on global radiation budget. *Geophysical Research Letters*, 22:929–931.
- [Coakley et al., 1983] Coakley, J., Cess, R., and Yurevich, F. (1983). The effect of tropospheric aerosols on the earth's radiation budget: A parameterization for climate models. *Journal of Atmospheric Science*, 40:116–138.

- [da Veiga Correia, 2008] da Veiga Correia, F. (2008). Dr. Francisco da Veiga Correia, Instituto Nacional de Meteorologia e Geofísica, Praia, (INMG). Private Kommunikation.
- [D’Almeida, 1986] D’Almeida, G. (1986). A model for Saharan dust transport. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 25:903–916.
- [de Tomasi et al., 2003] de Tomasi, F., Blanco, F., and Perrone, M. (2003). Raman lidar monitoring of extinction and backscattering of African dust layers and dust characterization. *Applied Optics*, 42:1699–1709.
- [Diner et al., 2007] Diner, D., Girolamo, L. D., and Nolin, A. (2007). Preface to MISR special issue. *Remote Sensing of Environment*, 107:doi:10.1016/j.rse.2006.11.001.
- [Dunion and Velden, 2004] Dunion, J. and Velden, C. (2004). The impact of the Saharan air layer on Atlantic tropical cyclone activity. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85:doi: 10.1175/BAMS-85-3-353.
- [Ehret et al., 2000] Ehret, G., Klingenberg, H., Hefter, U., Assion, A., Fix, A., Poberaj, G., Berger, S., Geiger, S., and Lü, Q. (2000). High peak and average power all-solid-state laser systems for airborne lidar applications. *LaserOpto*, 32:29–36.
- [ESA, 2001] ESA (2001). EarthCARE – Earth Clouds, Aerosols and Radiation Explorer. *ESA Reports for Assessment, ESA SP-1257(1)*.
- [Esselborn et al., 2008] Esselborn, M., Wirth, M., Fix, A., Tesche, M., and Ehret, G. (2008). Airborne high spectral resolution lidar for measuring aerosol extinction and backscatter coefficients. *Applied Optics*, 47:346–358.
- [Evan et al., 2006] Evan, A., Dunion, J., Foley, J., Heidinger, A., and Velden, C. (2006). New evidence for a relationship between Atlantic tropical cyclone activity and African dust outbreaks. *Geophysical Research Letters*, 33:doi:10.1029/2006GL026408.
- [Evans, 1988] Evans, B. (1988). Sensitivity of the backscatter / extinction ratio to changes in aerosol properties: Implications for lidar. *Applied Optics*, 27:3299–3306.
- [Ferrare et al., 2007] Ferrare, R., Hostetler, C., Hair, J., Cook, A., Burton, D. H. S., Clayton, M., Clarke, A., Russell, P., and Redemann, J. (2007). Airborne high spectral resolution lidar measurements during MILAGRO and TEXAQS/GOMACCS. *Proceedings of the 87th AMS Annual Meeting 2007*.
- [Ferrare et al., 2001] Ferrare, R., Turner, D., Brasseur, L., Feltz, W., Dubovik, O., and Tooman, T. (2001). Raman lidar measurements of the aerosol extinction-to-backscatter ratio over the Southern Great Plains. *Journal of Geophysical Research*, 106:20333–20347.
- [Fiebig et al., 2005] Fiebig, M., Stein, C., Schröder, F., Feldpausch, P., and Petzold, A. (2005). Inversion of data containing information on the aerosol particle size distribution using multiple instruments. *Journal of Aerosol Science*, 36:1353–1372.

- [Fiocco et al., 1971] Fiocco, G., Beneditti-Michelangeli, G., Maischberger, K., and Madonna, E. (1971). Measurement of temperature and aerosol to molecule ratio in the troposphere by optical radar. *Nature-Physical Science*, 229:78–79.
- [Fiocco and Smullin, 1963] Fiocco, G. and Smullin, L. (1963). Detection of scattering layers in the upper atmosphere (60–140 km) by optical radar. *Nature*, 199:1275–1276.
- [Fix et al., 2008] Fix, A., Wirth, M., Esselborn, M., Amediek, A., Mahnke, P., Rahm, S., Simmet, R., Schäfer, A., Kiemle, C., Dörnbrack, A., and Ehret, G. (2008). The airborne multi-wavelength NIR-H₂O-DIAL WALES: First results from measurements in the subtropics, mid-latitudes, and Arctic. *Proceedings of the 24th International Laser Radar Conference (ILRC)*.
- [Forkey et al., 1997] Forkey, J., Lempert, W., and Miles, R. (1997). Corrected and calibrated I₂ absorption model at frequency-doubled Nd:YAG wavelengths. *Applied Optics*, 36:6729–6738.
- [Franke et al., 2001] Franke, K., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Wagner, F., and Scheele, R. (2001). One-year observations of particle lidar ratio over the tropical indian ocean with raman lidar. *Geophysical Research Letters*, 28:4559–4562.
- [Freudenthaler et al., 2008] Freudenthaler, V., Esselborn, M., Wiegner, M., Heese, B., Tesche, M., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Wirth, M., Fix, A., Ehret, G., Knippertz, P., Toledano, C., j. Gasteiger, Garhammer, M., and Seefeldner, M. (2008). Depolarization—ratio profiling at several wavelengths in pure Saharan dust during SAMUM 2006. Erscheint in *Tellus B*.
- [Gerstenkorn and Luc, 1978] Gerstenkorn, S. and Luc, P. (1978). *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode. Atlas III*. Edition du CNRS.
- [Hair et al., 2001] Hair, J., Caldwell, L., Krueger, D., and She, C. (2001). High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters: measurement of atmospheric-state and aerosol profiles. *Applied Optics*, 40:5280–5294.
- [Haken and Wolf, 2003] Haken, H. and Wolf, H. (2003). *Molekülphysik und Quantenchemie: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer, Berlin.
- [Hansen et al., 1997] Hansen, J., Sato, M., and Ruedy, R. (1997). Radiative forcing and climate response. *Journal of Geophysical Research*, 102:6831–6864.
- [Hastings et al., 1999] Hastings, D., Dunbar, P., Elphinstone, G., Bootz, M., Murakami, M., Maruyama, H., Masaharu, H., Holland, P., Payne, J., Bryant, N., Logan, T., Muller, J.-P., Schreier, G., and MacDonald, S. (1999). The global land one-kilometer base elevation (globe) digital elevation model, version 1.0. *National Oceanic and Atmospheric Administration, National Geophysical Data Center, 325 Broadway, Boulder, Colorado 80303*.

- [Haywood and Boucher, 2000] Haywood, J. and Boucher, O. (2000). Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols: A review. *Reviews of Geophysics*, 38:513–543.
- [Haywood et al., 2001] Haywood, J., Francis, P., Geogdzhayev, I., Mishchenko, M., and Frey, R. (2001). Comparison of Saharan dust aerosol optical depths retrieved using aircraft mounted pyranometers and 2-channel AVHRR algorithms. *Geophysical Research Letters*, 28:2393–2396.
- [Haywood et al., 2003] Haywood, J., Osborne, S., Francis, P., Keil, A., P. Formenti, Andreae, M., and Kaye, P. (2003). The mean physical and optical properties of regional haze dominated by biomass burning aerosol measured from the C-130 aircraft during SAFARI 2000. *Journal of Geophysical Research*, 108:doi:10.1029/2002JD002226.
- [Heese, 2008] Heese, B. (2008). Dr. Birgit Heese, Leibniz Institut für Troposphärenforschung, IFT, Permoser Strasse. 15, 04318 Leipzig. Private Kommunikation.
- [Heinold et al., 2008] Heinold, B., Tegen, I., Esselborn, M., Kandler, K., Knippertz, P., Müller, D., Schladitz, A., Tesche, M., Weinzierl, B., Ansmann, A., Althausen, D., Laurent, B., Petzold, A., and Schepanski, K. (2008). Regional Saharan dust modelling during the SAMUM 2006 campaign. Erscheint in *Tellus B*.
- [Heintzenberg, 2008] Heintzenberg, J. (2008). The SAMUM-1 experiment over Southern Morocco: Overview and introduction. Erscheint in *Tellus B*.
- [Herzberg, 1945] Herzberg, G. (1945). *Molecular spectra and molecular structure*. Van Nostrand, New York.
- [Holben et al., 1998] Holben, B., Eck, T., Slutsker, I., Tanré, D., Buis, J., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J., Kaufmann, Y., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I., and Smirnov, A. (1998). AERONET — A federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sensing of Environment*, 66:1–16.
- [Hua et al., 2005] Hua, D., Uchida, M., and Kobayashi, T. (2005). Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar for daytime-temperature profiling of the troposphere. *Applied Optics*, 44:1315–1322.
- [IPCC, 2007] IPCC (2007). *The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Summary for Policymakers*. Verfügbar auf <http://www.ipcc.ch>.
- [Kahn, 2008] Kahn, R. (2008). Dr. Ralph Kahn, NASA, Jet Propulsion Laboratory, Caltech, MS 169-237, 4800 Oak Grove Dr., Pasadena CA 91109. Private Kommunikation.

- [Kahn et al., 2008] Kahn, R., Petzold, A., Wendisch, M., Bierwirth, E., Dinter, T., Esselborn, M., Fiebig, M., Knippertz, P., Müller, D., Schladitz, A., and von Hoyningen-Huene, W. (2008). Desert dust air mass mapping in the western Sahara, using particle properties derived from space-based multi-angle imaging. *Erscheint in Tellus B*.
- [Kandler et al., 2008] Kandler, K., Schütz, L., Deutscher, C., Hofmann, H., Jäckel, S., Knippertz, P., Lieke, K., Maßling, A., Schladitz, A., Weinzierl, B., Zorn, S., Ebert, M., Jaenicke, R., Petzold, A., and Weinbruch, S. (2008). Numerical simulations of optical properties of Saharan dust aerosols with emphasis on linear depolarization ratio. *Erscheint in Tellus B*.
- [Kane and Byer, 1985] Kane, T. J. and Byer, R. L. (1985). Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Optics Letters*, 10:65.
- [Kattawar et al., 1981] Kattawar, G., Young, A., and Humphreys, T. (1981). Inelastic scattering in planetary atmospheres. I. The Ring effect, without aerosols. *The Astrophysical Journal*, 243:1049–1057.
- [Kinne et al., 2006] Kinne, S., Schulz, M., Textor, C., Guibert, S., Balkanski, Y., Bauer, S. E., Berntsen, T., Berglen, T. F., Boucher, O., Chin, M., Collins, W., Dentener, F., Diehl, T., Easter, R., Feichter, J., Fillmore, D., Ghan, S., Ginoux, P., Gong, S., Grini, A., Hendricks, J., Herzog, M., Horowitz, L., Isaksen, I., Iversen, T., Kirkevåg, A., Kloster, S., Koch, D., Kristjansson, J. E., Krol, M., Lauer, A., Lamarque, J. F., Lesins, G., Liu, X., Lohmann, U., Montanaro, V., Myhre, G., Penner, J., Pitari, G., Reddy, S., Seland, O., Stier, P., Takemura, T., and Tie, X. (2006). An AeroCom initial assessment — optical properties in aerosol component modules of global models. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6:1815–1834.
- [Klett, 1981] Klett, J. (1981). Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. *Applied Optics*, 20:211–220.
- [Klett, 1985] Klett, J. (1985). Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Applied Optics*, 24:1638–1643.
- [Kneubühl, 1999] Kneubühl, F.-K. (1999). *Laser*. Teubner, Leipzig.
- [Koren et al., 2006] Koren, I., Kaufman, Y., Washington, R., Todd, M., Rudich, Y., Martins, J., and Rosenfeld, D. (2006). The Bodélé depression: a single spot in the Sahara that provides most of the mineral dust to the Amazon forest. *Environmental Research Letters*, 1:014005.
- [Liu et al., 2008] Liu, Z., Omar, A., Vaughan, M., Hair, J., Kittaka, C., Hu, Y., Powell, K., Trepte, C., Winker, D., Hostetler, C., Ferrare, R., and Pierce, R. (2008). CALIPSO lidar observations of the optical properties of Saharan dust: A case study of long-range transport. *Journal of Geophysical Research*, 113:doi:10.1029/2007JD008878.

- [Liu et al., 2002] Liu, Z., Sugimoto, N., and Murayama, T. (2002). Extinction-to-backscatter ratio of Asian dust observed with high-spectral-resolution lidar and Raman lidar. *Applied Optics*, 41:2760–2767.
- [Liu et al., 1997] Liu, Z.-S., Chen, W., Zhang, T., Hair, J., and She, C. (1997). An incoherent doppler lidar for ground-based atmospheric wind profiling. *Applied Physics B*, 64:561–566.
- [Mahowald et al., 2005] Mahowald, N., Baker, A., Bergametti, G., Brooks, N., Duce, R., Jickells, T., Kubilay, N., Prospero, J., and Tegen, I. (2005). Atmospheric global dust cycle and iron inputs to the ocean. *Global Biogeochemical Cycles*, 19:doi:10.1029/2004GB002402.
- [Maiman, 1960] Maiman, T. (1960). Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493–494.
- [Martonchik et al., 1998] Martonchik, J., Diner, D., Kahn, R., Ackerman, T., Verstraete, M., Pinty, B., and Gordon, H. (1998). Techniques for the retrieval of aerosol properties over land and ocean using multiangle imaging. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36:1212–1227.
- [Mattis et al., 2002] Mattis, I., Ansmann, A., Müller, D., Wandinger, U., and Althausen, D. (2002). Dual-wavelength Raman lidar observations of the extinction-to-backscatter ratio of Saharan dust. *Geophysical Research Letters*, 29:doi:10.1029/2002GL014721.
- [Mie, 1908] Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 25:377–445.
- [Miles et al., 2001] Miles, R., Lempert, W., and Forkey, J. (2001). Laser Rayleigh scattering. *Measurement Science Technology*, 12:R33–R51.
- [Mishchenko et al., 1997] Mishchenko, M., Travis, L., Kahn, R., and West, R. (1997). Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *Journal of Geophysical Research*, 102:16831–16847.
- [Mishchenko et al., 1996] Mishchenko, M., Travis, L., and Macke, A. (1996). *Light scattering by nonspherical particles in the atmosphere: An overview in IRS'96: Current Problems in Atmospheric Radiation, W.L. Smith und K. Stamnes (Hrsg.)*. A. Deepak, Hampton, Va.
- [Müller et al., 2008] Müller, D., Dubovik, O., Ansmann, A., Weinzierl, B., Kandler, K., Müller, T., Petzold, A., Sinyuk, S., Freudenthaler, V., Heese, B., Tesche, M., Esselborn, M., Althausen, D., von Hoyningen-Huene, W., Schladitz, A., and Knippertz, P. (2008). AERONET Sun photometer observations during SAMUM 2006: Comparison of mineral dust optical and microphysical properties to results from lidar, and airborne and ground-based in-situ measurements. Erscheint in *Tellus B*.

- [Müller et al., 2003] Müller, D., Mattis, I., Wandinger, U., Ansmann, A., Althausen, D., Dubovik, O., Eckhardt, S., and Stohl, A. (2003). Saharan dust over a central European EARLINET-AERONET site: Combined observations with Raman lidar and Sun photometer. *Journal of Geophysical Research*, 108:doi:10.1029/2002JD002918.
- [Mona et al., 2006] Mona, L., Amodeo, A., Pandolfi, M., and Pappalardo, G. (2006). Saharan dust intrusions in the Mediterranean area: Three years of Raman lidar measurements. *Journal of Geophysical Research*, 111:doi:10.1029/2005JD006569.
- [Myhre and Stordal, 2001] Myhre, G. and Stordal, F. (2001). Global sensitivity experiments of the radiative forcing due to mineral aerosols. *Journal of Geophysical Research*, 106:18193–18204.
- [Ogren, 1995] Ogren, J. (1995). *A systematic approach to in situ observations of aerosol properties*. John Wiley and Sons, New York.
- [Otto et al., 2008] Otto, S., Bierwirth, E., Weinzierl, B., Kandler, K., Esselborn, M., Tesche, M., Wendisch, M., and Trautmann, T. (2008). Radiative effects of a Saharan dust plume observed during SAMUM assuming non-spherical dust particles. Erscheint in *Tellus B*.
- [Papayannis et al., 2008] Papayannis, A., Amiridis, V., Mona, L., Tsaknakis, G., Balis, D., Bösenberg, J., Chaikovskiy, A., de Tomasi, F., Grigorov, I., Mattis, I., Mitev, V., Müller, D., Nickovic, S., Perez, C., Pietruczuk, A., Pisani, G., Ravetta, F., Rizi, V., Sicard, M., Trickl, T., Wiegner, M., Gerding, M., Mamouri, R., Amico, G. D., and Pappalardo, G. (2008). Systematic lidar observations of Saharan dust over Europe in the frame of EARLINET (2000-2002). *Journal of Geophysical Research*, 113:doi:10.1029/2007JD009028.
- [Penner et al., 1994] Penner, J., Charlson, R., Hales, J., Laulainen, N., Leifer, R., Novakov, T., Ogren, J., Radke, L., Schwartz, S., and Travis, L. (1994). Quantifying and minimizing uncertainty of climate forcing by anthropogenic aerosols. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 75:375–400.
- [Petzold et al., 2008] Petzold, A., Rasp, K., Weinzierl, B., Esselborn, M., Hamburger, T., Dörnbrack, A., Kandler, K., Schütz, L., Knippertz, P., Fiebig, M., and Virkkula, A. (2008). Saharan dust absorption and refractive index from aircraft-based observations during samum 2006. Erscheint in *Tellus B*.
- [Piironen and Eloranta, 1994] Piironen, P. and Eloranta, E. W. (1994). Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter. *Optics Letters*, 19:234–236.
- [Poberaj et al., 2002] Poberaj, G., Fix, A., Assion, A., Wirth, M., Kiemle, C., and Ehret, G. (2002). Airborne all-solid-state DIAL for water vapour measurements in the tropopause region: System description and assessment of accuracy. *Applied Physics B*, 75:165–172.

- [Powell et al., 2000] Powell, D., Reagan, J., Rubio, M., Erxleben, W., and Spinhirne, J. (2000). Ace-2 multiple angle micro-pulse lidar observations from Las Galletas, Tenerife, Canary Islands. *Tellus B*, 52:652–661.
- [Raes et al., 2000] Raes, F., van Dingenen, R., Vignati, E., Wilson, J., Putaud, J.-P., Seinfeld, J., and Adams, P. (2000). Formation and cycling of aerosols in the global troposphere. *Atmospheric Environment*, 34:4215–4240.
- [Ramanathan et al., 2001] Ramanathan, V., Crutzen, P., Kiehl, J., and Rosenfeld, D. (2001). Aerosols, climate and the hydrological cycle. *Science*, 294:2119–2124.
- [Ramaswamy, 2001] Ramaswamy, V. (2001). *Radiative forcing of climate change*. J.T. Houghton et al., Cambridge University Press, Cambridge and New York.
- [Rasp, 2007] Rasp, K. (2007). Spektrale Absorption und Brechungsindex von Saharastaub – Ergebnisse der SAMUM 1 Messkampagne. Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Ludwig–Maximilians–Universität.
- [Reid et al., 2003] Reid, J., Kinney, J., Westphal, D., Holben, B., Welton, E., Tsay, S.-C., Eleuterio, D., Campbell, J., and P.R. Colarco, S. C., Jonsson, H., Livingston, J., Maring, H., Meier, M., Pilewskie, P., Prospero, J., Reid, E., Remer, L., Russell, P., Savoie, D., Smirnov, A., and Tanré, D. (2003). Analysis of measurements of Saharan dust by airborne and groundbased remote sensing methods during the Puerto Rico Dust Experiment (PRIDE). *Journal of Geophysical Research*, 108:doi:10.1029/2002JD002493.
- [Rosenfeld et al., 2001] Rosenfeld, D., Rudich, Y., and Lahav, R. (2001). Desert dust suppressing precipitation: A possible desertification feedback loop. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 98:5975–5980.
- [Sakai et al., 1999] Sakai, T., Shibata, T., Kwon, S., Kim, Y., Tamura, K., and Iwasaka, Y. (1999). Free tropospheric aerosol backscatter, depolarization ratio, and relative humidity measured with the raman lidar at Nagoya in 1994–1997: Contributions of aerosols from the Asian Continent and the Pacific Ocean. *Atmospheric Environment*, 34:431–442.
- [Saleh and Teich, 1991] Saleh, B. and Teich, M. (1991). *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, New York.
- [Sassen, 1994] Sassen, K. (1994). Advances in polarization diversity lidar for cloud remote sensing. *Proceedings of the IEEE*, 82:1907–1914.
- [Satheesh and Moorthy, 2005] Satheesh, S. and Moorthy, K. (2005). Radiative effects of natural aerosols: A review. *Atmospheric Environment*, 39:2089—2110.
- [Savitzky and Golay, 1964] Savitzky, A. and Golay, M. (1964). Smoothing and differentiation of data by simplified least square procedures. *Analytical Chemistry*, 36:1627–1639.

- [Schmitt and Rahn, 1986] Schmitt, R. and Rahn, L. (1986). Diode-laser-pumped nd:yag laser injection seeding system. *Applied Optics*, 25:629–633.
- [Schneider et al., 2000] Schneider, J., Balis, D., Böckmann, C., Bösenberg, J., Calpini, B., Chaikovsky, A. P., Comeron, A., Flamant, P., Freudenthaler, V., Hågård, A., Mattis, I., Mitev, V., Papayannis, A., Pappalardo, G., Pelon, J., Perrone, M. R., Resendes, D. P., Spinelli, N., Trickl, T., Vaughan, G., and Visconti, G. (2000). A European aerosol research lidar network to establish an aerosol climatology (EARLINET). *Journal of Aerosol Science*, 31:592–593.
- [Schütz, 1989] Schütz, L. (1989). *Atmospheric mineral dust—properties and source markers: Modern and Past Patterns of Global Atmospheric Transport*, M. Leinen and M. Sarnthein (Hrsg.). Kluwer Academic, Norwell, Mass.
- [Schwiesow and Lading, 1981] Schwiesow, R. L. and Lading, L. (1981). Temperature profiling by Rayleigh-scattering lidar. *Applied Optics*, 20:1972–1979.
- [She, 2001] She, C.-Y. (2001). Spectral structure of laser light scattering revisited: bandwidths of nonresonant scattering lidars. *Applied Optics*, 40:4875–4884.
- [Shimizu et al., 1983] Shimizu, H., Lee, S., and She, C. (1983). High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters. *Applied Optics*, 22:1373–1381.
- [Shiple et al., 1983] Shipley, S., Tracy, D., Eloranta, E., Trauger, J., Sroga, J., Roesler, F., and Weinman, J. (1983). High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation. *Applied Optics*, 22:3716–3724.
- [Sokolik and Toon, 1996] Sokolik, I. and Toon, O. (1996). Direct radiative forcing by anthropogenic airborne mineral dust aerosols. *Nature*, 381:681–683.
- [Sokolik et al., 2001] Sokolik, I., Winker, D., Bergametti, G., Gillette, D., Carmichael, G., Kaufman, Y., Gomes, L., Schütz, L., and Penner, J. (2001). Introduction to special section: Outstanding problems in quantifying the radiative impacts of mineral dust. *Journal of Geophysical Research*, 106:18015–18027.
- [Sroga et al., 1983] Sroga, J., Eloranta, E., Shipley, S., Roesler, F., and Tryon, P. (1983). High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 2: Calibration and data analysis. *Applied Optics*, 22:3725–3732.
- [Stoffelen et al., 2005] Stoffelen, A., Pailleux, J., Källén, E., Vaughan, J., Isaksen, L., Flamant, P., Wergen, W., Andersson, E., Schyberg, H., Culoma, A., Meynart, R., Endemann, M., and Ingmann, P. (2005). The Atmospheric Dynamics Mission for global wind field measurement. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83:73–87.

- [Tanré et al., 2003] Tanré, D., Haywood, J., Pelon, J., Léon, J. F., Chatenet, B., Formenti, P., Francis, P., Goloub, P., Highwood, E. J., and Myhre, G. (2003). Measurement and modeling of the Saharan dust radiative impact: Overview of the Saharan Dust Experiment (SHADE). *Journal of Geophysical Research*, 108:doi:10.1029/2002JD003273.
- [Tegen et al., 1997] Tegen, I., Hollrig, P., Chin, M., Fung, I., Jacob, D., and Penner, J. (1997). Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results. *Journal of Geophysical Research*, 102:23895—23915.
- [Tegen et al., 2004] Tegen, I., Werner, M., Harrison, S., and Kohfeld, K. (2004). Relative importance of climate and land use in determining present and future global soil dust emission. *Geophysical Research Letters*, 31:doi:10.1029/2003GL019216.
- [Tenti et al., 1974] Tenti, G., Boley, C., and Desai, R. (1974). On the kinetic model description of rayleigh–brillouin scattering from molecular gases. *Canadian Journal of Physics*, 52:285–290.
- [Tesche et al., 2008] Tesche, M., Ansmann, A., Müller, D., Althausen, D., Heese, B., Freudenthaler, V., Wiegner, M., Esselborn, M., Pisani, G., and Knippertz, P. (2008). Vertical profiling of Saharan dust with Raman lidars and airborne HSRL in southern Morocco during SAMUM. Erscheint in *Tellus B*.
- [Toon, 1995] Toon, O. (1995). *Modeling the relationships between aerosol properties and the direct and indirect effects of aerosols on climate*, in: Charlson, R.J. and J. Heintzenberg (Hrsg.), *Aerosol Forcing of Climate*. John Wiley and sons, Chichester.
- [Twomey, 1991] Twomey, S. (1991). Aerosols, clouds and radiation. *Atmospheric Environment, Part A*, 25:2435–2442.
- [van de Hulst, 1975] van de Hulst, H. (1975). *Light scattering by small particles*. John Wiley and Sons, New York.
- [Vaughan et al., 2004] Vaughan, M., Young, S., Winker, D., Powell, K., Omar, A., Liu, Z., Hu, Y., and Hostetler, C. (2004). Fully automated analysis of space-based lidar data: an overview of the CALIPSO retrieval algorithms and data products. *Proceedings of SPIE*, 5575:doi: 10.1117/12.572024.
- [Voss et al., 1994] Voss, E., Weitkamp, C., and Michaelis, W. (1994). Lead–vapor filters for high–spectral–resolution temperature lidar. *Applied Optics*, 33:3250–3260.
- [Voss et al., 2001] Voss, K., Welton, E., Quinn, P., Johnson, J., Thompson, A., and Gordon, H. (2001). Lidar measurements during Aerosols99. *Journal of Geophysical Research*, 106:20821—20831.
- [Wandinger, 2005] Wandinger, U. (2005). *Raman Lidar*, in: Weitkamp, C. (Hrsg.), *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Springer, New York.

- [Wandinger et al., 2002] Wandinger, U., Müller, D., Böckmann, C., Althausen, D., Matthias, V., Bösenberg, J., Weiß, V., Fiebig, M., Wendisch, M., Stohl, A., and Ansmann, A. (2002). Optical and microphysical characterization of biomass-burning and industrial-pollution aerosols from multiwavelength lidar and aircraft measurements. *Journal of Geophysical Research*, 107:doi:10.1029/2000JD000202.
- [Washington et al., 2003] Washington, R., Todd, M., Middleton, N., and Goudie, A. (2003). Dust-storm source areas determined by the Total Ozone Monitoring Spectrometer and surface observations. *Annals of the Association of American Geographers*, 93:297–313.
- [Weinzierl et al., 2008] Weinzierl, B., Petzold, A., Esselborn, M., Wirth, M., Rasp, K., Kandler, K., Schütz, L., Koepke, P., and Fiebig, M. (2008). Airborne measurements of dust layer properties, particle size distribution and mixing state of saharan dust during samum 2006. Erscheint in *Tellus B*.
- [Welton et al., 2000] Welton, E., Voss, K., Gordon, H., Maring, H., Smirnov, A., Holben, B., Schmid, B., Livingston, J., Russell, P., Durkee, P., Formenti, P., and Andreae, M. (2000). Ground-based lidar measurements of aerosols during ACE-2: Instrument description, results, and comparisons with other ground-based and airborne measurements. *Tellus B*, 52:636–651.
- [Werner et al., 2001] Werner, C., Flamant, P. H., Reitebuch, O., Kopp, F., Streicher, J., an E. Nagel, S. R., Klier, M., Herrmann, H., Loth, C., Delville, P., Drobinski, P., Romand, B., Boitel, C., Oh, D., Lopez, M., Meissonnier, M., Bruneau, D., and Dabas, A. (2001). Wind infrared doppler lidar instrument. *Optical Engineering*, 40:115–125.
- [Wernli and Davis, 1997] Wernli, H. and Davis, H. (1997). A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. 1: The method and some applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123:467–489.
- [Wiegner et al., 2008] Wiegner, M., Gasteiger, J., Kandler, K., Weinzierl, B., Rasp, K., Esselborn, M., Freudenthaler, V., Heese, B., Toledano, C., Tesche, M., and Althausen, D. (2008). Numerical simulations of optical properties of Saharan dust aerosols with emphasis on linear depolarization ratio. Erscheint in *Tellus B*.
- [Winker et al., 2007] Winker, D., Hunt, W., and McGill, M. (2007). Initial performance assessment of CALIOP. *Geophysical Research Letters*, 37:doi:10.1029/2007GL030135.
- [Wirth et al., 2008] Wirth, M., Fix, A., Mahnke, P., Schwarzer, H., Schrandt, F., and Ehret, G. (2008). The airborne multi-wavelength NIR- H₂O-DIAL WALES: System layout and performance. *Proceedings of the 24th International Laser Radar Conference (ILRC)*.
- [Wu, 2007] Wu, L. (2007). Impact of Saharan air layer on hurricane peak intensity. *Geophysical Research Letters*, 34:doi:10.1029/2007GL029564.

- [Yokoyama et al., 1998] Yokoyama, S., Yokoyama, T., Araki, T., Hayashi, T., and Suzuki, N. (1998). A simple frequency lock of green yag laser to doppler-broadened spectrum of iodine molecules utilizing an acousto-optic frequency shifter. *Measurement Science and Technology*, 9:1252–1258.
- [Young, 1981] Young, A. (1981). Rayleigh scattering. *Applied Optics*, 20:533–535.
- [Zender et al., 2004] Zender, C., Miller, R., and Tegen, I. (2004). Quantifying mineral dust mass budgets: Terminology, constraints, and current estimates. *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 85:509–512.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Ulrich Schumann für die Möglichkeit, am Institut für Physik der Atmosphäre des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt eine Dissertation zu einem äußerst spannenden Thema in einer anregenden Umgebung anzufertigen. Auch für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit, seine konstruktiven Anregungen und die Begutachtung dieser Arbeit möchte ich danken.

Herrn Professor Dr. Wolfgang Zinth danke ich für die Übernahme des Koreferates dieser Arbeit.

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern der Fachabteilung für die kollegiale Arbeitsatmosphäre und die Unterstützung bei meiner Arbeit bedanken, insbesondere bei Dr. Martin Wirth für die fachliche Betreuung und die zahlreichen erhellenden Diskussionen während der Anfertigung dieser Arbeit. Dr. Gerhard Ehret, Dr. Andreas Fix, Dr. Axel Amediek und Dr. Christoph Kiemle möchte ich für Diskussion und Unterstützung bei zahlreichen Messkampagnen bedanken.

Dr. Andreas Petzold, Dr. Bernadett Weinzierl, Katharina Rasp und Thomas Hamburger danke ich für die gute Zusammenarbeit, die zahlreiche Diskussionen und die Berechnung der in dieser Arbeit verwendeten *in-situ* Daten und Trajekorienanalysen.

Hans Krafczyk und seinen Mitarbeitern möchte ich für die zügige und präzise Fertigung einer ganzen Reihe von Bauteilen für das HSRL danken. Den Piloten der Falcon und den Mitarbeitern des Flugbetriebs möchte ich für die gute Zusammenarbeit während der Messflüge danken.

Dr. Albert Ansmann, Dr. Ulla Wandinger, Dr. Dietrich Althausen, Dr. Birgit Heese und insbesondere Matthias Tesche von Leibniz Institut für Troposphärenforschung, Leipzig, möchte ich für die gute Zusammenarbeit während der SAMUM Messkampagnen in Marokko und auf den Kap Verdischen Inseln sowie für den Austausch von Lidar-Daten danken. Dr. Volker Freudenthaler und Dr. Matthias Wiegner sowie Josef Gasteiger vom Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität München möchte ich für die gute Zusammenarbeit bei der Auswertung der während SAMUM gemessenen Lidar-Daten danken.

Meinen Eltern möchte ich ganz besonders für ihre stete Unterstützung danken. Hier zuletzt, aber in meinem Herzen an erster Stelle, danke ich meiner Frau Tina für ihre Liebe und Unterstützung während der letzten Jahre.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SAMUM Projekts Pe 632/2-1 unterstützt. Der Betrieb des Forschungsflugzeugs Falcon E 20 wurde teilweise von der Europäischen Weltraumorganisation ESA im Rahmen des SAMUM–EarthCARE Projekts 19429/06/NL/AR und der *European Fleet for Airborne Research, EUFAR* im Rahmen des DARPO Projekts finanziert.

Lebenslauf

Michael Esselborn

zur Person

Name	Michael Esselborn
geboren am	19. März 1976
Geburtsort	Mainz
Familienstand	verheiratet, ein Kind

Schulbildung

08/1986 – 06/1995	Besuch des Willigis-Gymnasiums in Mainz Abitur 19.06.1995
-------------------	--

Studium

10/1996 – 09/1997	Studium der Rechtswissenschaften an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
10/1997 – 08/2002	Studium des Photoingenieurwesens an der Fachhochschule Köln Abschluss Dipl. Ing. (FH) 27.06.2002
10/2002 – 09/2004	Studium der Physik/Physikalische Technologien an der Technischen Universität Clausthal Abschluss Dipl. Phys. 28.10.2004
seit 11/2004	Promotion am Institut für Physik der Atmosphäre des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, DLR