

Universität Leipzig
Institut für Physik und Geowissenschaften

Leibniz-Institut für
Troposphärenforschung

Diplomarbeit

ERWEITERUNG DES
MEHRWELLENLÄNGENLIDARS
MARTHA UM ZWEI
ROTATIONS-RAMANKANÄLE FÜR
TEMPERATUR- UND
EXTINKTIONSMESSUNG

zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker
im Fachbereich Physik

eingereicht von:

Dirk Wölbing

Matrikelnummer: 9928309

am: 09.01.2013

Gutachter:

Prof. Dr. Andreas Macke

PD. Dr. Albert Ansmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Lidarprinzip	5
2.2	Lidargleichung	6
2.3	Energieniveaus von rotierenden und vibrierenden Molekülen	7
2.4	Temperaturabhängigkeit des reinen Rotations-Ramanspektrums	11
2.5	Temperaturberechnung	14
3	Ramanlidar MARTHA: Aufbau und Erweiterungsarbeiten	17
3.1	Grundlegende Anordnung der Komponenten des Ramanlidars MARTHA	17
3.2	Strahlseparationseinheit	19
3.3	Einbau der Kamera	21
3.4	Rotations-Raman-Kanäle	24
3.4.1	Rotations-Ramanlidar mit einem Blazegitter	24
3.4.2	Rotations-Ramanlidar mit Interferenzfiltern	27
4	Qualitätstests	35
4.1	Telecover-Test	35
4.1.1	Durchführung	36
4.1.2	Auswertung	38
4.1.2.1	Vergleich der Nachweiskanäle pro Sektor	39
4.1.2.2	Vergleich der Sektoren pro Nachweiskanal	41
4.2	Überlappungsfunktion	43
4.3	Unterdrückung des elastischen Streulichts	47
4.4	Totzeit der Detektoren	50
4.5	Vergleich der Rotations-Ramansysteme	52

5	Kalibrierung der Lidarsignale und Messergebnisse	55
5.1	Bestimmung der Kalibrierkonstanten	55
5.1.1	Kalibriermethode: Einzellinien-Ansatz	56
5.1.2	Kalibriermethode: Polynom-Ansatz	58
5.2	Gesamtfehler der Temperaturmessung	60
5.3	Extinktion	63
5.4	Tagestauglichkeit	68
6	Zusammenfassung und Ausblick	71
	Abbildungsverzeichnis	vii
	Tabellenverzeichnis	xiii
	Literaturverzeichnis	xv

Kapitel 1

Einleitung

Die Gesamtheit der elektromagnetischen Wellen, welche durch einen makroskopischen Körper infolge thermischer Bewegung abgestrahlt werden, heißt Wärmestrahlung und ist Bestandteil der Sonnenstrahlung (Pfeifer, Schmiedel, Stanarius, 2004). Durch das *goldene Zeitalter der Physik*, mit der einhergehenden Entwicklung der Quantenmechanik, Kernphysik, und Molekülphysik, konnten die in der Sonne vorgehenden Prozesse besser erklärt werden. Der Prozess Kernfusion¹ erhitzt das Zentrum der Sonne um mehrere Millionen Grad Celsius. Die Wärme steigt konvektiv auf und wird an der Fotosphäre homogen in alle Richtungen abgestrahlt. Ein Teil dieser Strahlung erreicht die Erde und erwärmt diese. Die sieben Schichten der Atmosphäre bewirken dabei eine Schwächung der ankommenden Strahlung. Bildet man an der Erdoberfläche das arithmetische Mittel der Temperatur der vier großen Klimazonen, Tropen, Subtropen, gemäßigte Zonen und Polarzone, erhält man eine Durchschnittstemperatur der Erde von rund 12 °C. Demzufolge ist durch die Sonne und die Beschaffenheit der Atmosphäre der Erde ein prinzipielles Leben auf unserem Planeten möglich. Damit die Erde sich jedoch nicht kontinuierlich erhitzt, ist es notwendig, dass der Körper Erde auch Wärme abgibt. Die Schwächung der ankommenden Sonnenstrahlung und der abgegebenen Wärmestrahlung der Erde wird im Wesentlichen durch zwei grundlegende Prozesse in der Atmosphäre hervorgerufen. Zum einen ist dies die Umwandlung elektromagnetischer Wellen in Wärme, genannt Absorption und zum anderen eine Richtungsänderung der einfallenden Photonen mit oder auch ohne Verlust an Energie, genannt Streuung. Die Summe der Prozesse wird als Extinktion bezeichnet.

Mit dem Beginn der Industrialisierung und dem einhergehenden Ausstoß von

¹Verschmelzung von Wasserstoffatomkernen zu Heliumatomkernen

Treibhausgasen wie Kohlenstoffdioxid und dem Erzeugen anthropogener Aerosolpartikel, konnte ein signifikanter Anstieg der Temperatur verzeichnet werden. Allein in den letzten 60 Jahren hat sich die Durchschnittstemperatur der Erde um 0,9 °C erhöht (Parry u. a. 2007). Es werden jedoch nicht alle luftgetragenen Partikel durch den Menschen erzeugt. Einige haben einen natürlichen Ursprung. Darunter werden Meersalze, Wüstenstaub und Rußpartikel, welche zum Beispiel durch Waldbrände hervorgerufen werden, gezählt. Heute steht fest, dass diese kleinsten Partikel in der Luft, genannt Aerosol, einen direkten und indirekten Einfluss auf das Klima der Erde ausüben. Der direkte Einfluss wird darin begründet, dass die Aerosolpartikel sowohl für die Absorption als auch für die Streuung der terrestrischen Strahlung und der Sonnenstrahlung verantwortlich sind. Der indirekte und noch nicht ganz verstandenen Aerosoleffekt beeinflusst die Wolkenalbedo und Niederschlagsbildung (Twoomey, 1974, 1991; Sassen u. a. 1995; Rosenfeld, 2000). Natürliche und antropogene Aerosole werden in einer durch Konvektion gebildeten Schicht von 1,5km bis 3,5km, genannt Grenzschicht, durchmischt. Turbulenzen ermöglichen das Aufsteigen dieser Partikel in die freie Troposphäre. Aufgrund der Stabilität dieser wird eine Verteilung der Partikel auf der gesamten Erde ermöglicht. Das Leibniz-Institut für Troposphären Forschung (TROPOS) untersucht diese Partikel auf physikalischer und chemischer Ebene. Ziel ist es, wichtige Größen wie Partikelkonzentration, -eigenschaften und -mechanismen zu verstehen. In-situ-Verfahren werden durch den einen Bereich des Instituts angewandt. In diesem Bereich werden Messungen mit Nephelometern Kondensationspartikelzählern und Mobilitätsanalysegeräten durchgeführt. In dem anderen Bereich, der optischen Fernerkundung, in dem diese Arbeit entstanden ist, werden Messungen in der gesamten Troposphäre durchgeführt. Für diese Messungen sind das Sonnenphotometer, das Ceilometer, das Mikrowellenradiometer, das Wolkenradar und verschiedene Lidarsysteme (**l**ight **d**etection **a**nd **r**anging) verantwortlich.

Das fest stationierte Lidarsystem, das Mehrwellenlängen-Ramanlidar **MARTHA** (**M**ultiwavelength **A**tmospheric **R**aman Lidar for **T**emperature, **H**umidity, and **A**erosol Profiling) ist Bestandteil des Lidarnetzwerkes **EARLINET** (**E**uropean **A**erosol **R**esearch **L**idar **N**etwork) (Bösenberg u. a. 2001). An diesem Lidarnetzwerk sind 30 Stationen in ganz Europa beteiligt. Dabei sind folgende Mitgliedsländer mit einbezogen: Schweden, Großbritannien, Frankreich, Deutschland, Polen, Weißrussland, Schweiz, Portugal, Spanien, Italien und Griechenland. Die Messungen der einzelnen Stationen sollen annähernd zeitsimultan in der Nacht und am Tag durchgeführt werden. Da Messungen am Tage mit einem Lidar durch die

Sonnenstrahlung beeinflusst werden, war das Ziel der vorliegenden Arbeit ein fähiges System zu konstruieren, welches die Erstellung von Extinktionsprofilen und Temperaturprofilen am Tag ermöglicht. Um dies zu bewerkstelligen, wurden dem Lidarsystem zwei Rotations-Ramankanäle hinzugefügt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 6 Kapitel. Nach den einleitenden Worten werden in Kapitel 2 zunächst die Grundlagen der Ramanlidartechnik vorgestellt. Dies beinhaltet die Erklärung des Lidarprinzips, eine Erläuterung der grundlegenden Lidargleichung und die Erklärung des Rotations-Ramanspektrums, welches für Temperatur- und Extinktionsmessungen verwendet wird.

Der grundlegende Aufbau des Ramanlidars MARTHA wird in Kapitel 3 beschrieben. Des Weiteren werden die am Lidar durchgeführten Erweiterungsarbeiten, das Umsetzen der Kamera, welche den Laserstrahl während einer Messung überprüft und den Einbau der Rotations-Raman-Kanäle beschrieben.

In Kapitel 4 werden die notwendigen Tests für die Qualitätssicherung der Strahlseparationseinheit und speziell der Rotations-Raman-Kanäle diskutiert.

Die Kalibrierung der Rotations-Raman-Kanäle für die Temperaturmessung und die Bestimmung der Wichtungskonstanten für Extinktionsmessung wird in Kapitel 5 durchgeführt. Zusätzlich werden Messungen ausgewertet, welche für Kalibrierzwecke in der Nacht durchgeführt wurden. Weiterhin erfolgt die Auswertung von Messergebnissen mit den ermittelten Kalibrierkonstanten am Tag.

Abschließend erfolgt in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit. Ein Ausblick rundet diese Arbeit letztlich ab.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die vorliegende Arbeit dargestellt. Dabei wird die prinzipielle Wirkungsweise eines Lidars erklärt. Danach wird die für Lidaranwendungen grundlegende Gleichung, die Lidargleichung, für elastische Streuprozesse und inelastische Streuprozesse diskutiert. Zusätzlich werden die formalen Zusammenhänge der Energieniveaus rotierender Moleküle verdeutlicht. Das daraus resultierende Spektrum, genannt Rotations-Ramanspektrum wird erläutert. Die Abhängigkeit der Form des Spektrums von der Temperatur wird aufgezeigt. Im letzten Abschnitt wird die theoretische Grundlage der Bestimmung der Temperatur mit Hilfe eines Lidars detailliert erläutert.

2.1 Lidarprinzip

Ein Lidar ist ein aktives optisches Fernmessinstrument, mit welchem atmosphärische Parameter bestimmt werden können. Dabei werden in der Regel Vertikalprofile erstellt. Mit Hilfe einer monochromatischen Lichtquelle werden Lichtpulse in die Atmosphäre gesendet. Das ausgesendete Licht² trifft an der Stelle z auf ein Streuobjekt. Diese Objekte können zum Beispiel Moleküle oder Aerosolpartikel sein. Die Streurichtung des Lichts ist im Allgemeinen nach einem solchen Prozess beliebig. Mit einem Lidar werden aber nur die Photonen detektiert, welche direkt zurück zum Lidar gestreut werden. Durch die Messung der Zeit t vom Aussenden des Lichtpulses bis zur Detektion ist es möglich, die Position z des Streuobjekts zu bestimmen. Durch das Anwenden des Gesetzes der gleichförmigen Bewegung, mit c als Lichtgeschwindigkeit, kann die entsprechende Höhe bei einem vertikal

²Es wird hier nicht nur der sichtbare Bereich des elektromagnetischen Spektrums von 380 – 780 nm als Licht bezeichnet, sondern auch noch der ultraviolette und der infrarote Wellenlängenbereich.

ausgerichteten System ermittelt werden:

$$z = \frac{1}{2}ct. \quad (2.1)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ resultiert daraus, dass der Weg zum Streuobjekt und wieder zurück zum Lidar zurückgelegt wird. Ein Lidar ist in der Lage, verschiedene Eigenschaften der Atmosphäre gleichzeitig zu messen. So wird durch die Detektion von elastischem Licht die Bestimmung des Rückstreukoeffizienten gewährleistet. Die Detektion der Rotations-Raman-Linien von Stickstoff und Sauerstoff ermöglicht die Bestimmung eines vertikalen Temperatur- und Extinktionsverlaufs. Extinktionsprofile können auch mittels der Vibrations-Rotations-Raman-Linien bestimmt werden. Durch Messungen der Polarisation des zurückgestreuten Lichts können z.B. Aussagen über den Aggregatzustand des Wassers in Wolken getroffen werden und Aerosolpartikel voneinander unterschieden. Des Weiteren ist ein Ramanlidar in der Lage, das Wasserdampf-mischungsverhältnis zu bestimmen.

2.2 Lidargleichung

Grundlage der Bestimmung der Zustandsgrößen der Atmosphäre mit einem Lidar bildet die Lidargleichung. Wenn das ausgesendete Licht der Wellenlänge λ_0 elastisch gestreut wird, hat die Gleichung die Form:

$$P(z, \lambda_0) = P_0 \frac{K(\lambda_0)O(z)}{z^2} \beta(z, \lambda_0) \exp \left\{ -2 \int_0^z \alpha(\xi, \lambda_0) d\xi \right\}. \quad (2.2)$$

Dabei haben die einzelnen Faktoren folgende Bedeutung:

$P(z, \lambda_0)$	empfangene Leistung aus der Höhe z in Watt,
$K(\lambda_0)$	Systemfunktion des Lidars,
$O(z)$	Überlappungsfunktion von Laserstrahl und Empfängergesichtsfeld,
$\beta(z, \lambda_0)$	Rückstreukoeffizient,
$\alpha(z, \lambda_0)$	Extinktionskoeffizient,
z	Höhe,
λ_0	ausgesendete Laserwellenlänge,
P_0	gemittelte Leistung eines Pulses.

Wenn allerdings die zurückgestreute Wellenlänge nicht mit der ausgesendeten Wellenlänge des Lidars übereinstimmt, liegt, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, eine inelastische Streuung vor. Die Lidargleichung muss dann an diesen Streuprozess angepasst werden:

$$P(z, \lambda_R) = P_0 \frac{K(\lambda_R)O(z)}{z^2} \beta(z, \lambda_R) \exp \left\{ - \int_0^z \alpha(\xi, \lambda_0) + \alpha(\xi, \lambda_R) d\xi \right\}. \quad (2.3)$$

Die Systemfunktion K beinhaltet die Länge des Laserpulses τ , die Effizienz des Empfängers $\eta_{0,R}$ und die Fläche des Empfangsteleskops A :

$$K(\lambda_{0,R}) = \frac{c\tau A\eta_{0,R}}{2}. \quad (2.4)$$

Der Sachverhalt der Überlappung des Querschnitts des Laserstrahls mit dem Detektionsquerschnitt des Empfangsteleskops wird in der Überlappungsfunktion $O(z)$ verdeutlicht. Die Überlappungsfunktion nähert sich mit wachsender Höhe dem Wert eins an. Sobald $O(z) = 1$ ist, können Daten mit Standardverfahren ausgewertet werden. Wenn dies nicht der Fall ist, sind Korrekturverfahren notwendig, um die Daten auszuwerten. In Kapitel 4.2 wird genauer auf die Überlappungsfunktion eingegangen.

Der Extinktionskoeffizient beschreibt die Schwächung des Lichts auf dem Weg durch die Atmosphäre. Die Extinktion ist die Summe aus Absorption und Streuung durch Moleküle und Partikel. Der Rückstreuoeffizient für Molekülstreuung $\beta(z, \lambda_R)$ wird gebildet aus dem Produkt des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und der Moleküldichte $N(z)$ in der Höhe z :

$$\beta(z, \lambda_R) = N(z) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.5)$$

Unter der Annahme, dass die Troposphäre ideal durchmischt und die Luft ein ideales Gas ist, erfolgt die Bestimmung von $N(z)$ über die ideale Gasgleichung:

$$N(z) = \frac{p}{R_{\text{Luft}}T}. \quad (2.6)$$

Dabei beschreibt $R_{\text{Luft}} = 287,0584 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$ die spezifische Gaskonstante, p den Luftdruck und T die Temperatur in der Troposphäre. Sowohl Temperatur als auch Druck nehmen mit wachsender Höhe in der Troposphäre ab. Unter den Annahmen ist ein linearer Abfall eine gute Annäherung für die Teilchendichte der Moleküle. Dieser Zusammenhang kann für Extinktionsmessungen, welche Bestandteil dieser Arbeit sind, benutzt werden.

2.3 Energieniveaus von rotierenden und vibrierenden Molekülen

Die Begriffe Wellenlänge λ , Energie E , Frequenz f und Wellenzahl ν sind signifikant für die vorliegende Arbeit. Dabei hängen sie formal mit dem Planckschen Wirkungsquantum h wie folgt zusammen:

$$E = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} = h \cdot c \cdot \nu. \quad (2.7)$$

Molekulare Streuprozesse werden in zwei Kategorien unterteilt. So wird die elastische Streuung eines Photons an einem Molekül als Rayleighstreuung bezeichnet, während die inelastische Streuung als Ramanstreuung bezeichnet wird. Trifft ein Photon einer bestimmten Frequenz f_1 bzw. Energie E_1 auf ein hantelförmiges Molekül³ und wird inelastisch gestreut, beginnt das Molekül zu rotieren, zu vibrieren oder zu rotieren und zu vibrieren⁴. Das gestreute Photon besitzt die Frequenz f_2 . Es tritt eine Frequenzverschiebung auf. (Brügel, 1969; Finkelnburg 1976);

$$\Delta f = f_1 - f_2 = \Delta E \cdot h \cdot c. \quad (2.8)$$

Durch das Auftreffen eines Photons auf ein Molekül wird dieses auf ein virtuelles Zwischenniveau gehoben, wobei es kurz danach in einen Vibrations-Rotations-Zustand übergeht. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung dieses Effekts. Die Abbildung ist minimiert auf die beiden niedrigsten Vibrationsniveaus $n = 0$ und $n = 1$ und die jeweils zugehörigen ersten vier Rotationenniveaus mit den Quantenzahlen $J = 0, 1, 2, 3$. Die Quantenmechanik erlaubt nur Übergänge zwischen bestimmten Rotations- bzw. Vibrationszuständen. Für hantelförmige Moleküle sind nur solche Übergänge mit Änderung der Vibrationsquantenzahl um $\Delta n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und der Rotationsquantenzahl um $\Delta J = 0, \pm 2$ erlaubt.

Im Allgemeinen werden Übergänge in ein höheres Energieniveau als Stokes-Übergänge und die zugehörigen Linien als Stokes-Linien bezeichnet, während ein Übergang in ein niedrigeres Energieniveau als Anti-Stokes-Übergang definiert wird. Ändert sich bei einem Übergang die Vibrations- (n) und die Rotationsquantenzahl (J), treten im Spektrum Stokes- (bzw. Anti-Stokes-) Vibrations-Rotations-Linien auf (Herzberg 1989; Haken und Wolf, 1991). Da die Änderung der Rotationsquantenzahl für hantelförmige Moleküle drei verschiedene Werte annehmen kann ($\Delta J = 0, \pm 2$), treten auch im Spektrum drei verschiedene Zweige auf:

- S-Zweig: $\Delta J = +2$,
- Q-Zweig: $\Delta J = 0$,
- O-Zweig: $\Delta J = -2$.

Diese drei Zweige eines Vibrationsübergangs werden zusammen als Stokes- (bzw. Anti-Stokes-) Vibrations-Raman-Banden bezeichnet. Die Änderung der Vibrationsquantenzahl unterscheidet die Banden voneinander. Die Bezeichnung der Banden erfolgt analog zur jeweiligen Vibrationsquantenzahl (z.B. $\Delta n = 1$ entspricht

³In der vorliegenden Arbeit werden die Moleküle Stickstoff N_2 und Sauerstoff O_2 betrachtet.

⁴Die Rotation und Vibration des Moleküls vor dem Zusammenstoß wird dabei nicht berücksichtigt.

der ersten Bande). Ändert sich bei einem Übergang der Vibrationszustand nicht ($\Delta n = 0$), entstehen die Linien des reinen Rotationsspektrums. In diesem Fall gibt es keinen Q-Zweig. Die Übergänge mit $\Delta n = 0$ und $\Delta J = 0$ entsprechen der elastischen Rayleigh-Streuung an Molekülen. Die Gleichung 2.9 beschreibt einen Energiezustand. Die Lage der Linie ist durch die Änderung des Zustands gegeben. Das heißt bei An- oder Abregung von einem Rotationszustand J und einem Vibrationszustand n auf tritt eine Energieverschiebung auf (Finkelburg, 1976)

$$E = E_{vib} + E_{rot} = hc\tilde{\nu}_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) + hcBJ(J + 1). \quad (2.9)$$

$\tilde{\nu}_0$ ist die Grundvibrationswellenzahl des Moleküls und B ist die Rotationskonstante. B ist abhängig von der reduzierten Masse μ und dem Abstand r der Massepunkte. Daher ist sie abhängig von der Beschaffenheit des Moleküls. Die Rotationskonstante kann mit den allgemein bekannten physikalischen Konstanten ausgedrückt werden:

$$B = \frac{h}{8\pi^2\mu cr_0^2}. \quad (2.10)$$

Die Rotationskonstanten für Sauerstoff und Stickstoff sind in Tabelle 2.3 aufgelistet (Weitkamp, 2004). Die allgemeine Konvention der Dimension der Rotationskonstante ist die einer Wellenzahl cm^{-1} .

Tabelle 2.1: Rotationskonstanten und Grundvibrationswellenzahl für Sauerstoff und Stickstoff

Gas	$\tilde{\nu}_0$ [cm^{-1}]	B [cm^{-1}]
N ₂	2330,7	1,98957
O ₂	1556,4	1,43768

Die Lage der Linien des Spektrums der Abbildung 2.1 für die Stokes-Vibrations-Rotations-Übergänge errechnet sich quantenmechanisch wie folgt. Die Gleichung (2.9) wird vereinfacht dargestellt, indem man durch die Lichtgeschwindigkeit und das Plancksche Wirkungsquantum dividiert:

$$G(n, J) = \frac{E(n, J)}{hc} = \tilde{\nu}_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) + BJ(J + 1). \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen der Auswahlregel $\Delta n = 1$ und $\Delta J = 2$ in Gleichung (2.11) und bilden der Differenz erhält man die Linien für den S-Zweig. Die zugeordneten

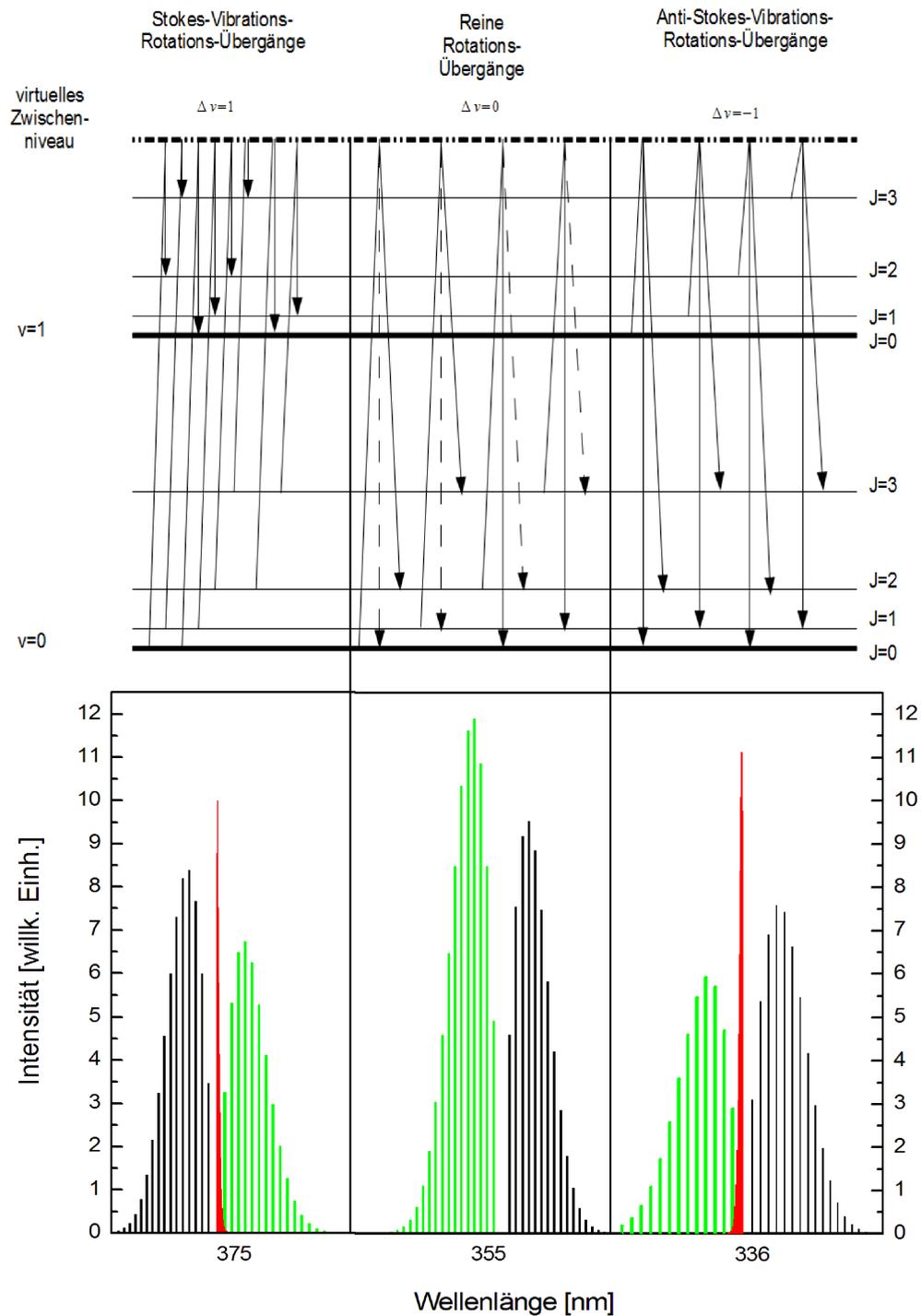


Abbildung 2.1: oben: Darstellung des Raman-Effekts. Die gestrichelten Linien entsprechen Rayleighübergängen, die durchgezogenen Linien entsprechen den Ramanübergängen. n ist die Vibrationsquantenzahl und J die Rotationsquantenzahl. Unten: Darstellung des Ramanspektrums für Sauerstoff bei einer Temperatur von 300 K mit S-Zweig (schwarz), O-Zweig (grün) und Q-Zweig (rot).

Übergänge sind:

$$\begin{aligned} G(n+1, J+2) - G(n, J) &= \\ \tilde{\nu}_0 \left(n+1 + \frac{1}{2} \right) - \tilde{\nu}_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) + B(J+2)(J+3) - BJ(J+1) &= \quad (2.12) \\ \tilde{\nu}_0 + 2B(2J+3) &= \tilde{\nu}_S(J). \end{aligned}$$

Analog erhält man mit den Auswahlregeln $\Delta n = 1$ und $\Delta J = -2$ die Linien für den O-Zweig. Die entsprechenden Übergänge sind:

$$G(n+1, J-2) - G(n, J) = \tilde{\nu}_0 - B(4J-3) = \tilde{\nu}_O(J). \quad (2.13)$$

Mit Hilfe der Auswahlregel $\Delta n = 1$ und $\Delta J = 0$ erhält man schlussendlich den Q-Zweig im Stokes-Vibrations-Rotationsspektrum mit

$$G(n+1, J) - G(n, J) = \tilde{\nu}_0 - B(J^2 + J) = \tilde{\nu}_Q(J). \quad (2.14)$$

Bildet man nun die Differenz zweier aufeinander folgender Linien im S-Zweig oder im O-Zweig, so erhält im Spektrum einen äquidistanten Abstand der benachbarten Linien zueinander. Dieser Abstand ist ein Vielfaches der Rotationskonstante. In dem vorliegenden Fall beträgt er

$$\tilde{\nu}_S(1) - \tilde{\nu}_S(2) = \tilde{\nu}_O(1) - \tilde{\nu}_O(0) = 4B. \quad (2.15)$$

Diese Arbeit beschäftigt sich vorwiegend mit reinen Rotationsübergängen. Dies sind solche, bei denen die Vibrationsquantenzahl unverändert bleibt ($\Delta n = 0$), sich aber die Rotationsquantenzahl ändert ($\Delta J = \pm 1$) (vergleiche Abbildung 2.1 mittlere Darstellung). Das heißt, die Gleichung (2.9) vereinfacht sich zu:

$$E_{rot} = hcBJ(J+1). \quad (2.16)$$

In der vorliegenden Arbeit werden keine hohen Rotationszustände betrachtet. Daher kann die Deformation des Moleküls vernachlässigt werden.

2.4 Temperaturabhängigkeit des reinen Rotations-Ramanspektrums

Die Stärke einer Ramanlinie, im Folgenden Intensität genannt, ist abhängig vom Wirkungsquerschnitt σ . Der Wirkungsquerschnitt σ beschreibt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass zwischen einem Projektil und einem Streuer eine Wechselwirkung⁵ stattfindet. Formal wird der Wirkungsquerschnitt durch das Produkt aus

⁵In der vorliegenden Arbeit sind Projektile Photonen, Streuer Moleküle und die Wechselwirkungsprozesse sind die Absorption und Streuung.

Übergangswahrscheinlichkeit und Besetzung der Energieniveaus des Ausgangszustands berechnet. (Weitkamp, 2004; Wandinger, 2004) Für Lidaranwendungen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für Streuprozesse mit einem Winkel von 180° benötigt. Die Besetzungen der Quantenzustände genügen, in diesem Fall, der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Während sich bei Vibrationszuständen die Anzahl der Moleküle ausschließlich über eine Boltzmann-Verteilung bestimmen lässt, muss bei Rotationszuständen differenzierter vorgegangen werden, weil bei diesen Zuständen weitere Effekte berücksichtigt werden müssen. Aufgrund der hohen Energiedifferenz zwischen dem Rotationszustand und dem Vibrationszustand ($E_{\text{rot}} \gg E_{\text{vib}}$) sind auch unter atmosphärischen Bedingungen hohe J im Grundzustand gut besetzt. Die Intensität einer reinen Rotationslinie hängt von der Anzahl der sich im Ausgangszustand befindlichen Moleküle N_J ab. Des Weiteren fließen die Entartung⁶ $2J+1$ des ursprünglichen Rotationszustands J , die Entartung des Kernspins $2I+1$ und das statistische Gewicht des Kernspins mit in die Intensitätsberechnung der Raman-Linien ein. Daher kann die Anzahl der Moleküle im Ausgangszustand N_J nicht ausschließlich über die Boltzmann-Verteilung bestimmt werden. Formal kann der Zusammenhang wie folgt dargestellt werden:

$$I_{\text{rot}} \propto N_J = \frac{N}{Q_J} (2J+1) S(J) g_N \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{kT}\right). \quad (2.17)$$

N entspricht der Anzahl der vorhandenen Moleküle. Q_J wird als Zustandssumme bezeichnet, mit

$$Q_J = \sum_J (2J+1) \exp\left(-\frac{E_{\text{rot},J}}{kT}\right). \quad (2.18)$$

Eine Summation über alle J hat eine Vereinfachung der Gleichung (2.18) mit

$$Q_J = \frac{kT}{hcB} \quad (2.19)$$

zur Folge. S wird als die Wahrscheinlichkeit aller Übergänge in Abhängigkeit von der Rotationsquantenzahl J identifiziert. Für $S(J)$ des Stokes-Zweiges gilt:

$$S(J) = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+3)}. \quad (2.20)$$

Für den Anti-Stokes-Zweig gilt:

$$S(J) = \frac{3J(J-1)}{2(2J-1)}. \quad (2.21)$$

Der Kernspin von Stickstoff ist $I = 1$, der von Sauerstoff $I = 0$. Dies führt dazu, dass alle geraden Linien des Rotationsspektrums von Sauerstoff fehlen, weil Übergänge zwischen symmetrischen und antisymmetrischen Zuständen verboten sind.

⁶Mehrere Quantenzustände haben das gleiche Energieniveau.

Des Weiteren tritt eine alternierende Intensität der Rotationslinien für Stickstoff auf, weil bei seinem Kernspin Übergänge zwischen verschiedenen Symmetrien erlaubt sind, aber ein unterschiedliches statistisches Gewicht besitzen, welches vom Gesamtspin des Moleküls abhängt. Hieraus folgt ein Intensitätsverhältnis von 2 : 1 zwischen Rotationszuständen mit geradem und ungeradem J (Herzberg, 1989). Aus der Abbildung 2.2 ist zu entnehmen, dass die Rotations-Raman-Linien sehr

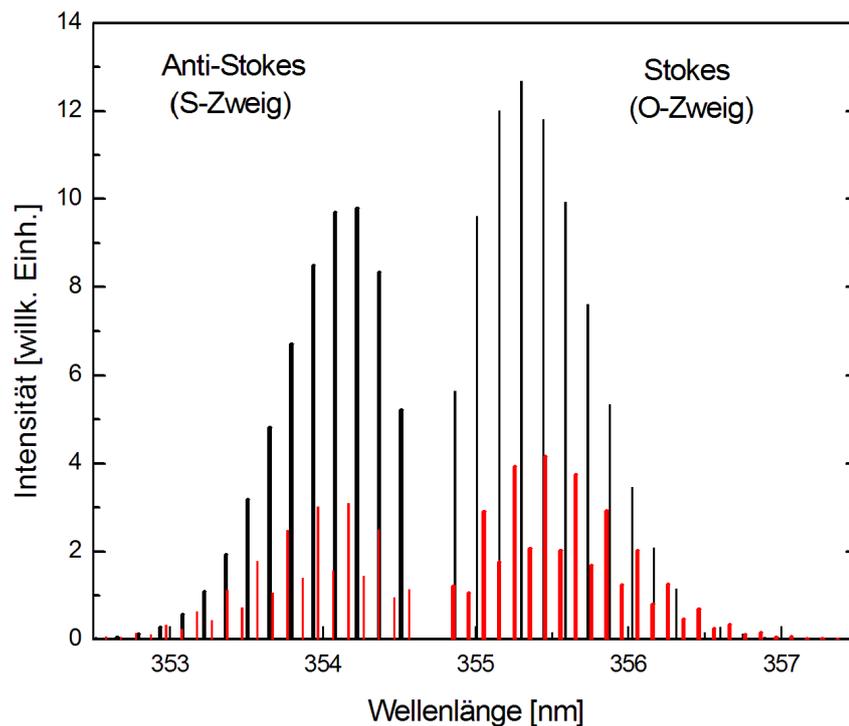


Abbildung 2.2: Rotations-Raman-Linien für die Gase Stickstoff (rot) und Sauerstoff (schwarz). Das Spektrum wurde für eine Temperatur von 250 K und bei einer Laserwellenlänge von 354,7 nm simuliert.

dicht in der Nähe der ausgesendeten Wellenlänge liegen. Dies erschwert eine eindeutige Separation und Detektion der Rotations-Raman-Linien. Des Weiteren ist der Abbildung zu entnehmen, dass die Linien des Sauerstoffs sehr dicht an den Linien des Stickstoffs liegen. Aufgrund des Mischungsverhältnisses von Sauerstoff und Stickstoff in der Luft sind die Stickstofflinien grundsätzlich intensiver. Dieser Zusammenhang ist nicht in Abbildung 2.2 verarbeitet. Zusätzlich kann aus der Besetzungswahrscheinlichkeit, welche durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben wird, eine Temperaturabhängigkeit erkannt werden. Bei hohen Temperaturen ist

das Molekül in der Lage, schneller in einen höheren Rotationszustand zu wechseln. Dies impliziert, dass die Außenbereiche des Spektrums stärker besetzt sind. Bei tiefen Temperaturen hingegen ist ein umgekehrtes Verhalten zu erkennen. Dementsprechend sind dann die Innenbereiche stärker besetzt. Eine weitere wichtige Eigenschaft des Spektrums ist, dass das Integral des Spektrums, im Gegensatz zu der Intensität der Linien, unabhängig von der Temperatur ist.

2.5 Temperaturberechnung

Die Idee und die experimentelle Realisierung der Rotations-Raman-Methode für optische Temperaturmessungen gehen auf Cooney (1972, 1976) zurück. Arshinov u. a. (1983; 2001), Nedljovic u. a. (1993), Arshinov und Bobrovnikov (1999), Behrendt und Reichardt (2000) sowie Behrendt u. a. (2002) trugen signifikant zur Weiterentwicklung dieser Technik bei. In Kapitel 2.4 wurde bereits die Abhängigkeit der Form des Rotations-Ramanspektrums von der Temperatur erläutert. Die Fläche unter dem Spektrum bleibt aber konstant. Wenn die Temperatur ansteigt, dann erhöht sich die Intensität der Linien im Spektrum, die weiter entfernt von der ausgesendeten Laserwellenlänge liegen. Dieser Bereich des Spektrums wird mit T_f bezeichnet. Währenddessen verringert sich die Intensität der Linien im Spektrum, die dichter an der ausgesendeten Laserwellenlänge liegen. Dieser Bereich wird mit T_n bezeichnet. Umgekehrt ist das Verhalten beim Sinken der Temperatur. Dementsprechend wird das Spektrum bei hohen Temperaturen wesentlich breiter als bei niedrigen.

In Abbildung 2.3 ist ein Rotations-Ramanspektrum für Stickstoff bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Diese Temperaturabhängigkeit der Linien im Spektrum kann für die Temperaturmessung mit einem Lidar ausgenutzt werden. Dabei werden zwei schmalbandige Wellenlängenbereiche im Stokes-Zweig oder Anti-Stokes-Zweig ausgewählt. Die ausgewählten Bereiche sind in Abbildung 2.3 durch die grauen Streifen dargestellt. T_n liegt bei der Rotationsquantenzahl $J = 6$ und T_f bei der Rotationsquantenzahl $J = 12$.

Aus den Gleichungen (2.3), (2.5) und (2.17) wird folgender proportionaler Zusammenhang ersichtlich:

$$P(z, \lambda_R) \propto \beta(z, \lambda_R) \propto I_{\text{rot}}(z, \lambda_R). \quad (2.22)$$

Die Bildung des Verhältnisses beider gemessener Rotationssignale bei den Wellenlängen λ_n und λ_n ergibt einen relativen Temperaturunterschied:

$$R(z) = \frac{P(z, \lambda_n)}{P(z, \lambda_f)} \propto \frac{\beta(z, \lambda_n)}{\beta(z, \lambda_f)} \propto \frac{I_{\text{rot}}(z, \lambda_n)}{I_{\text{rot}}(z, \lambda_f)}. \quad (2.23)$$

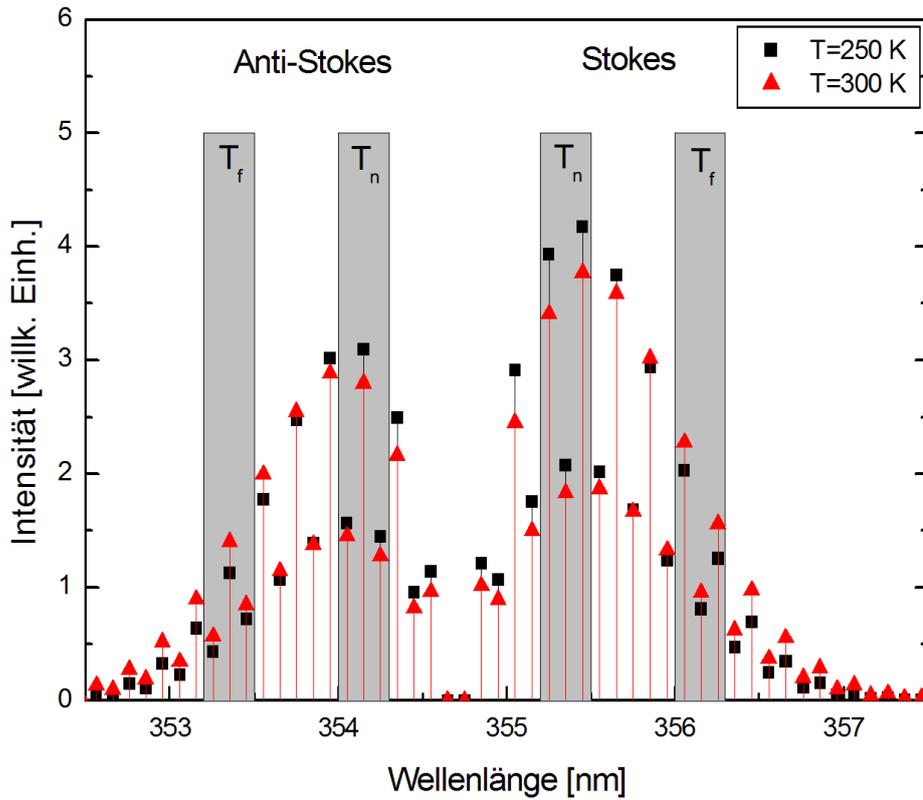


Abbildung 2.3: Darstellung des Rotations-Ramanspektrums für Stickstoff bei zwei verschiedenen Temperaturen. Die roten Linien mit dem Dreieck entsprechen der Temperatur 250 K und die schwarzen Linien mit dem Kreis der Temperatur 300 K. Die grauen Flächen geben exemplarisch die Wellenlängenbereiche wieder, die für die Temperaturmessung ausgewählt werden (siehe Kapitel 3.4).

Durch das Einsetzen der Gleichung (2.17) aus Kapitel 2.4 in Gleichung (2.23) ergibt sich das Signalverhältnis $R(z)$ formal zu:

$$\begin{aligned}
 R(z) &= \frac{P(z, \lambda_n)}{P(z, \lambda_f)} = \frac{\frac{N}{Q_J} (2J+1) S(J_n) g_N \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}, J_f}}{kT}\right)}{\frac{N}{Q_J} (2J+1) S(J_f) g_N \exp\left(-\frac{E_{\text{rot}, J_f}}{kT}\right)} \\
 &= \exp\left\{ \frac{E_{\text{rot}}(J_f) - E_{\text{rot}}(J_n)}{kT(z)} + \ln S(J_n) - \ln S(J_f) \right\}.
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass in der Realität keine einzelnen Linien gemessen werden, sondern ein Wellenlängenbereich, zu dem mehrere Linien von N_2 und O_2 beitragen. Die Gleichung (2.24) lässt sich mit den Konstanten A_T und B_T umschreiben zu

$$R(z) = \exp\left(\frac{A_T}{T(z)} + B_T\right). \tag{2.25}$$

Das Auflösen dieser Gleichung nach der Temperatur ergibt:

$$T(z) = \frac{A_T}{\ln[R(z)] - B_T}. \quad (2.26)$$

Dies ist die lineare Gleichung für die Bestimmung der Temperatur mit einem Lidar. Dabei sind die Konstanten A_T und B_T durch einen experimentellen Vergleich mit einem Referenzprofil zu ermitteln. Dies wird in Kapitel 5 beschrieben. Das Temperaturprofil kann aber auch durch ein Polynom höherer Ordnung angenähert werden. Das Verhältnis der Lidarsignale bei Detektion mehrerer Rotationslinien wird durch diese Gleichung besser beschrieben. Der Vorschlag stammte von Nedeljkovic u. a. (1993). Für diese Funktion müssen allerdings mehrere Kalibrierkonstanten bestimmt werden. Behrendt und Reichardt (2000) reduzierten in deren quadratischen Funktion die Anzahl der benötigten systemabhängigen Parameter auf drei. Das Signalverhältnis R zweier Signale ergibt sich im Allgemeinen zu:

$$R \propto \frac{\sum_{\lambda_{in}} I_{rot\lambda_{in}}}{\sum_{\lambda_{if}} I_{rot\lambda_{if}}} = \exp\left(a_0 + \frac{a_1}{T} + \frac{a_2}{T^2} + \frac{a_3}{T^3} + \dots\right). \quad (2.27)$$

Dabei bezeichnet der Index i die Anzahl der Rotations-Raman-Linien, die detektiert werden. Wenn die Terme ab dritter Ordnung nicht mehr berücksichtigt werden, vereinfacht sich die Gleichung. Das Auflösen dieser neuen Gleichung führt zu zwei möglichen Lösungen der Temperatur. Es sei $\tilde{R} = \ln(R)$ und $\Theta = 1/T$. Dann ist $\tilde{R} = a_2\Theta^2 + a_1\Theta + a_0$. Aufgelöst nach Θ ergibt dies die Gleichungen:

$$T_1 = \frac{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2 \{\ln[R(z)] - a_0\}}}{2 \{\ln[R(z)] - a_0\}}, \quad (2.28)$$

$$T_2 = \frac{-a_2}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2 \{\ln[R(z)] - a_0\}}}. \quad (2.29)$$

Beim Anwenden der Gleichung (2.28) wird ersichtlich, dass die Temperatur mit der Höhe fällt, während die Temperatur bei der Gleichung (2.29) mit der Höhe steigt. Folglich kann empirisch gesagt werden, dass die Gleichung (2.28) physikalisch die korrekte Lösung darstellt. Hervorgehoben werden muss an dieser Stelle nochmals, dass sowohl Gleichung (2.28) als auch Gleichung (2.26) empirische Gleichungen sind.

Kapitel 3

Ramanlidar MARTHA: Aufbau und Erweiterungsarbeiten

In diesem Kapitel wird der grundlegende Aufbau des Ramanlidars MARTHA dargestellt. Des Weiteren werden die Umbauarbeiten am Lidar, welche im Rahmen der Arbeit durchgeführt wurden, verdeutlicht. Ein Bestandteil war das Umsetzen der Kamera in der Strahlseparationseinheit. Die Kamera überprüft während einer Messung die Auskopplung des Laserstrahls. In diesem Zusammenhang wird auch auf die Überlappungsfunktion eingegangen. Außerdem wird in diesem Kapitel der Aufbau der Rotations-Raman-Kanäle erklärt. Dabei wird zum einen der Messaufbau realisiert mit einem Beugungsgitter und zum anderen der mit schmalbandigen Interferenzfiltern erläutert.

3.1 Grundlegende Anordnung der Komponenten des Ramanlidars MARTHA

Der prinzipielle Aufbau des Ramanlidars MARTHA ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Lichtquelle des Lidars ist ein leistungsstarker Nd:YAG-Laser. Es werden Pulse der Länge von 8–9 ns ausgesendet. Dies geschieht alle 0,03 s. Das entspricht einer Frequenz von 30 Hz. Mit Hilfe von zwei Kristallen, welche nichtlineare optische Eigenschaften besitzen, werden aus der Fundamentalwellenlänge von 1064 nm des Lasers zwei weitere Wellenlängen erzeugt, eine durch Frequenzverdopplung bei 532 nm und die andere durch Frequenzverdreifung bei 354,7 nm. Dabei ist das Licht bei 1064 nm eine elliptisch polarisierte elektromagnetische Welle. Die Strahlung der Wellenlängen 354,7 und 532 nm ist linear polarisiert. Die Gesamtpulsenergie des Lasers beträgt durchschnittlich 1,4 J, wobei 0,6 J auf die Wellenlänge

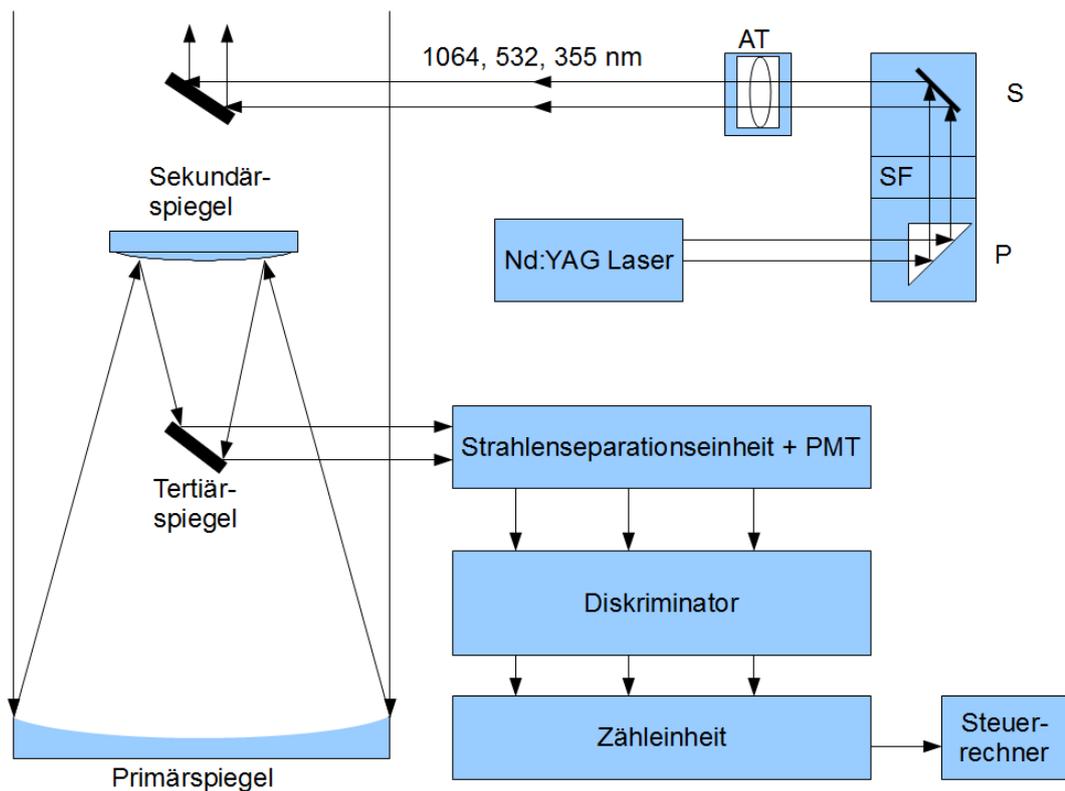


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau des Ramanlidars MARTHA. Die Pfeilrichtung gibt den Strahlengang und die Detektionserfassungsabfolge an. Die in dem Bild auftauchenden Abkürzungen stehen für: S - Spiegel, P - Prisma, SF - Strahlfalle, AT - Aufweitungsteleskop.

532 nm und 0,3 J auf die Wellenlänge 355 nm entfallen. Das Aufweitungsteleskop weitet den Laserstrahl um das Fünfzehnfache auf. Somit besitzt der Strahl einen Durchmesser von rund 150 mm. Signifikant ist aber, dass sich mit der Vergrößerung des Strahls die Divergenz verkleinert. Die Lasereigenschaften sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die vertikale Auslenkung des Strahls erfolgt über einen dielektrisch beschichteten, elliptischen Umlenkspiegel. Der Abbildung 3.1 ist zu entnehmen, dass das Ramanlidar MARTHA koaxial konstruiert ist⁷. Außerdem ist in der Abbildung 3.1 der prinzipielle Aufbau des Empfangsteleskops dargestellt. Es besteht aus einem Primärspiegel, mit parabolischer Form, einem hyperbolischen Sekundärspiegel und einem planaren Tertiärspiegel. Das Teleskop fokussiert die Strahlen und lenkt diese auf den optischen Tisch. Auf diesem werden die Strahlen separiert. Das Ramanlidar

⁷Der aufgeweitete, ausgesendete Laserstrahl und das Empfangsteleskop haben eine gemeinsame optische Achse.

Tabelle 3.1: Laserspezifikation des Mehrwellenlängenlidars MARTHA

Energie eines Pulses	1,4 J
Wiederholungsrate eines Pulses	30 Hz
Pulslänge	8–9 ns
Strahldurchmesser	10 mm
Strahldivergenz	0,2 mrad
Fundamentalwellenlänge	1064 nm
erzeugte Wellenlängen	532 nm und 354,7 nm

besitzt für bodennahe Messungen auch ein Nahfeldteleskop. In der vorliegenden Arbeit wurden aber mit diesem Element keine Messungen durchgeführt, daher wird nicht mehr auf das Nahfeldteleskop eingegangen. Das Prinzip der Datenaufnahme und -verarbeitung ist vereinfacht ebenfalls in Abbildung 3.1 dargestellt. Detailliert wird auf die Funktionsweise der Photomultiplier in Kapitel 3.2 und 4.4 eingegangen.

3.2 Strahlseparationseinheit

Die Separation des gesammelten Lichts erfolgt über unterschiedliche optische Elemente. Dazu gehören ein Kollimator, Strahlteiler, Quarzplatten und Interferenzfilter. Der Kollimator (Achromat) ist ein achromatisches Linsensystem, welches die ankommenden Strahlen kollimiert. Strahlteiler und Quarzplatten haben die Eigenschaft, einen Anteil des auftreffenden Lichts zu transmittieren und einen Anteil des auftreffenden Lichts zu reflektieren. Interferenzfilter transmittieren nur einen schmalen Wellenlängenbereich von wenigen Nanometern. Durch entsprechende Anordnung dieser optischen Elemente ist es möglich, einen Lichtstrahl in mehrere einzelne Wellenlängenbereiche aufzuteilen. Das einfallende Licht (Kapitel 2.1) wird somit in der Strahlseparationseinheit des Mehrwellenlängenlidars MARTHA in neunzehn verschiedene Wellenlängenbereiche, wobei diese sich auch in der Polarisationsrichtung unterscheiden können, aufgeteilt und detektiert. Detektionseinheiten für schmalbandige Wellenlängenbereiche, inklusive aller im Strahlengang vorhandenen Optiken, werden im Folgenden als Kanal bezeichnet. Dabei sind vierzehn Kanäle für Fernfeldmessungen und fünf Kanäle für Nahfeldmessungen im Lidar verankert. Eine exemplarische Konstruktion eines Kanals des Lidars wird am Ende dieses Kapitels diskutiert.

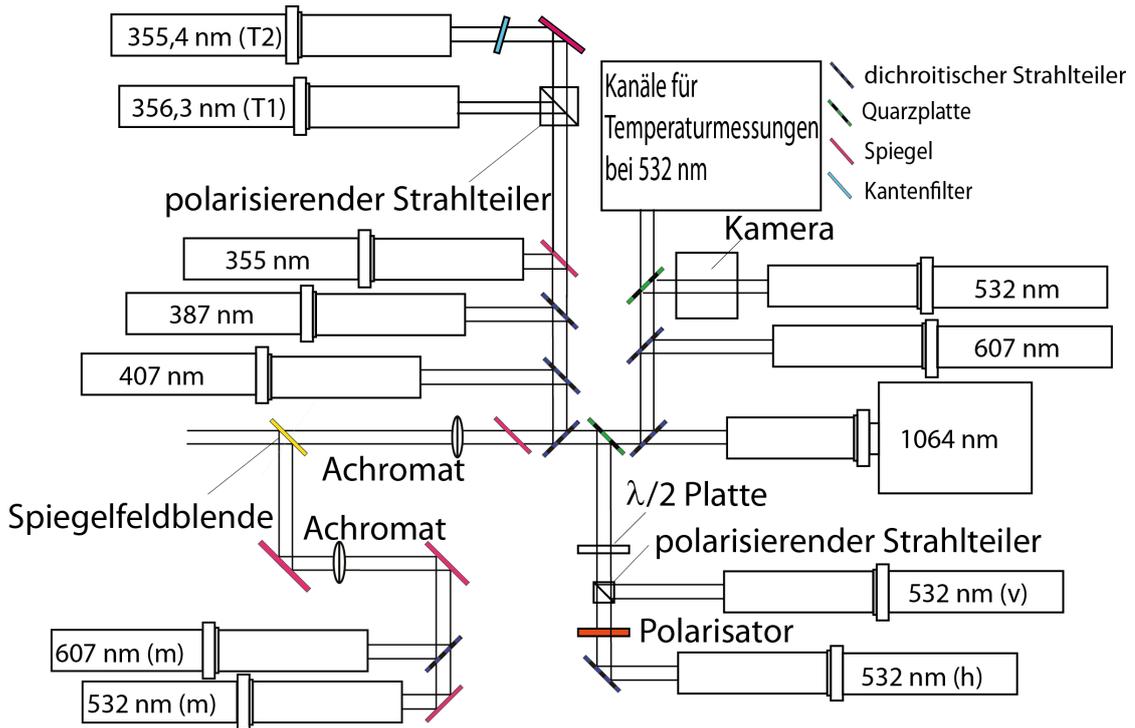


Abbildung 3.2: Nicht maßstabsgetreue Abbildung der Strahlseparationseinheit des Ramanlidar MARTHA. Die Bezeichnungen der Photomultiplier geben die detektierte Wellenlänge an. Die Separationseinheit wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch Kanäle 355,4 nm (T1) und 356,3 nm (T2) erweitert. Die Position der Kamera wurde in der vorliegenden Arbeit verändert.

In Abbildung 3.2 ist die Anordnung der Kanäle des Ramanlidars zu sehen. Die Kanäle 355 nm, 532 nm und 1064 nm sind für die Detektion des elastisch zurückgestreuten Licht verantwortlich. Mit den Kanälen 387 nm und 607 nm ist es möglich, Vibrations-Rotations-Ramanbanden von Stickstoff nachzuweisen. Der Kanal 407 nm detektiert Licht, das an Wasserdampfmolekülen gestreut wird. Die Kanäle 532 nm (v) und 532 nm (h) spalten das elastisch zurückgestreute Licht in zwei Polarisationsrichtungen auf. Die Kanäle 607 nm (m) und 532 nm (m) detektieren Licht, welches vorwärts an Wolkentropfen gestreut und anschließend zurückgestreut wurde. Eine Spiegelblende lenkt das Licht in den Strahlengang der Kanäle. Die Blende legt das Gesichtsfeld des Lidars fest. Die Kanäle für Temperaturmessungen bei 532 nm detektieren reine Rotations-Raman-Linien von Sauerstoff und Stickstoff bei der Wellenlänge von 532 nm. In Rahmen dieser Arbeit wurde das Lidar mit den Kanälen 355,4 nm (T1) und 356,3 nm (T2) erweitert. Diese beiden Kanäle detektieren Rotations-Raman-Linien von Sauerstoff und Stickstoff bei der Wellenlänge 355 nm.

Sie ermöglichen die Bestimmung der Temperatur in der Höhe z . Des Weiteren ist es möglich, mit den beiden Kanälen den Extinktionskoeffizient zu ermitteln. Diese Parameter können mit den beiden Kanälen sowohl am Tag als auch in der Nacht bestimmt werden. Verantwortlich hierfür sind die schmalbandigen Interferenzfilter im Kanalaufbau.

Die Detektion von Licht erfolgt im Ramanlidar MARTHA mittels Photomultipliern⁸ (PMT von engl. photomultiplier tube), die im Photonenzählmodus betrieben werden. Ein PMT besteht aus einer Kathode und mehreren Dynoden. Trifft ein Photon auf die Kathode, was im Folgenden Ereignis genannt wird, wird durch den photoelektrischen Effekt ein Elektron herausgeschlagen. Das elektrische Feld beschleunigt die freigesetzten Photoelektronen zu den Dynoden. Durch das Einschlagen dieser in die Dynoden werden Sekundärelektronen freigesetzt, welche zur nächsten Dynode beschleunigt werden und wieder neue aus dieser herausschlagen, usw. Dieser Prozess dient der Signalverstärkung. Bei der letzten angebrachten Dynode wird eine Spannung abgenommen. Diese hat die Form eines Spannungspulses. Die Stärke eines ausgegebenen Pulses ist abhängig von der Energie des auftretenden Ereignisses. Der Diskriminator formt alle Pulse, welche eine bestimmte Schwelle überschreiten, in identische Pulse um. Diese Pulse werden dann von der Zählinheit gezählt. Da die Zählraten der PMTs abhängig von den atmosphärischen Verhältnissen sind, ist es notwendig, vor allen beschriebenen Kanälen Neutraldichtefilter (im Folgenden Graufilter genannt) bereitzuhalten. Graufilter schwächen das ankommende Licht um einen definierten Wert. Somit ist es möglich, Totzeiteffekte im PMT gering zu halten. Vertieft wird auf diese Effekte in Kapitel 4.4 eingegangen.

3.3 Einbau der Kamera

Vor den in der Arbeit durchgeführten Erweiterungsarbeiten war es es üblich, die Position des Laserstrahls vor und nach jeder Messung zu überprüfen. Im Rahmen der Arbeit wurde die Position der Kamera in der Strahlseparationseinheit verändert. Der ausgekoppelte Laserstrahl wird nun während der Messung kontrolliert. Die Ausrichtung des Laserstrahls hat einen Einfluss auf die Überlappungsfunktion. Diese übt einen sehr sensitiven Einfluss auf die Rotations-Raman-Kanäle aus. Das heißt, Messungen bis zu 4 km Höhe können verfälscht werden. Daher ist es wichtig, dass der Laserstrahl während einer Messung überwacht wird. Die Ausrichtung des Laserstrahls wird mit Schrittmotoren korrigiert. Ein Programm ermöglicht eine

⁸auch: Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)

automatisierte Korrektur der Strahlrichtung.

Die neu eingebaute Kamera ist ein kommerzielles Produkt von der Firma *The Imaging Source*. Die wichtigsten Parameter der Kamera sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die Kamera wurde vor den Kanal 532 nm platziert. Der ankommende Strahl wird

Tabelle 3.2: Parameter der USB-Kamera

Bildgeschwindigkeit bei 640×480 Pixel	3,75–30 fps ⁹
Empfindlichkeit	0,3 lx
Dynamikbereich	8 bit
Pixelgröße	$5,6 \mu\text{m} \times 5,6 \mu\text{m}$
Auflösung	640×480 Pixel
Chipgröße	$9,6338 \text{ mm}^2$
Belichtungszeit	$1/10000 - 30 \text{ s}$

mit einem Strahlteiler, hergestellt von der Firma *Edmund Optics*, vertikal ausgekoppelt. Der Strahlteiler hat die Eigenschaft, dass das Licht der Wellenlänge 532 nm polarisationsunabhängig reflektiert und transmittiert wird. Damit das Bild der Blende, und damit das Bild des Strahls in großer Höhe, auf den Kamerachip abgebildet wird, wurde in dieser Arbeit ein Objektiv konstruiert. Dieses Objektiv fokussiert die Strahlen auf den etwa $9,6 \text{ mm}^2$ großen Chip. Mittels der Simulations-Software ZEMAX wurde dies kontrolliert. ZEMAX ist eine Software, mit der es möglich ist, Strahlengänge und Abbildungen mittels Strahlenverfolgungsrechnungen nachzubilden. Der simulierte Strahlengang vor der Kamera ist in Abbildung 3.3 und das daraus resultierende simulierte Bild und das reale Bild sind in Abb. 3.4 dargestellt.

⁹Bilder pro Sekunde (vom engl. frames per second)

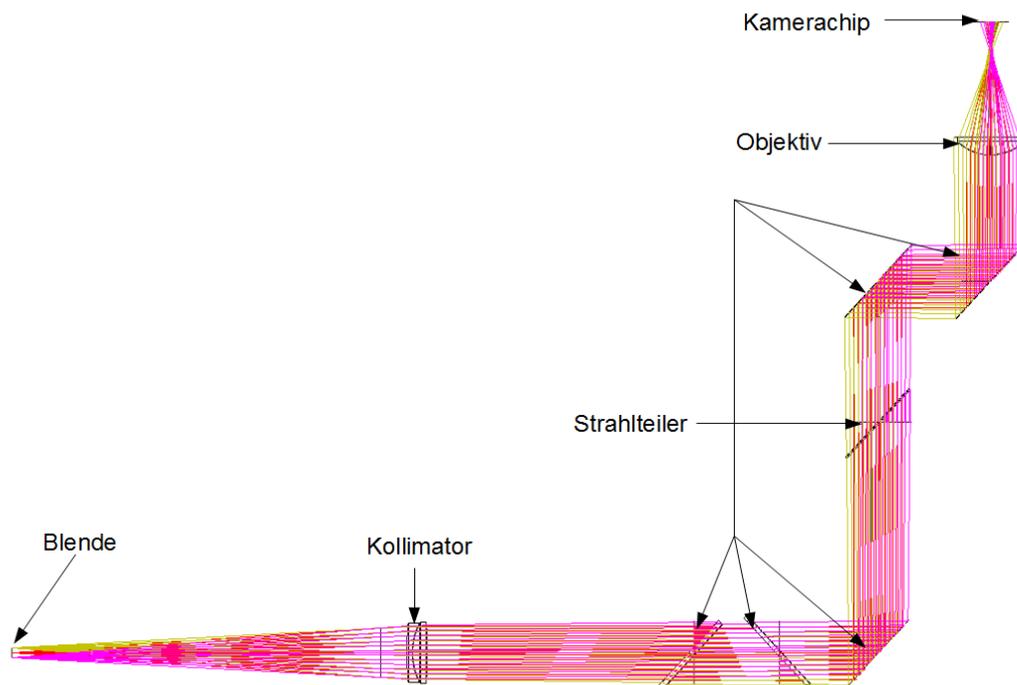


Abbildung 3.3: Strahlengang von der Blende bis zur Kamera, simuliert mit der Software ZEMAX.

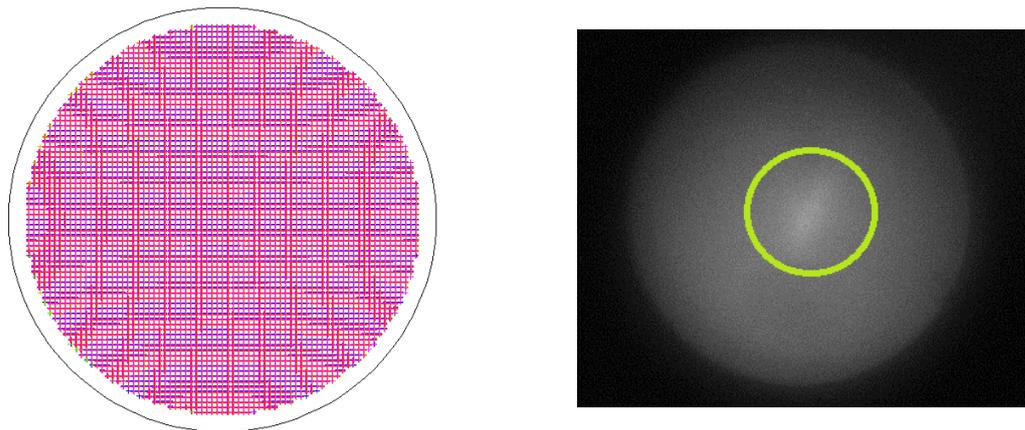


Abbildung 3.4: links: Simuliertes Bild der Blende auf dem Kamerachip. Die Abmessungen des simulierten Bildes entsprechen einer Fläche von rund $6,7 \text{ mm}^2$. Rechts: von der Kamera aufgenommenes Bild der Blende und des Laserstrahls (grün umrandet) während einer Messung.

3.4 Rotations-Raman-Kanäle

In diesem Kapitel werden die beiden Messaufbauten zur Bestimmung von Temperaturprofilen vorgestellt. Die Herausforderung bei der Konstruktion eines solchen Lidars besteht darin, das elastisch zurückgestreute Licht ausreichend stark zu unterdrücken und nur die reinen Rotations-Raman-Linien zu detektieren. Im Ramanlidar MARTHA sind zwei Messaufbauten realisiert. Der eine wird in Kapitel 3.4.1 vorgestellt. Die spektrale Aufspaltung des atmosphärischen Lichts wird in diesem Aufbau mittels eines Blazegitters verwirklicht (Cooney, 1972; Arshinov u. a., 1983; Nedeljkovic u. a., 1993). Ein anderer Aufbau wird in Kapitel 3.4.2 vorgestellt. Bei diesem werden schmalbandige Interferenzfilter benutzt, die für die Separation des atmosphärischen Lichts verantwortlich sind (Behrendt und Reichardt, 2000).

3.4.1 Rotations-Ramanlidar mit einem Blazegitter

Das System wurde im Jahr 1999 in Zusammenarbeit mit dem Institut für Atmosphärische Optik in Tomsk, Russland (Arshinov u. a., 2005) installiert. Weitere Testmessungen und Weiterentwicklungen des Systems wurden im Rahmen der Dissertation von Ina Mattis vorgenommen (Mattis, 2002). In Kapitel 2.5 wurde die theoretische Grundlage einer Temperaturmessung mit Hilfe eines Lidars erläutert. Aus diesem Kapitel wurde ersichtlich, dass es notwendig ist, mindestens zwei Linien aus einem reinen Rotationsspektrum zu separieren. Dies wird bei diesem Messaufbau durch einen Doppelgitter-Monochromator realisiert. Der Doppelgitter-Monochromator enthält zwei Blazegitter. Das erste Gitter separiert aus dem Stokes-Zweig und dem Anti-Stokes-Zweig jeweils zwei zentrumsnahe¹⁰ und zentrumsferne Wellenlängenbereiche¹¹. Das zweite Gitter fügt jeweils die zentrumsnahen und die zentrumsfernen Linien wieder zusammen. Daher sind nur zwei Detektoren notwendig, um vier Wellenlängenbereiche zu detektieren. Durch die Superposition der jeweiligen Linien wird die Gesamtintensität beider Signale erhöht. In Abbildung 3.5 ist das Prinzip des Doppelgitter-Monochromators dargestellt. Die verwendeten Gitter sind Blazegitter¹². Blazegitter sind in der Lage, die Intensität einer Beugungsordnung k einer bestimmten Wellenlänge zu maximieren, während die Intensität einer anderen Beugungsordnung minimiert wird. Dies wird durch die Ausrichtung der Sägezähne des Gitters erreicht. Die Gitterkonstante g bestimmt dabei die Dispersion des Lichts. Dabei versteht man unter Dispersion die Aufspal-

¹⁰ $\lambda_1 = 530,0$ nm und $\lambda_2 = 533,7$ nm bei $J = 6$

¹¹ $\lambda_3 = 529,0$ nm und $\lambda_4 = 535,1$ nm bei $J = 12$

¹²Ab einem Blazewinkel von 45° wird das Gitter auch Echellegitter genannt.

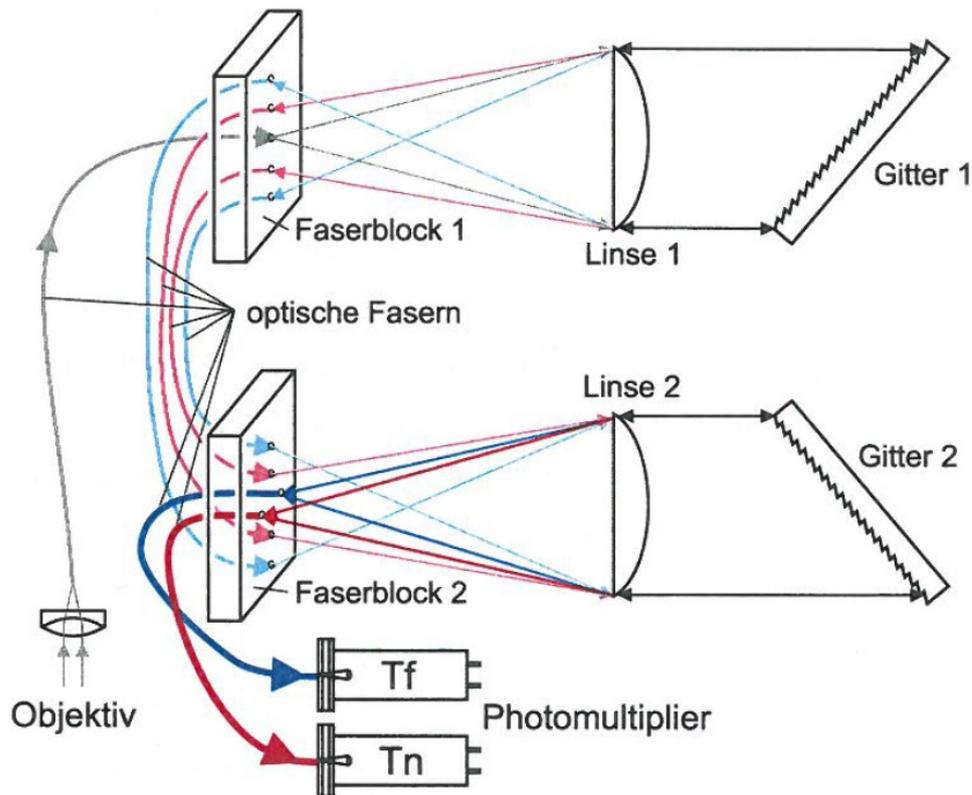


Abbildung 3.5: Illustration des Doppelgitter-Monochromators. Die auftretenden Wellenlängen sind farblich verdeutlicht. Durch T_n wird der Spektrumsbereich bei $J = 6$ und durch T_f der Bereich bei $J = 12$ bezeichnet (Mattis, 2002).

zung des Lichts in verschiedene Wellenlängen λ . Der formale Zusammenhang der wichtigen Kenngrößen (Wellenlänge λ , Beugungsordnung k , Gitterkonstante g und Blazewinkel ϕ_b) eines Blazegitters lautet:

$$\phi_b = \arcsin \left(\frac{k\lambda}{2g} \right). \quad (3.1)$$

In Abbildung 3.5 ist der Strahlenverlauf dargestellt. In Tabelle 3.3 sind die technischen Daten der Blazegitter aufgelistet.

Das aus der Atmosphäre zurückgestreute Licht wird über ein Linsensystem auf eine Lichtfaser fokussiert. Nachdem das Licht die Faser passiert hat, trifft es auf eine Linse, welche das ankommende Licht kollimiert auf das Gitter sendet. Dieses zerlegt, wie oben bereits beschrieben, das Licht spektral und reflektiert das Licht zurück auf die Linse. Diese fokussiert das Licht auf den Faserblock. Im Faserblock sind die Faserenden fest an den Stellen, die den zu selektierenden Bereichen des abgebildeten Spektrums entsprechen, verankert. In der Abbildung 3.6 ist die durch

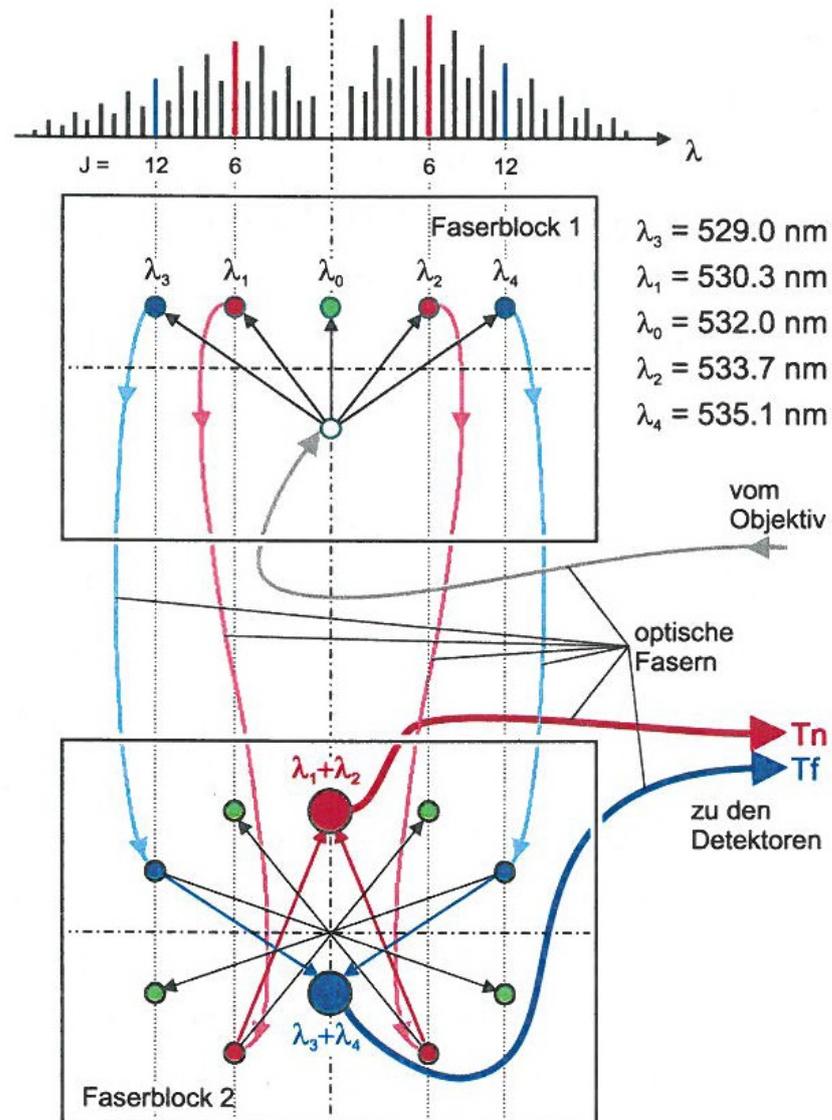


Abbildung 3.6: Darstellung der Funktionsweise der Faserblöcke 1 und 2 des Doppelgitter-Monochromators. Das Rotations-Raman-Spektrum ist oben dargestellt, wobei durch die rote Farbe die zentrumsnahen Linien ($J = 6$) und durch die blaue Farbe die zentrumsfernen Linien ($J = 12$) illustriert sind. Das elastisch gestreute Licht ist mittels der grünen Farbe dargestellt (Mattis, 2002).

Tabelle 3.3: Technische Daten des Doppelgitter-Monochromators

Linsen	
Freie Apertur	59 mm
Brennweite	159 mm
Gitter	
Gitterkonstante g	0,0016 mm
Beugungsordnung k	5
Blazewinkel ϕ_b	52°
Größe	60 mm × 120 mm
Reflektivität bei 532 nm	50%
Unterdrückung der Wellenlänge 532 nm	$\geq 10^{-6}$
Reziproke Lineare Dispersion	1,05 nm/mm

den Faserblock realisierte Selektion der Wellenlängen dargestellt. Es werden Wellenlängen aus dem Stokes-Zweig und dem Anti-Stokes-Zweig selektiert. Die elastische Wellenlänge wird auch, selektiert aber nicht detektiert. Sie wird für Justierzwecke verwendet. Im Faserblock 1 sind sechs Fasern angebracht, wobei eine für die Einkopplung des atmosphärischen Lichts auf das Gitter verantwortlich ist und fünf für die Aufnahme des vom Gitter spektral zerlegten Lichts. Die vier Fasern, die die Rotations-Ramansignale aufnehmen, enden im Faserblock 2. Das Licht wird über das zweite Gitter nochmals spektral gereinigt und so auf den Faserblock 2 zurückreflektiert, dass die zentrumsnahen und zentrumsfernen Rotations-Ramanlinien geometrisch auf jeweils einem Faserende abgebildet werden. Damit werden im Faserblock 2 die Intensitäten der Linien $J = 6$ und $J = 12$ des Stokes-Zweigs und des Anti-Stokes-Zweigs aufsummiert. Gleichzeitig wird elastisch gestreutes Licht (grüne Punkte) zusätzlich entfernt. Die einfallenden Photonen werden durch die Photomultiplier in den Kanälen T_n und T_f gezählt.

3.4.2 Rotations-Ramanlidar mit Interferenzfiltern

Durch den großen Fortschritt auf dem Gebiet der dielektrischen Beschichtung in den letzten Jahren ist es möglich geworden, sehr schmalbandige Interferenzfilter herzustellen. Diese hochentwickelten Interferenzfilter werden in dem vorliegenden Aufbau verwendet. Sie ermöglichen die Separation eines schmalbandigen Wellenlängenbereichs mit ausreichender Unterdrückung des elastischen Streulichts. Dadurch wird im Gegensatz zum Aufbau eines Rotations-Ramanlidars mit einem

Spektrometer (siehe 3.4.1) mehr Stabilität gewährleistet. Des Weiteren ist ein relativ geringer Wartungsaufwand notwendig. Die schmalbandigen isolierten Wellenlängenbereiche ermöglichen auch die Messung von Temperaturprofilen am Tag. Zusätzlich ist die Empfängereffizienz bei einem hochentwickelten Filtersystem größer als bei einem Gittersystem.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau eines Rotations-Ramanlidars mittels Interferenzfiltern realisiert. Der Bau dieses Systems lief nach dem Vorbild der Konstruktion des RAMSES-Lidar in Lindenberg (Reichardt u. a., 2012). Der Aufbau wurde durch zwei Interferenzfilter realisiert, deren zentrale Wellenlängen bei 355,4 nm und 356,3 nm liegen. Die Interferenzfilter, deren technische Spezifikationen in Tabelle 3.4 aufgelistet sind, wurden von der Firma *Barr Precision Optics and Thin Film Coatings* hergestellt.

Die Strahlenverläufe und die damit in Zusammenhang stehenden Abbildungen des Hauptspiegels auf die Photokathoden der PMTs wurden mit der Software ZEMAX berechnet. Der prinzipielle Strahlenverlauf der Rotations-Raman-Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm ist in den Abbildungen 3.9 und 3.10 illustriert. Nach dem Passieren des Strahlteilers vor dem Kanal der Wellenlänge 354,7 nm trifft das Licht auf einen aus Quarzglas bestehenden polarisierenden Strahlteilerwürfel der Kantenlänge 35 mm. Dieser wurde von der Firma *Optarius* hergestellt. Er besitzt eine Reflektivität von >95% für die senkrechte Komponente welche auf den Rotations-Raman-Kanal 356,3 nm einfällt, und eine Transmission von >95% für die parallele¹³ Komponente, welche über einen Umlenkspiegel auf einen Kantenfilter (Abbildung 3.7) gelenkt wird. Das nun noch verbleibende parallel polarisierte Licht trifft auf den Rotations-Raman-Kanal 355,4 nm. Eine Auflistung aller im Kanalaufbau befindlichen optischen Elemente mit deren Transmissions- und Reflexionseigenschaften ist in den Tabellen 3.5 und 3.6 zu finden.

Im Gegensatz zum Gitteraufbau werden mit den Interferenzfiltern nur zwei Wellenlängenbereiche des Stokes-Zweigs separiert, wobei der Kanal 355,4 nm den Wellenlängenbereich bei $J = 6$ (im Folgenden mit T_n bezeichnet) und der Kanal 356,3 nm den Wellenlängenbereich bei $J = 12$ detektiert (im Folgenden mit T_f bezeichnet). Vor dem Rotations-Raman-Kanal 355,4 nm wurde ein Kantenfilter vom Typ *Razoredge* der Firma *Semrock* platziert. Dieser Kantenfilter soll das elastisch zurückgestreute Licht der Laserwellenlänge 354,7 nm zusätzlich unterdrücken. Ein Kantenfilter vom Typ *Razoredge* hat die Eigenschaft, dass sich der transmittierte Wellenlängenbereich in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Strahlung ändert. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.7 verdeutlicht. Aus der Abbildung 3.7 wird

¹³Parallel und senkrecht bezieht sich auf den optischen Tisch.

Tabelle 3.4: Technische Daten der Interferenzfilter

Interferenzfilter 1	
Zentralwellenlänge	355,4 nm \pm 0,05 nm
Maximale Transmission	>15%
Halbwertsbreite	0,5 nm \pm 0,05 nm
Interferenzfilter 2	
Zentralwellenlänge	356,3 nm \pm 0,05 nm
Maximale Transmission	>20%
Halbwertsbreite	0,6 nm \pm 0,05 nm

ersichtlich, dass sich die Transmissionsstufe¹⁴ bei einem Einfallswinkel von 0° sowohl für parallel (P) als auch für senkrecht polarisiertes (S) Licht bei rund 357,8 nm befindet. Damit wird das Licht mit Wellenlängen über 357,8 nm zu 95% transmittiert. Das Licht mit kleineren Wellenlängen wird laut Hersteller mit dem Faktor 10^9 unterdrückt. Wenn der Einfallswinkel des Lichts auf den Kantenfilter verändert wird, dann ändert sich auch die Transmissionskante des Filters. So wird bei einem Einfallswinkel von z.B. $11,5^\circ$ senkrecht polarisiertes Licht größer der Wellenlänge 356,3 nm zu 95% transmittiert und kleiner der Wellenlänge 353,8 nm 10^9 -fach unterdrückt. Mit der vom Hersteller bereitgestellten Software wurden Simulationsrechnungen für 4° , 9° , 11° , 12° und 13° durchgeführt. Der Kantenfilter wurde beim Aufbau auf $11,5^\circ \pm 1^\circ$ eingestellt. Mit dieser Winkelstellung wird das parallel polarisierte Licht der Wellenlänge 354,7 nm hinreichend unterdrückt, das ankommende parallel polarisierte Licht der Wellenlänge 355,4 nm jedoch nicht zu stark geschwächt.

In Abbildung 3.8 ist das Rotations-Ramanspektrum mit den in dieser Arbeit verwendeten Filtern dargestellt. Die roten Linien geben die reinen Rotationslinien von Sauerstoff wieder, die schwarzen Linien stellen das Rotationsspektrum von Stickstoff dar. Die vom Hersteller mitgelieferten Spezifikationen der Interferenzfilter wurden in die Grafik implementiert und finden sich in den jeweiligen Farben wieder. Die Halbwertsbreiten der Interferenzfilter unterscheiden sich ungefähr um den Faktor zwei (siehe Tabelle 3.4.). Die Transmission des Kantenfilters ist mit der grünen Linie dargestellt und wurde mit der Software von der Firma *Semrock* berechnet.

¹⁴Die Transmissionsstufe oder Transmissionskante bezeichnet die Stelle, bei der sich die Transmission von Werten nahe null auf Werten nahe eins ändert.

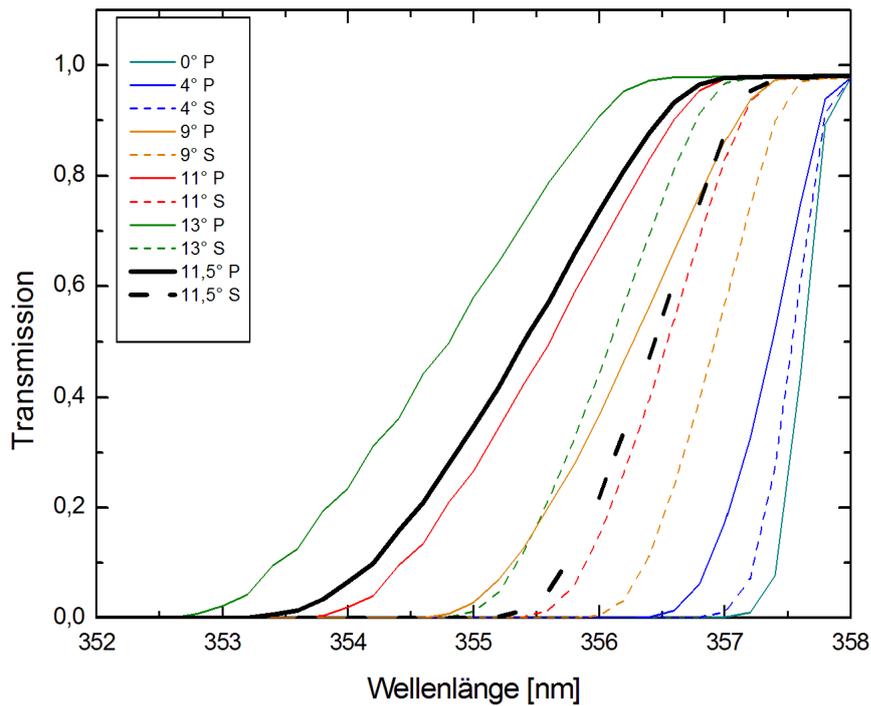


Abbildung 3.7: Darstellung der Abhängigkeit der Transmission vom Einfallswinkel des Lichts beim Kantensfilter vom Typ *Razoredge*. Die durchgezogenen Linien gelten für parallel polarisiertes Licht und die gestrichelten Linien für senkrecht polarisiertes Licht. Die schwarzen Linien kennzeichnen die im Rahmen der Arbeit benutzte Winkelstellung. Parallel polarisiertes Licht fällt in den Kanal 355,4 nm.

Die optische Abbildung auf die Photokathode wird durch ein afokales Linsensystem realisiert. Dieses Linsensystem besteht aus zwei Objektivlinsen und zwei Okularlinsen, welche den Hauptspiegel auf die Photokathode abbilden. Der Hauptspiegel ist somit das Objekt der Abbildung, welches durch das zurückgestreute Licht aus der Atmosphäre beleuchtet wird. Dadurch ist der Strahldurchmesser auf den Photokathoden weitgehend unabhängig von der Rückstreuhöhe. Bei der Konstruktion des afokalen Linsensystems war es entscheidend, dass der Durchmesser der Abbildung nicht größer als etwa 4,5 mm ist. Die Kathodenfläche hat einen Durchmesser von etwa 7 mm. An ihren Rändern fällt die Sensitivität stark ab. Dadurch würden bei zu großen Abbildungen die Zählraten verfälscht werden.

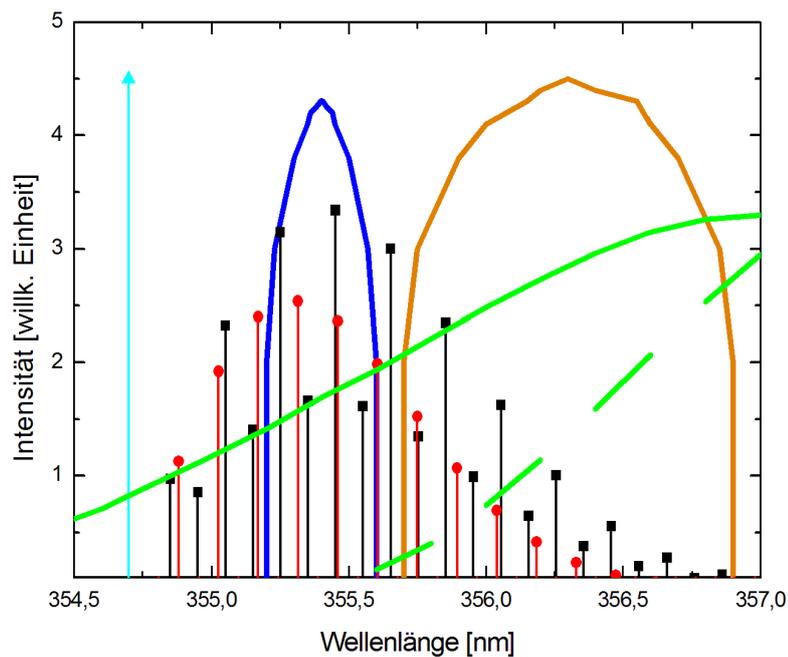


Abbildung 3.8: Darstellung des reinen Rotations-Ramanspektrums mit den in der Arbeit eingebauten Filtern. Durch die roten Säulen ist der Sauerstoff dargestellt und durch die schwarzen der Stickstoff. Der Pfeil links ist die Laserwellenlänge. Die grüne durchgezogene Linie zeigt die Transmissionskurve des Kantenfilters für parallel polarisiertes Licht, die grün gestrichelte Linie die für senkrecht polarisiertes Licht. Der Kanal 355,4nm detektiert parallel polarisiertes Licht. Die blaue und die orangene Linie sind die Transmissionskurven der Interferenzfilter aus der Tabelle 3.4.

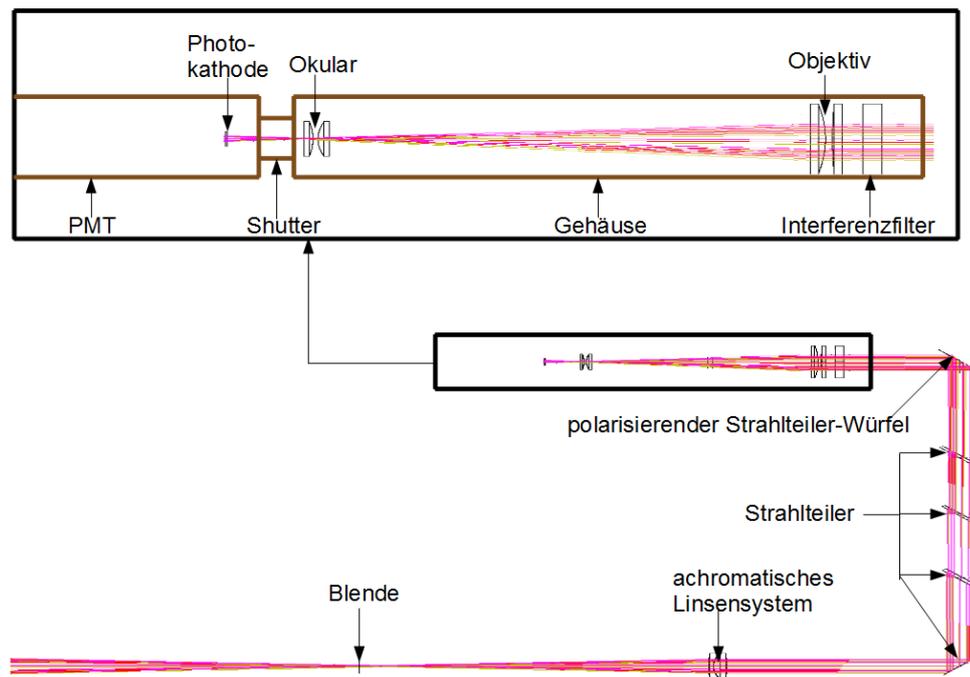


Abbildung 3.9: Aufbau des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm.

Tabelle 3.5: Optische Elemente des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm. Abstände zum nächsten optischen Element sind mit l und die Dicke der optischen Elemente mit d bezeichnet. R steht für reflektierend, T für transmittierend. Die Aufzählung der Elemente erfolgt in Strahlrichtung, beginnend bei der Blende.

Bezeichnung	d [mm]	l [mm]	Beschichtung
Blende	Variabel	300	-
Achromat (T)	15,3	198,5	Antireflex
Strahlteiler (R)	4,0	138,5	Antireflex
Strahlteiler (T)	4,0	98	Antireflex
Strahlteiler (T)	3,0	90	Antireflex
Strahlteiler (T)	3,0	154,9	Antireflex
Polarisationswürfel (R)	35,0	93,7	S-Komponente; Antireflex
Interferenzfilter (T)	10,5	5	T 356,4 nm; Antireflex
Objektiv (T)	15,93	183,4	Antireflex
Okular (T)	9,8	29,8	Antireflex

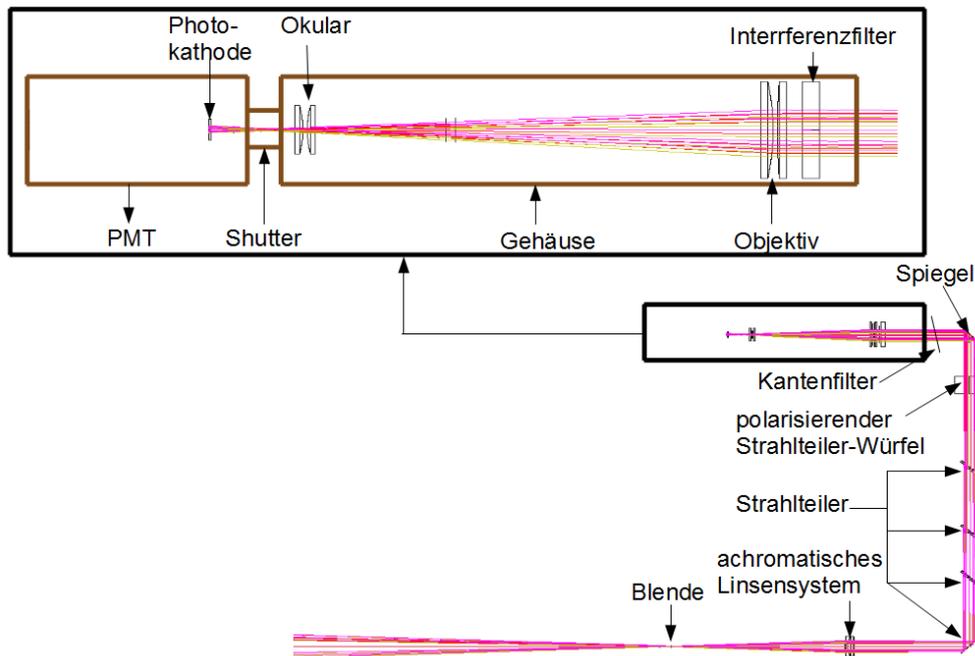


Abbildung 3.10: Aufbau des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm.

Tabelle 3.6: Optische Elemente des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm. Abstände zum nächsten optischen Element sind mit l und die Dicke der optischen Elemente mit d bezeichnet. R steht für reflektierend, T für transmittierend. Die Aufzählung der Elemente erfolgt in Strahlrichtung, beginnend bei der Blende.

Bezeichnung	d [mm]	l [mm]	Beschichtung
Blende	Variabel	300	-
Achromat (T)	15,3	198,5	Antireflex
Strahlteiler (R)	4,0	138,5	Antireflex
Strahlteiler (T)	4,0	98	Antireflex
Strahlteiler (T)	3,0	90	Antireflex
Strahlteiler (T)	3,0	154,9	Antireflex
Polarisationswürfel (R)	35,0	86,1	P-Komponente; Antireflex
Dichroitischer Spiegel (R)	10,5	145	R \approx 99%
Kantenfilter (R)	3,5	40	R > 93% (359,6 nm)
Interferenzfilter (T)	10,5	5	T 355,4 nm; Antireflex
Objektiv (T)	10,7	198,4	Antireflex
Okular (T)	8,8	37,4	Antireflex

Kapitel 4

Qualitätstests

In dem vorliegenden Kapitel werden Tests beschrieben, welche die Qualität des gesamten Aufbaus im Lidar bestimmen. Diese Tests sind grundlegend für die Qualitätssicherung der aufgenommenen Daten. Einer der wichtigsten und aussagekräftigsten Tests ist der Telecover-Test. Die Durchführung eines solchen Tests wird in Kapitel 4.1 erläutert. Zusätzlich werden die aufgenommenen Daten ausgewertet und die Ergebnisse diskutiert. In Kapitel 4.2 wird die Überlappungsfunktion der Rotations-Ramankanäle berechnet. Eine Erläuterung bezüglich des Zusammenhangs der Ausrichtung der Rotations-Ramankanäle und der Überlappungsfunktion ist in selbigem Abschnitt aufzufinden. In Kapitel 4.3 wird überprüft, ob elastisch gestreutes Licht die Messungen mit den Rotations-Raman-Kanälen beeinflusst. Schlussendlich werden in Kapitel 4.4 Totzeiteffekte der Detektionseinheit erläutert. Weiterhin wird die Totzeit für die Rotations-Ramankanäle bestimmt.

4.1 Telecover-Test

Verschiedene Qualitätssicherungsmaßnahmen im Lidarnetzwerk EARLINET-A-SOS (**E**uropean **A**erosol **R**esearch **L**idar **N**etwork - **A**dvanced **S**ustainable **O**bservation **S**ystem) sollen die Qualität der Lidarmessungen sichern. Aufgrund dessen wurde der Telecover-Test entwickelt (Freudenthaler, 2004). Der Telecover-Test liefert Informationen über die Qualität des Empfängers des Lidars. Dabei werden Aussagen über die Justierung der Kanäle in der Strahlseparationseinheit getroffen. Außerdem kann die Justierung des Empfängerteleskops und die Ausrichtung des Lasers bewertet werden. Dadurch können Aussagen über die Überlappungsfunktionen getroffen werden. Es können Höhen bestimmt werden, oberhalb derer Lidarsignale, ohne die Nutzung von Korrekturfunktionen, ausgewertet werden können. Der Test wurde nach dem Einbau der Rotations-Ramankanäle durchgeführt

und ist in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. Die Auswertung und Diskussion der aufgenommenen Daten erfolgt in Abschnitt 4.1.2.

4.1.1 Durchführung

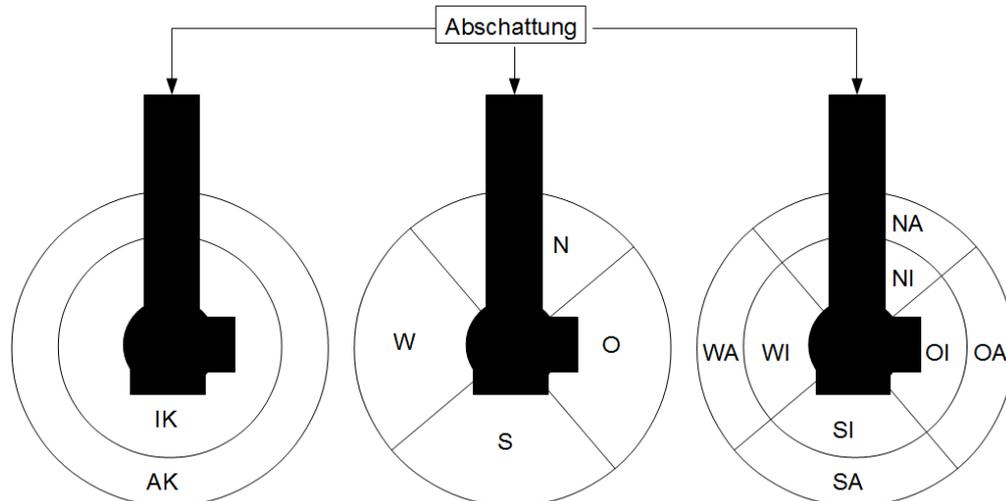


Abbildung 4.1: Möglichkeiten der Abschattung des Primärspiegels. Links: mit Innenkreis (IK) und Außenkreis (AK). Mitte: in Quadranten unterteilt in Norden (N), Osten (O), Süden (S), Westen (W). Rechts: in Oktanten unterteilt in Nordaußen (NA), Nordinnen (NI), Ostaußen (OA) usw. Die Abschattung wird hervorgerufen durch den Aufbau zur Einkopplung des Laserstrahls auf die Teleskopachse.

Bei dem Telecover-Test werden die Bereiche des Primärspiegels des Empfangsteleskops in gleich große Sektoren aufgeteilt. Es gibt drei Möglichkeiten, die Sektoren aufzuteilen (Freudenthaler, 2004): der Ringtest, der Quadrantentest und der Oktantentest sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Aussage des Tests ist unabhängig von der Art der Einteilung des Teleskops. Im Lidarnetzwerk EARLINET werden die Sektoren gemäß den Himmelsrichtungen (Nord, Ost, Süd, West) sowie der Position zur optischen Achse (innen und außen) bezeichnet (vergleiche Abbildung 4.1). Die tatsächlichen Himmelsrichtungen geben dabei aber nicht die Lage der Sektoren wieder. Diese wird bestimmt durch den Aufbau des Lidars. Norden bezeichnet die Richtung, aus der der Laserstrahl eingekoppelt wird. In Messungen, die acht Minuten andauern, wird eine entsprechend geschnittene Abdeckung so gelegt, dass genau ein Sektor offen bleibt. Ist die Zeitperiode einer Messung abgelaufen, wird die Lage der Abdeckung so verändert, dass ein anderer Sektor offen bleibt. Dieser Vorgang wird so oft wiederholt, bis alle Sektoren einmal für acht Minuten gemessen wurden.

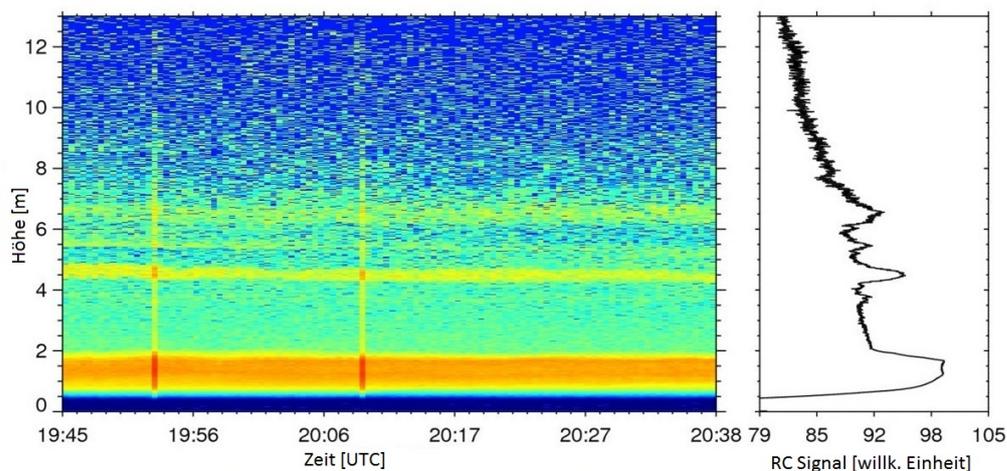


Abbildung 4.2: Darstellung des entfernungskorrigierten Lidarsignals (RC Signal, von engl. range-corrected signal) des Kanals 1064 nm.

Der Telecover-Test sollte bei homogenen atmosphärischen Verhältnissen durchgeführt werden. Änderungen der atmosphärischen Bedingungen (z.B. Wolken oder Aerosolschichten) haben einen Einfluss auf das Lidarsignal und somit auch auf den Test. Daher wurden Sektoren nach der ersten Messreihe nochmals gemessen und mit den vorher aufgenommenen Daten verglichen. Dadurch kann der Einfluss der Atmosphäre auf den Test überprüft werden. Die Auswertung der Testmessungen erfolgte in einem Höhenbereich von 0–5 km. In diesem Bereich ist das Lidarsignal bei einer Messperiode von acht Minuten ausreichend stark, d. h. das Rauschen der aufgenommenen Signale ist gering und der daraus resultierende statistische Fehler wird minimiert.

In dem angegebenen Höhenbereich wächst die Überlappungsfunktion von null auf eins an, d. h. Fehler bei der Ausrichtung der Optiken werden in diesem Bereich leicht ersichtlich. Weil das Streulicht der Sonne die Messungen beeinträchtigt¹⁵, sollte der Test in der Nacht durchgeführt werden. Daher wurden die Daten vom Test in der Nacht vom 13.08.2012 aufgenommen. Dem entfernungskorrigierten Signal des 1064-nm-Kanals (siehe Abbildung 4.2) ist zu entnehmen, dass es sich um eine sternenklare Nacht handelte. Die Messung wurde unmittelbar vor dem Test durchgeführt. Das entfernungskorrigierte Signal wird aus dem Produkt von Lidarsignal und Quadrat der Höhe gebildet. Das Lidarsignal fällt mit der Höhe ab. Durch die Entfernungskorrektur wird der Abfall des Lidarsignals kompensiert. Die Tests wurden mit dem Gesichtsfeld der Größe 0,5 mrad durchgeführt. Die

¹⁵Der Einfluss der Sonnenstrahlung auf die Lidarmessung wird als Signalthintergrund beschrieben.

entsprechende Feldblende wird auch bei Standardmessungen benutzt.

4.1.2 Auswertung

Durch das Abbilden der aufgenommenen Testkurven ist es möglich, Aussagen über die Ausrichtung der Nachweiskanäle des Lidars zu treffen. Dafür müssen die Testkurven eines Sektors für verschiedene Kanäle verglichen werden. Eine falsche Ausrichtung wird aus signifikanten Unterschieden der Testkurven der einzelnen Sektoren zueinander geschlussfolgert. Das Bild des Hauptspiegels auf einer Kathode eines PMTs ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Außerdem ist der Abbildung die Einteilung der Sektoren in Oktanten zu entnehmen. Das linke Bild stellt eine optimale Justierung des Kanals dar. In diesem Fall trifft das gesamte einfallende Licht die Kathode. Dementsprechend wird der Hauptspiegel vollständig auf der Kathode des PMTs abgebildet. Das rechts angeordnete Bild stellt eine fehlerhafte Justierung des Kanals dar. In diesem Fall wird der rot markierte Bereich nicht auf der

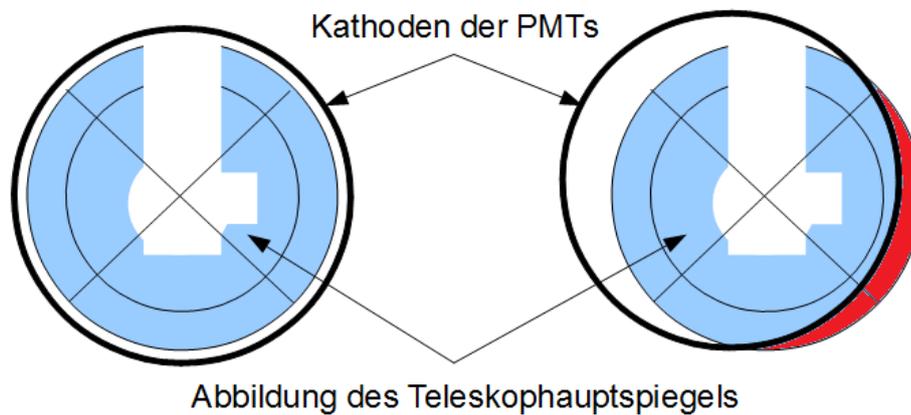


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Abbildung des Teleskops auf der Kathode des PMTs. Links: bei optimaler Ausrichtung. Rechts: bei fehlerhafter Ausrichtung, der rote Bereich wird nicht auf der Kathode abgebildet.

Kathode abgebildet. Das heißt, ein Teil des Lichts verfehlt die Kathode. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass das Signal des Bereichs WA intensiver sein muss als das der Bereiche OA und SA. Das Signal des Bereichs NA ist in der Regel sehr schwach, denn die Elemente zur Einkopplung des Laserstrahls sind für die Abschattung eines Teils des zurückgestreuten Lichts verantwortlich.

Analog werden Aussagen über die Sektoren der Innenbereich getroffen. Eine falsche Justierung eines Kanals kann zwei Ursachen haben. Die erste ist das falsche Ausrichten des jeweiligen Kanals zum gegebenen Strahlenverlauf. Die zweite ist das

Verschieben des Strahls durch Verkippung von Strahlteilern. Eine optimale Justierung eines Kanals kann durch Änderungen in der Strahlseparationseinheit zerstört werden. Daher ist es notwendig, den Telecover-Test regelmäßig durchzuführen. Deshalb sind alle Lidarstationen von EARLINET angehalten, jährlich einen Telecover-Test abzuliefern.

4.1.2.1 Vergleich der Nachweiskanäle pro Sektor

Zunächst wurden die Testkurven für die verschiedenen Nachweiskanäle in den einzelnen Sektoren verglichen, um mögliche fehlerhafte Ausrichtungen der Nachweiskanäle zu erkennen. Grundlegende Abweichungen der Abbildungen zueinander können dabei schon der Gegenüberstellung der Rohdaten entnommen werden. Kleinere Abweichungen werden erst ersichtlich, wenn der Mittelwert eines einzelnen Sektors durch die Summe der Mittelwerte aller Sektoren dividiert wird. Sollte in einem Sektor der Mittelwert des einen Nachweiskanals nicht mit mindestens dem eines anderen innerhalb der Standardabweichung übereinstimmen, ist davon auszugehen, dass der eine Kanal falsch justiert ist. Demzufolge müssen der Mittelwert und die Standardabweichung der Gesamtheit der Kanäle ohne den fehlerhaften Messkanal neu berechnet werden.

Die Kurven für die Sektoren SA und SI sind in den Abbildungen 4.4 und 4.5 dargestellt. Dem Verlauf der Testkurven ist zu entnehmen, dass der Kanal 355 nm einen deutlichen Versatz im Vergleich zu den anderen Kanälen aufweist. Der Tabelle 4.1 können die Kanäle mit Abweichungen der Testkurven von der Gesamtheit der Testkurven des jeweiligen Sektors entnommen werden. Der Kanal 407 nm wurde mit ausgewertet, sollte aber aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses nicht weiter in die Betrachtung einbezogen werden. Die Testkurven liegen mit Ausnahme der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Kanäle sehr dicht beieinander. Der Kanal 355 nm und der Kanal 355,4 nm wurden aufgrund der signifikanten Abweichungen nachjustiert. Der Verlauf der Testkurven aller anderen Sektoren ist ähnlich wie der beispielhafte Verlauf der Kurven in den Abbildung 4.4 und 4.5. Demzufolge ist die Ausrichtung der anderen Kanäle des Ramanlidars MARTHA sehr gut.

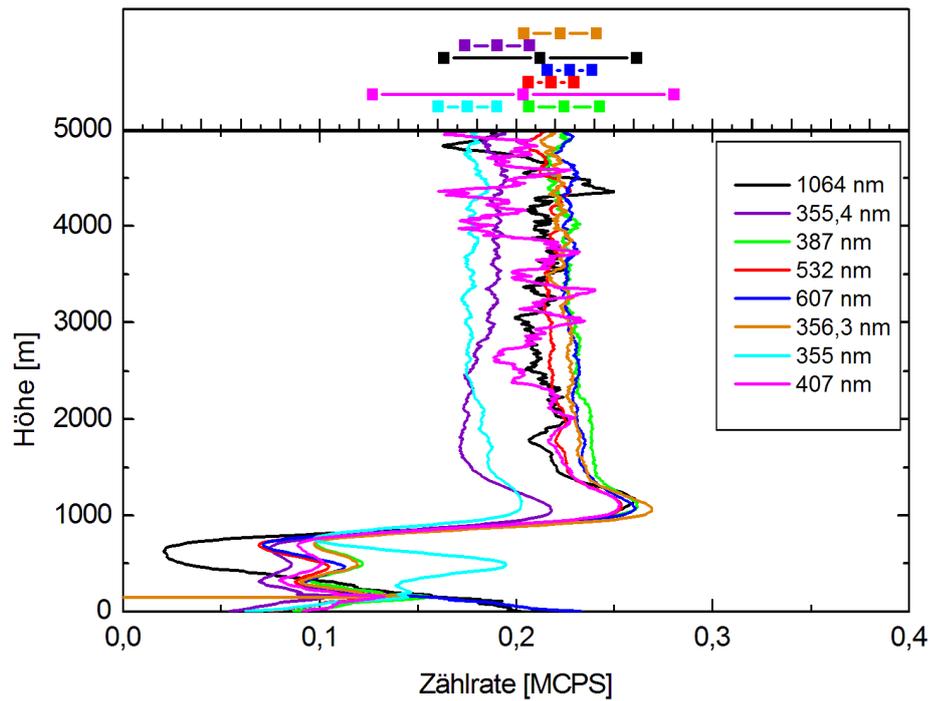


Abbildung 4.4: Testkurven des Telecover-Tests vom 13.08.2012 für den Sektor SA. Im oberen Teil der Grafik sind die Mittelwerte und Standardabweichungen im Höhenbereich von 3–5 km dargestellt. (MCPS für engl. Megacounts per seconds sind 10^6 Ereignisse pro Sekunde)

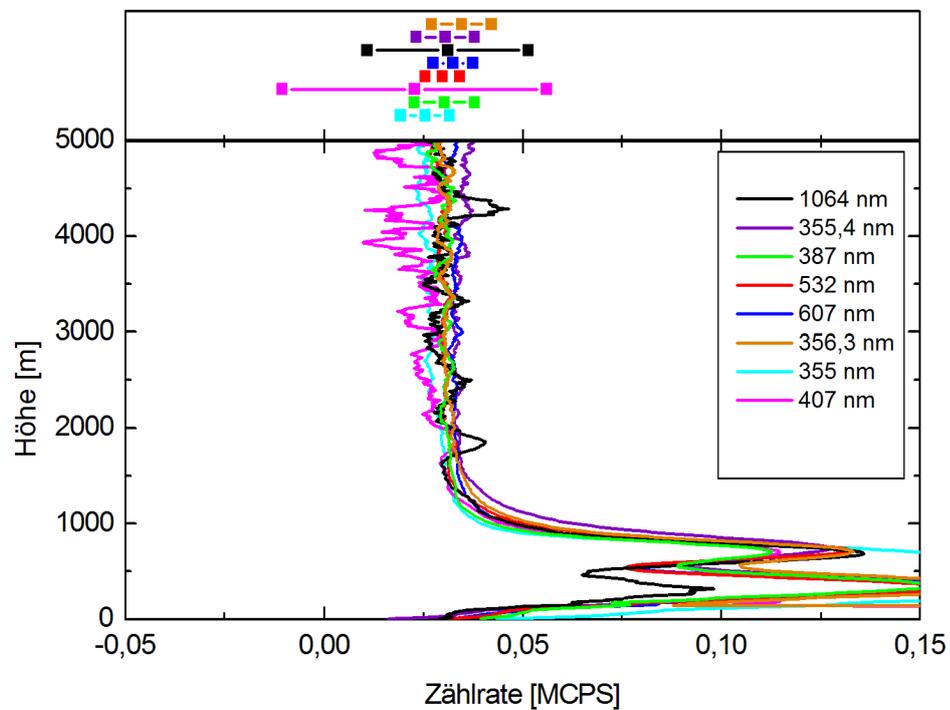


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.4, aber für den Sektor SI.

Tabelle 4.1: Signifikante Abweichung von Messkanälen im Höhenbereich von 3–5 km bzgl. der Gesamtheit der anderen Kanäle

Sektor	Nachweiskanäle mit signifikanten Abweichungen
SA	355 nm, 355,4 nm
SI	–
OA	355,4 nm
NA	355 nm, 355,4 nm
NI	355 nm
OI	355 nm
WA	355 nm
WI	355 nm

4.1.2.2 Vergleich der Sektoren pro Nachweiskanal

Im zweiten Schritt wurden für jeden Kanal die Testkurven der verschiedenen Sektoren des Hauptspiegels miteinander verglichen. Die Kanäle 355 nm und 355,4 nm werden weggelassen, da in Kapitel 4.1.2.1 bereits eine fehlerhafte Justierung der Nachweiskanäle diagnostiziert wurde. Die diskutierten Kurvenverläufe sind exemplarisch für die Kanäle 356,3 nm und 387 nm in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt. Dabei wurden die Signale im Bereich von 3–5 km auf eins normiert. Der prinzipielle Höhenverlauf der Testkurven der einzelnen Sektoren ist bei allen überprüften Kanälen ähnlich. Die Kurven der inneren Sektoren nehmen unter 900 m Werte deutlich größer als eins an, nähern sich ab 1000 m schnell eins an und bleiben ab 2000 m konstant. Die Kurven der Sektoren NA und WA nehmen unter 900 m Werte kleiner als eins an und nähern sich ab 1000 m asymptotisch der eins an. Die Kurven der Sektoren SA und OA nehmen bis 700 m Werte kleiner als eins an, steigen dann stark an und nehmen Werte größer als eins an. Danach nähern sie sich ab rund 1000 m asymptotisch eins. Hinzuzufügen ist, dass die Minima der Sektoren WA und NA stärker ausgeprägt sind als die der Sektoren SA und OA. Der Sektor OA besitzt zusätzlich zwei Wendepunkte unterhalb von 700 m. Im Bereich vollständiger Überlappung von Laserstrahl und Empfängergerichtetfeld sind die Werte der Messungen konstant. Demzufolge konnte mit Hilfe des Telecover-Tests weder eine Veränderung des Durchmessers noch der Lage des Bilds des Hauptspiegels auf der Photokathode in Abhängigkeit von der Höhe ausgemacht werden. Es ist also von einer optimalen Abbildung des Teleskophauptspiegels auf den Photokathoden der PMTs auszugehen.

Die Feldblende ist für den Verlauf der Kurven unterhalb von 2000 m verantwortlich. Sie verursacht eine Abschattung des einfallenden Lichts in den äußeren Bereichen des einfallenden Lichtbündels. Aufgrund dessen sind in diesem Höhenbereich die Intensitäten der Testkurven der äußeren Sektoren deutlich geringer als die der inneren Sektoren. Mit wachsender Höhe wird dieser Effekt aber kleiner (vergleiche Kapitel 4.2). Die Abschattungen durch die Einkopplung des Laserstrahls haben zur Folge, dass die Sektoren NA und NI keinen ausgeprägten Höhengang besitzen, weil höhenabhängige Unterschiede durch schwächere Signale nicht ausreichend gut aufgelöst werden können. Außerdem beeinflussen Abschattungen die Überlappungsfunktion und somit den Verlauf des Signals. Die Ursache der unterschiedlichen Minima in den Sektoren SA, OA und WA muss auf die Ausrichtung des Laserstrahls zurückgeführt werden. Der Test wurde noch nicht mit der in Kapitel 3.3 beschriebenen Kamera durchgeführt. Demzufolge könnte eine Verkippung des Laserstrahls in Richtung des Ost- und Südsektors Ursache sein.

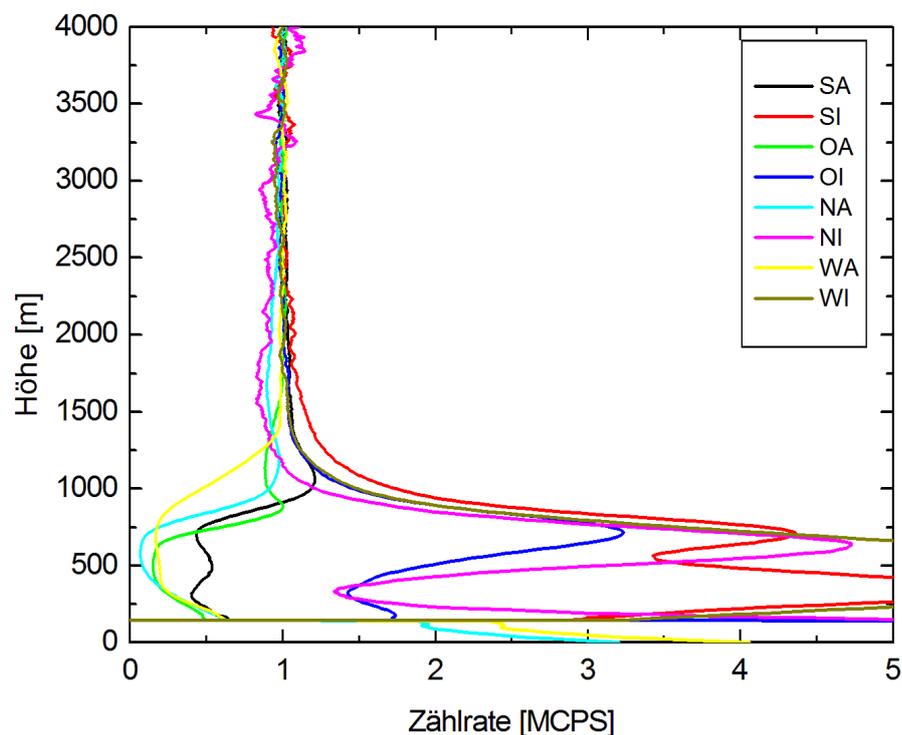


Abbildung 4.6: Testkurven des Telecover-Tests vom 13.08.2012. Gezeigt sind die normierten Kurven für alle acht Sektoren des Kanals 356,3 nm.

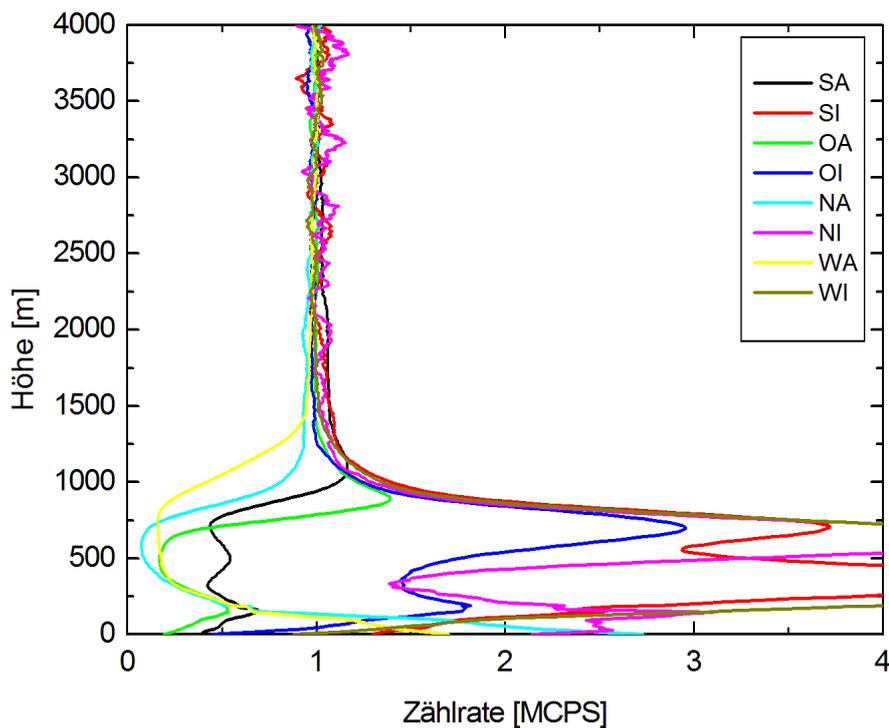


Abbildung 4.7: Wie Abbildung 4.6, aber für den Kanal 387 nm.

4.2 Überlappungsfunktion

Wie in Kapitel 2.2 dargestellt, beschreibt die Überlappungsfunktion, welcher Anteil des vom Laserstrahl beleuchteten Volumens aufgrund der geometrischen und optischen Anordnung des Lidars auf der Photokathode abgebildet wird. Die Überlappungsfunktion ist in kleinen Rückstreuhöhen null und steigt mit wachsenden Höhen auf eins an. Für kleine Rückstreuhöhen wird das zurückgestreute Licht hinter der Feldblende fokussiert. Somit ist der Durchmesser des Lichtstrahls, welcher auf die Blende trifft, endlich und wird teilweise abgeschattet. Da sich der Brennpunkt mit steigender Rückstreuhöhe auf die Position der Feldblende zubewegt, verkleinert sich der Strahldurchmesser am Ort der Blende. Daher nimmt die Anzahl der Strahlen, welche die Feldblende passieren, zu. Demzufolge erreicht die Überlappungsfunktion für größere Blendendurchmesser bei kleineren Rückstreuhöhen den Wert eins. Nicht nur die geometrische Anordnung des Systems beeinflusst die Überlappungsfunktion, sondern auch die Divergenz des Laserstrahls, die Intensitätsverteilung und die Ausrichtung des Strahls bezüglich der optischen Achse vom Empfangsteleskop. Prinzipiell ist die Überlappungsfunktion bei dem Ramanlidar MARTHA für ein Gesichtsfeld von 0,5 mrad zwischen 3 und 5 km auf eins angewachsen.

Aus einem Raman-Lidarsignal (siehe Gleichung (2.3))

$$P_R(z) = K(\lambda_R)O_R(z)z^{-2}\beta_R(z)T_0(z)T_R(z) \quad (4.1)$$

lässt sich die Überlappungsfunktion analytisch bestimmen (Wandinger u. Ansmann, 2002). T_0 ist die Transmission vom Lidar zum Streuobjekt und T_R die Transmission vom Streuobjekt zurück zum Lidar. β_R ist der Rückstreuoeffizient für Sauerstoff und/oder Stickstoff und $K(\lambda_R)$ ist die Systemkonstante des genutzten Raman-Kanals. Die Gleichung (4.1) wird nach $O(z)$ umgestellt:

$$O(z) = \frac{z^2 P_R(z)}{T_0(z)T_R(z)\beta_R(z)K(\lambda_R)}. \quad (4.2)$$

Die Extinktion ist Bestandteil der Gleichung (4.2). Daher wirken sich Aerosol-

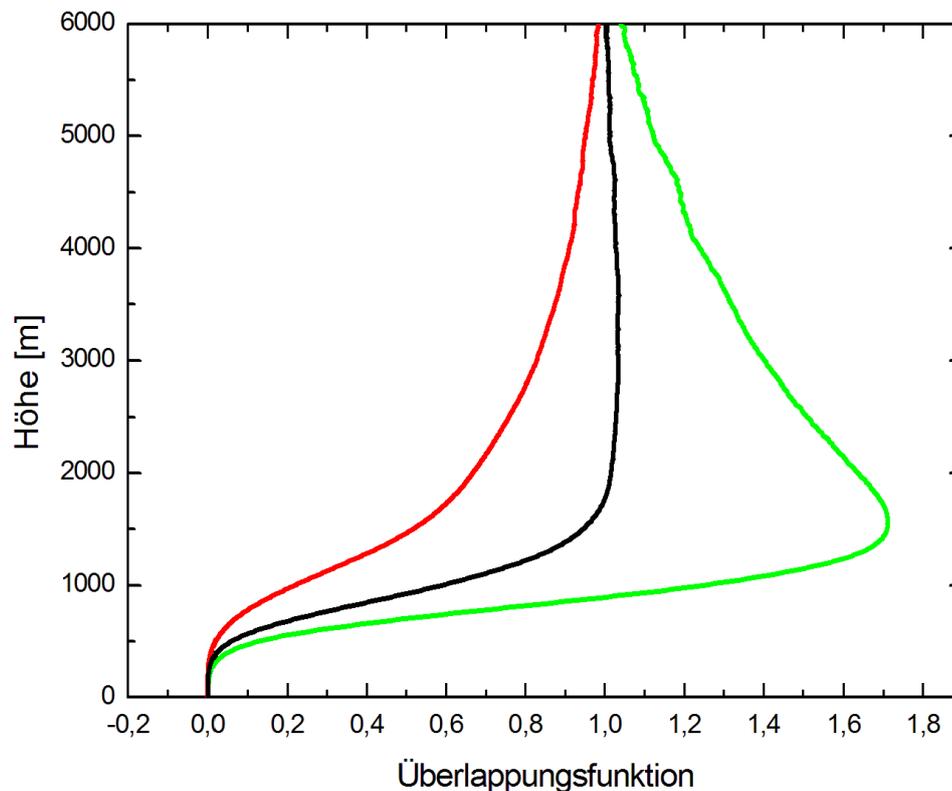


Abbildung 4.8: Überlappungsfunktion des Rotations-Ramanlidars. Rot: systemspezifische temperaturabhängige Funktion des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm. Grün: systemspezifische temperaturabhängige Funktion des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm. Schwarz: Überlappungsfunktion des Rotations-Ramansystems.

partikel auf die zu bestimmende Überlappungsfunktion aus. Dementsprechend sollte die Überlappungsfunktion an einem Tag mit geringem Aerosolgehalt bestimmt werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Überlappungsfunktion in einer zweistündigen Messung am 04.09.2012 bestimmt. Die Überlappungsfunktion ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Rückstreuung an Molekülen ist das Produkt aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und der Moleküldichte. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist bei für die Rotations-Raman-Kanäle abhängig von der Temperatur. Daher erhält man jedem einzelnen Rotations-Raman-Kanal eine eigene systemspezifische Funktion, die von der Überlappungsfunktion und der Temperatur abhängt. Demzufolge ist es notwendig, eine neue Überlappungsfunktion $O(z)$ für das Rotations-Ramansystem zu bestimmen. Dies geschieht durch eine gewichtete Mittelung der Signale beider Kanäle, bei der die Temperaturabhängigkeit entfällt. Als Ergebnis erhält man die schwarze Kurve in Abbildung 4.8. Die Wichtungsfaktoren werden in Kapitel 5 erläutert und berechnet.

In Abbildung 4.9 sind die Überlappungsfunktionen der Kanäle 607 nm, 387 nm und der Temperaturkanäle abgebildet. Die Überlappungsfunktionen unterscheiden sich nicht signifikant voneinander. Die kleinen Unterschiede zwischen den Funktio-

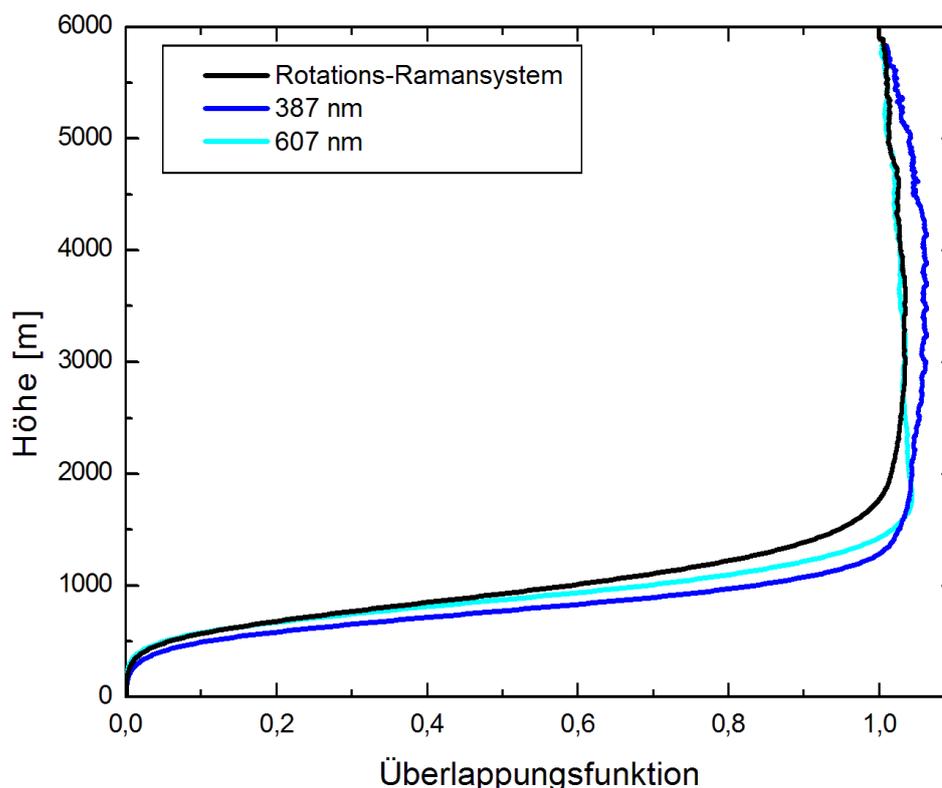


Abbildung 4.9: Gegenüberstellung der Überlappungsfunktionen der Kanäle 607 nm, 387 nm und des Rotations-Ramansystem (gewichtetes Mittel der beiden Einzelkanäle 355,4 nm und 356,3 nm).

nen können von den tatsächlich vorhandenen Aerosolpartikeln in der Atmosphäre herrühren, da Annahmen über optische Eigenschaften der streuenden Teilchen getroffen werden müssen. Eine weitere Ursache für kleine Abweichungen der Überlappungsfunktionen zueinander ist die Konstruktionsweise der PMTs. Die Größe der Abbildung auf den Photokathoden nimmt im Bereich steigender Überlappungsfunktion noch leicht zu. Die Kathoden der PMTs sind streifenförmig konstruiert. Die Fläche der Kathoden wird für jede Höhe unterschiedlich groß homogen bestrahlt. Aufgrund der inhomogenen Konstruktionsweise der Kathode ist mit einem Abfall der Intensität an den Streifenrändern zu rechnen. Dementsprechend ist die Sensitivität der Photokathode abhängig von der Ausrichtung der Streifen der Kathode. Durch das Anschrauben der PMTs an den Linsenvorbau kann die Ausrichtung dieser Streifen nicht vorhergesagt werden. Daher ist mit leicht unterschiedlichen Inhomogenitätseffekten in den verschiedenen Kanälen zu rechnen. Die Wichtungsfaktoren ermöglichen die Konstruktion einer Überlappungsfunktion des Rotations-Ramansystems aus den systemspezifischen, temperaturabhängigen Funktionen der Rotations-Raman-Kanäle. Der Einfluss des Fehlers der Wichtungsfaktoren auf die Überlappungsfunktion des Rotations-Ramansystems ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die Wichtungsfaktoren wurden in einem Fehlerbereich

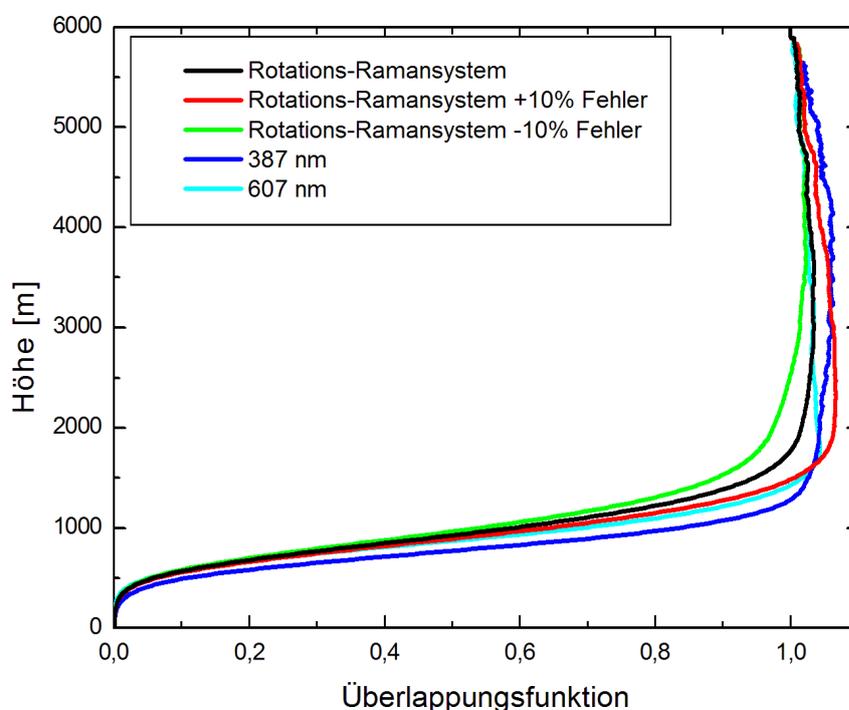


Abbildung 4.10: Darstellung des Einflusses des Fehlers der Wichtungsfaktoren auf die Überlappungsfunktion der Temperaturkanäle.

von 10% verändert und mit den Überlappungsfunktionen der Kanäle 387 nm und 607 nm abgebildet. Die Abweichung der Funktionen zueinander ist in Höhen von 1–3 km am größten. Jedoch ist die Abweichung der Funktionen der unterschiedlichen Wichtungsfaktoren zueinander maximal genauso groß wie der Unterschied der Funktionen der Nachweiskanäle 387 nm und 607 nm.

4.3 Unterdrückung des elastischen Streulichts

Das Prinzip der Temperaturmessung mittels Rotations-Ramanspektroskopie setzt eine ausreichende Unterdrückung des elastischen Rückstreulichts in den Temperaturkanälen voraus. Dies soll mittels der Interferenzfilter und des Kantenfilters (siehe Kapitel 3.4.2) gewährleistet werden. Zur Überprüfung werden verschiedene Tests durchgeführt. Die folgenden Ergebnisse beziehen sich auf die Messungen vom 14.05. und 12.08.2012.

Die Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm detektieren jeweils inelastisch zurückgestreutes Licht. Bei elastisch zurückgestreutem Licht ist ein Anstieg des entfernungskorrigierten Signals bei Teilchenansammlungen (z.B. eine Cirruswolke) ersichtlich. Bei inelastisch zurückgestreutem Licht wird hingegen ein Signalabfall registriert. Die Stärke der Schwächung des Signals ist abhängig von der Wolkendicke bzw. Teilchendichte (Transmission). Daher wurde überprüft, wie sich der Signalverlauf der Rotations-Raman-Kanäle im Cirrus verändert.

In Abbildung 4.12 sind die entfernungskorrigierten Signale der Rotations-Raman-Kanäle und des Kanals 1064 nm für die Messung vom 14.05.2012 dargestellt. Die Cirruswolke befand sich zwischen 9,5 von 11 km. Es ist ein Signalabfall beider Rotations-Raman-Kanäle in der Wolke ersichtlich. Laut Kapitel 2.5 und 5.1 errechnet sich die Temperatur aus dem Signalverhältnis der entfernungskorrigierten Signale der Rotations-Raman-Kanäle. Sollte ein Messkanal elastisches Licht detektieren, würde damit eine Veränderung des Temperaturverlaufs einhergehen. Wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist, folgt das Temperaturprofil im Cirrus jedoch dem erwarteten Verlauf. Bis zur Tropopause in ca. 11,5 km Höhe nimmt die Temperatur stetig ab. Darüber erfolgt ein Temperaturanstieg in der Stratosphäre. Das ermittelte Temperaturprofil stimmt sehr gut mit dem Reanalyse-Reofil aus dem Wettermodell überein (Reanalyse-sonde¹⁶, blaue Kurve in Abbildung 4.12). Die Messung vom 15.05.12 lässt den Rückschluss zu, dass das elastische Streulicht

¹⁶Hierbei handelt es sich um ein nachgestelltes Messprofil einer Radiosonde, das aus Reanalyse-
sedaten eines numerischen Wettermodells (in diesem Fall das Weather Research and Forecasting
(WRF) Modell des Wetterdienstes der USA) für den Gitterpunkt Leipzig berechnet wird.

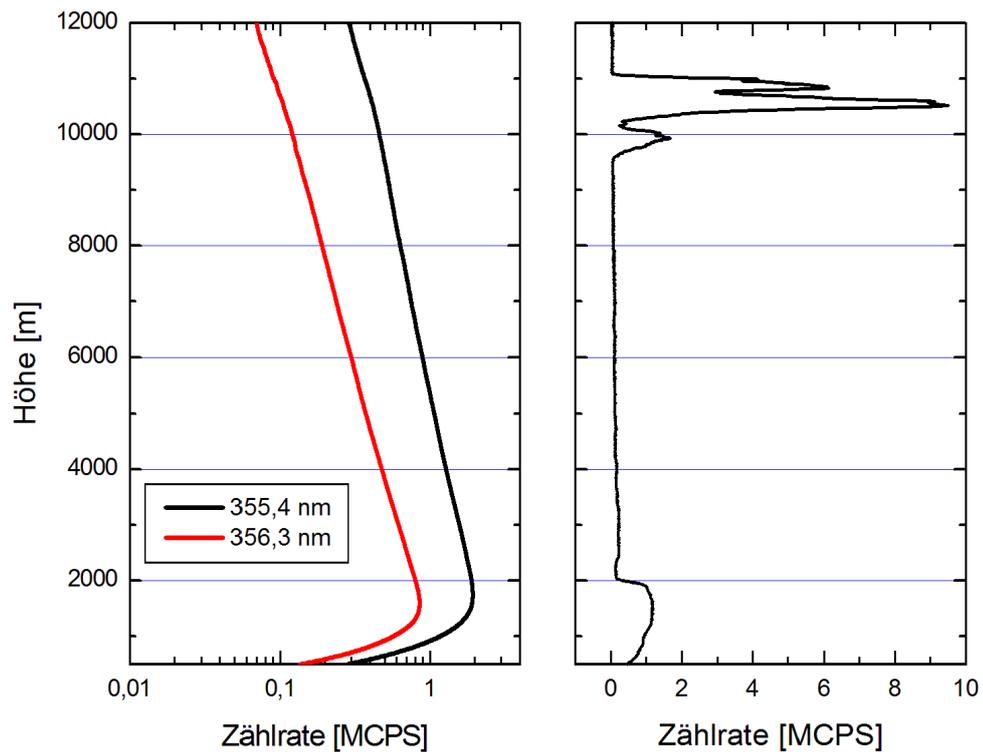


Abbildung 4.11: Links: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals der Kanäle 355,4 nm (schwarz) und 356,3 nm (rot) für die Messung vom 14.05.12 von 17:06 bis 18:12 UTC mit einer Glättungslänge von 125 m. Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm. Zwischen 9,5 und 11 km Höhe befindet sich eine Cirruswolke.

ausreichend stark unterdrückt wird. Aus der gewichteten Summe der Rotations-Ramansignale lässt sich das Profil der Extinktion berechnen (siehe Kapitel 5.3).

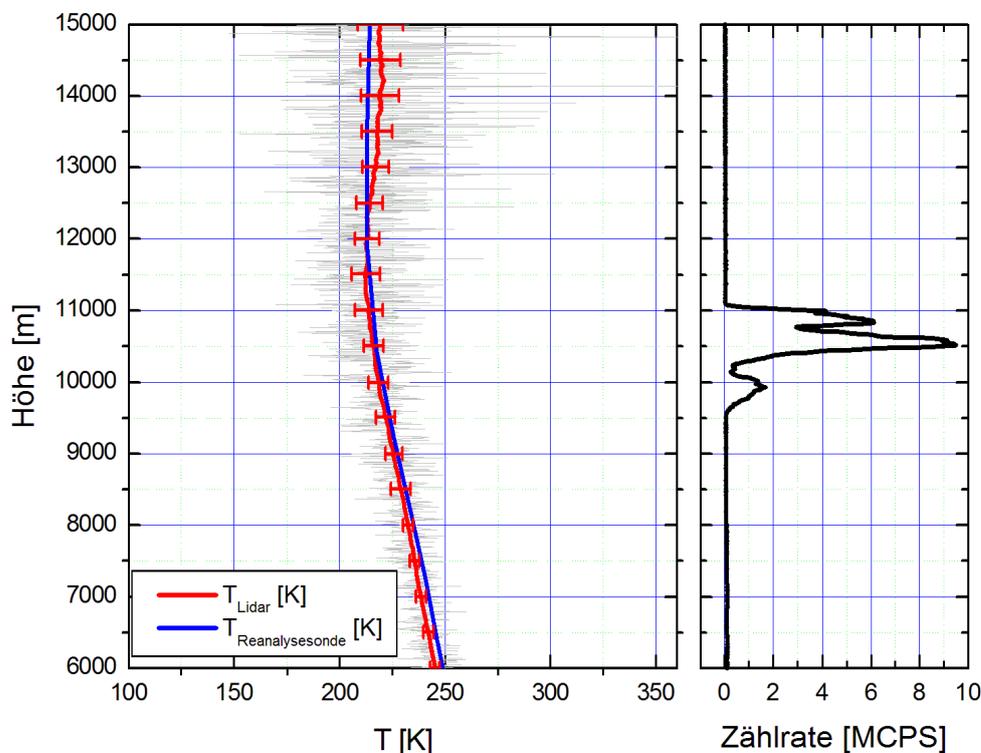


Abbildung 4.12: Links: Temperatur aus den Rotations-Rmansignalen in Abbildung 4.11 ungeglättetes Lidar-Temperaturprofil (graue Linie), Lidar-Temperaturprofil mit einer Glättungslänge von 550 m (rote Linie), reanalysiertes Radiosonden-Temperaturprofil (blaue Linie). Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm.

In Abbildung 4.13 sind die Extinktionen, ermittelt aus den Kanälen 607 nm, 387 nm und den Rotations-Ramankanälen, dargestellt. Die detektierten Wellenlängenbereiche der Kanäle 607 nm und 387 nm (Vibrations-Rotations-Ramansignale) sind weit von der jeweiligen Laserwellenlänge entfernt. Das elastisch zurückgestreute Licht wird in diesen Kanälen mit Interferenzfiltern sehr gut unterdrückt. Wenn nun angenommen wird, dass die Rotations-Raman-Kanäle elastisch zurückgestreutes Licht detektieren, wäre der Signalabfall im entfernungskorrigierten Signal beider Kanäle schwächer als in den Vibrations-Rotations-Kanälen. Dies hätte eine geringere Extinktion im Cirrus zur Folge. In Abbildung 4.13 ist ein solcher Vergleich am Beispiel der Messung vom 23.08.2012 gezeigt. Die Messung zeigt, dass alle Extinktionsprofile innerhalb ihrer statistischen Schwankungsbreite aufgrund des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses gut übereinstimmen. Resümierend kann

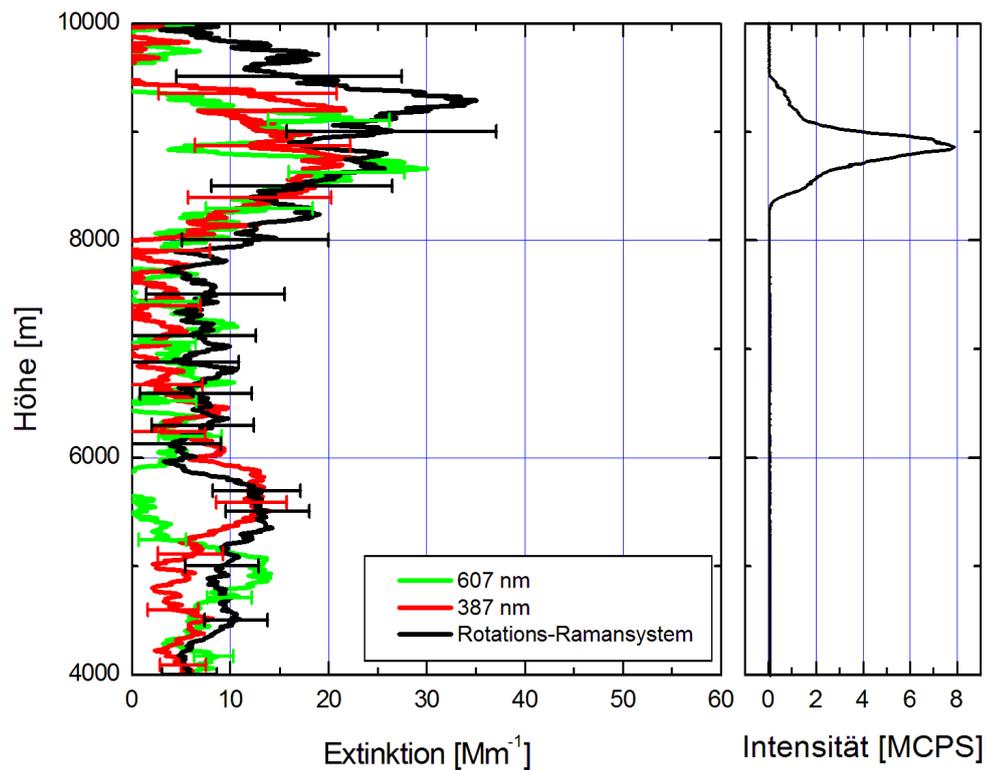


Abbildung 4.13: Links: Extinktionsverlauf mit einer Glättungslänge von 750 m bestimmt mittels der Kanäle 607 nm (grün), 387 nm (rot) und der Rotations-Ramankanälen (schwarz) für die Messung vom 23.08.2012 von 20:20 bis 21:33 UTC. Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm.

aus den Testverfahren geschlussfolgert werden, dass elastisches Streulicht in den Rotations-Ramankanälen ausreichend stark unterdrückt wird.

4.4 Totzeit der Detektoren

Da Raman-Lidarsignale relativ schwach sind, jedoch auch einen starken Dynamikbereich aufweisen, bietet sich der Einsatz von PMTs im Photonenzählmodus an. Bei geringen Signalintensitäten ist die gemessene Zählrate linear mit der Zahl der ankommenden Photonen verknüpft. Wenn die Signalstärken jedoch einen kritischen Wert annehmen, werden die auftretenden Ereignisse verfälscht vom Photomultiplier beobachtet¹⁷ (Donovan u. a., 1993). Wenn die erzeugten Pulse im Photomultiplier zeitlich dicht aufeinander folgen, können sie vom Diskriminator

¹⁷Streng genommen handelt es sich um die Totzeit des gesamten Zählsystems, wobei aber das langsamste Glied (in dem Fall die PMTs) bestimmend ist.

und dem nachfolgenden Zählsystem nicht mehr getrennt erfasst werden. Die beobachtete (gemessene) Zählrate N ist dann kleiner als die tatsächliche Zahl der Ereignisse S . Unter Umständen kann sich die beobachtete Zählrate auch erhöhen. Dies geschieht, wenn zwei Pulse, die zeitlich dicht aufeinander folgen und unter der Diskriminatorschwelle liegen, sich aufaddieren und dadurch die Diskriminatorschwelle überschreiten. Das Zeitintervall τ_d , in dem das System nach einem Ereignis keine Messdaten aufnehmen kann, wird Totzeit genannt. Der Zusammenhang zwischen Totzeit τ_d , wahrer Zahl der Ereignisse S und gemessener Zählrate N wird mit der Formel

$$N = S \cdot \exp(-S\tau_d) \quad (4.3)$$

beschrieben (Donovan u. a., 1993).

In der vorliegenden Arbeit wurde die Totzeit mit einer Weißlichtlampe bestimmt. Diese wurde an die Stelle der Feldblende gesetzt und auf den Kollimator ausgerichtet. Die Intensität des auf die PMTs treffenden Lichts wurde mit Hilfe von Neutralsichtfiltern (Graufilter) verschiedener optischer Dicken variiert. Da es sich um reflektierende Graufilter handelt, ist es notwendig, die Anzahl der verwendeten Graufilter zu minimieren. Zwischen den Graufiltern können Hin- und Rückreflexionen auftreten, die eine Signalverstärkung zur Folge haben. Daher ist es auch notwendig, beim Kombinieren von Graufiltern die Graufilter mit fallender optischer Dicke anzuordnen. Weil die Herstellerangaben für Graufilter gleicher optischer Dicke leicht variieren, wurde nur ein Satz von Graufiltern für den jeweiligen Kanal verwendet. In Abbildung 4.14 ist die Abhängigkeit der Zählraten der PMTs von der reziproken optischen Dicke dargestellt. Die roten Linien stellen die theoretischen, nicht von der Totzeit beeinflussten Zählraten dar. Die schwarzen Linien zeigen die gemessenen Zählraten der PMTs. Durch Einsetzen dieser in die Formel (4.3) erhält man die Totzeit der PMTs. In Tabelle 4.2 sind die ermittelten Totzeiten der PMTs der Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm aufgelistet. Die Zählraten der PMTs sollten während einer Messung auf 20 Ereignisse pro Sekunde mit Neutralsichtfiltern abgeschwächt werden. Zusätzlich können die Zählraten der aufgenommenen Daten mit den bestimmten τ_d korrigiert werden.

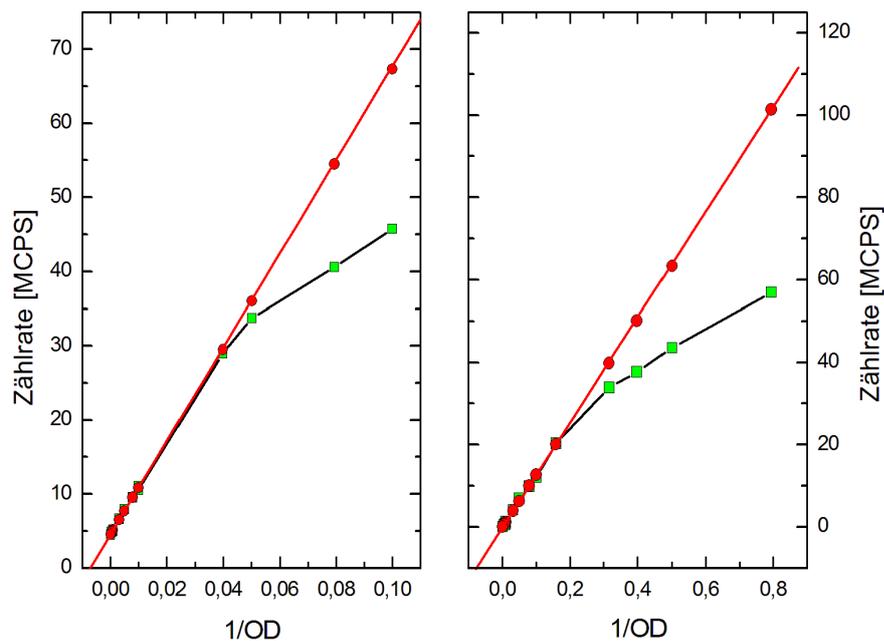


Abbildung 4.14: Verlauf der gemessenen Zählrate (schwarz) bei Verwendung unterschiedlich starker Graufilter (OD- optische Dicke) und der theoretisch nicht von der Totzeit beeinflussten Zählrate (rot). Links: Kanal 355,4 nm. Rechts: Kanal 356,3 nm.

Tabelle 4.2: Ermittelte Totzeit der Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm

Nachweiskanal	Totzeit τ_d [ns] (Einzelmessungen)	Mittelwert und Standardabweichung der Totzeit $\bar{\tau}_d \pm \Delta\tau_d$ [ns]
356,3 nm	2,38	$2,40 \pm 0,17$
	2,39	
	2,62	
	2,20	
355,4 nm	2,83	$2,77 \pm 0,23$
	2,52	
	2,98	

4.5 Vergleich der Rotations-Ramansysteme

Die prinzipielle Funktionsweise der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Rotations-Raman-Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm wurde durch einen Vergleich mit dem Rotations-Ramansystem bei 532 nm überprüft. In der Nacht vom 21.05.2012

wurde eine Vergleichsmessung durchgeführt. Für beide Messeinrichtungen wurden die entfernungskorrigierten Signale und die erstellten Temperaturprofile miteinander verglichen. Die Erstellung der Temperaturprofile erfolgt nach dem in Kapitel 5.1.1 vorgestellten Verfahren. Des Weiteren wurde eine Reanalysesonde als dritte Vergleichsmöglichkeit einbezogen. Die Profile sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Die Intensitäten der entfernungskorrigierten Signale der Messeinrichtungen unterscheiden sich. Des Weiteren sind die Signalverhältnisse der entfernten Linien zu den nahen Linien in den Messsystemen verschieden. Bei dem Rotations-Ramansystem, welches bei 532 nm arbeitet, besitzt der ferne Nachweiskanal ($J = 12$) ein stärkeres Signal als der nahe Nachweiskanal ($J = 6$). Bei dem in dieser Arbeit aufgebaut-

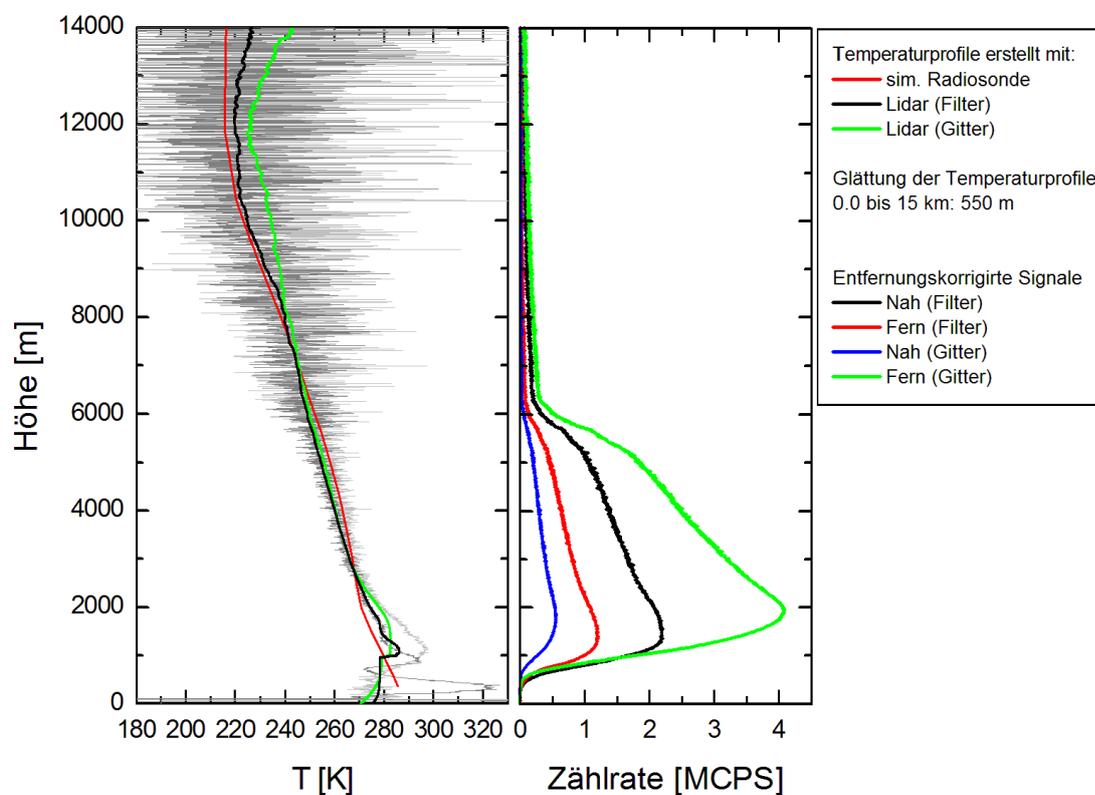


Abbildung 4.15: Links: Temperaturprofile von Radiosonde und Lidar für die Messung vom 21.05.2012 von 20:43 bis 22:28 UTC. Die grauen Linien sind die aus ungeglätteten Signalen erstellten Temperaturprofile. Für die farbigen Linien wurde eine Glättungslänge von 550 m gewählt. Rechts: entfernungskorrigierte Signale der vier Rotations-Ramankanäle.

ten System ist dieser Zusammenhang umgekehrt. Da aber laut Gleichung (2.24) ein Signalverhältnis gebildet wird, muss dieser Unterschied nicht als relevant in Betracht gezogen werden. Zusätzlich ist ersichtlich, dass bei ungefähr 6 km eine Wolke vorhanden war. Alle Signale weisen einen starken Abfall der Zählraten auf.

Die ermittelten Temperaturprofile zeigen beide in kleinen Höhen ein ähnliches systematisches Verhalten auf. Sie durchlaufen einen Hochpunkt und nähern sich von ihm asymptotisch dem Temperaturprofil der Reanalyseprobe bei 2,5 km. Von 2,5 bis 9 km weichen beide Profile von dem der simulierten Radiosonde leicht ab. Der Unterschied der Profile zum simulierten Radiosondenprofil beträgt im Mittel 2 K. Ab 9 km entwickeln sich die Temperaturverläufe unterschiedlich. Das Profil des Rotations-Ramansystems bei 532 nm entfernt sich von der Radiosonde, nähert sich bei 12 km wieder dem Radiosondenprofil an und entfernt sich dann wieder. Das Profil des Systems bei 355 nm schmiegt sich bei 9 km an das Profil der simulierten Sonde an und bleibt bei 11 km konstant. Hinzuzufügen ist, dass die Höhenauflösung des simulierten Radiosondenprofils ab 10 km stark abnimmt. Dort bestimmen nur noch drei weitere Messpunkte den Höhenverlauf bis 16 km. Resümierend kann gesagt werden, dass beide Temperaturprofile, welche mit dem Lidar erstellt wurden, sehr ähnlich sind. Die Unterschiede in großen Höhen liegen im Mittel bei 4 K. Prinzipiell ist die Funktionsweise des in dieser Arbeit aufgesetzten Rotations-Ramansystems hiermit nachgewiesen.

Kapitel 5

Kalibrierung der Lidarsignale und Messergebnisse

In dem vorliegenden Kapitel wird die Kalibrierung des neu integrierten Rotations-Ramansystems für Temperaturmessungen beschrieben. Im Rahmen der Arbeit wurde zum einen die Kalibriermethode Einzellinien-Ansatz und zum anderen die Kalibriermethode Polynom-Ansatz benutzt. Die ermittelten Temperaturprofile werden in Messungen mit den Profilen von Radiosonden, reanalysierten Radiosonden (WRF-Modell) und des Mikrowellenradiometers (MWR) verglichen. Im dritten Abschnitt wird detailliert auf die Bestimmung des Profils des Extinktionskoeffizienten eingegangen. Die benutzten Gleichungen werden hergeleitet. Danach wird die Kalibrierung der Systeme für Extinktionsmessungen diskutiert. Zum Abschluss werden die Messverfahren auf Messungen am Tag angewandt und diskutiert.

5.1 Bestimmung der Kalibrierkonstanten

Es existieren zwei Ansätze zur Bestimmung der Kalibrierkonstanten. Diese wurden in Kapitel 2.5 beschrieben. Im ersten Verfahren (Einzellinien-Ansatz, Arshinov u. a. 1983) wird vorausgesetzt, dass der natürliche Logarithmus des gemessenen Signalverhältnisses $\ln[R(z)]$ und die Temperatur ermittelt durch eine Vergleichsmessung einen funktionalen Zusammenhang bilden. Aus dieser Annahme werden die Kalibrierkonstanten A_T und B_T bestimmt. Sowohl in Messungen von Mattis u. a. (2002) als auch von Balin u. a. (2004) und in der Diplomarbeit von Marcus Radlach (2005) wurde gezeigt, dass der Einzellinien-Ansatz für Systemaufbauten

benutzt werden kann, welche mehrere Rotations-Ramanlinien detektieren. Im zweiten Verfahren wird ein Polynom zweiter Ordnung in T mit drei Kalibrierkonstanten verwendet. Diese Methode wurde von Behrendt (2000) für Systemaufbauten vorgeschlagen, welche mehrere Rotations-Ramanlinien detektieren. Als Vergleichsprofile wurden in der vorliegenden Arbeit die erstellten Temperaturprofile von Radiosonden, Reanalyseprobe und dem MWR verwendet. Je länger die Messzeiten des Lidars gewählt werden, desto größer wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Demzufolge nimmt die Präzision der Temperaturprofile mit der Messzeit zu. Die Kalibrierung der Kanäle sollte prinzipiell in der Nacht erfolgen. Datenpunkte ab 8 km können am Tag nicht mehr ausgewertet werden, da das Hintergrundlicht, verursacht durch das gestreute Sonnenlicht, das auszuwertende Lidarsignal überdeckt. Des Weiteren sollte bei der Kalibrierung darauf geachtet werden, dass die atmosphärischen Bedingungen möglichst stationär sind. Dadurch werden Fehler bei der Anpassung vermieden.

Eine wichtige Annahme ist, dass das benutzte Referenzprofil fehlerfrei ist. Das vom Lidar gemessene Profil $\ln[R(z)]$ ist jedoch mit einem statistischen, absoluten Fehler $\Delta \ln[R(z)]$ versehen. Die Gesetze der Fehlerfortpflanzung ermöglichen die Bestimmung dieses Fehlers, welcher sich aus den Fehlern ΔP_n und ΔP_f zusammensetzt und sich formal durch

$$\Delta \ln[R(z)] = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_n(z)}{P_n(z)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_f(z)}{P_f(z)}\right)^2} \quad (5.1)$$

bestimmen lässt. Im Kapitel 4.4 wurde erwähnt, dass das Einschlagen eines Photons auf die Kathode als Ereignis bezeichnet wird. Demzufolge erfüllt die Zählmethode der Photomultiplier die Poissonstatistik. Für die statistischen Fehler der Rotations-Raman-Kanäle gilt daher:

$$\Delta P_n(z) = \sqrt{P_n(z)}, \quad \Delta P_f(z) = \sqrt{P_f(z)}. \quad (5.2)$$

5.1.1 Kalibriermethode: Einzellinien-Ansatz

Die Bestimmung der Kalibrierkonstanten erfolgt durch den Vergleich mit unabhängig bestimmten Temperaturprofilen. Zunächst wird die Kalibrierung mit dem Einzellinien-Ansatz vorgestellt. In der vorliegenden Arbeit wurden Signale über mindestens zwei Stunden integriert. Während der Messzeit erfolgte der Aufstieg der Radiosonde. Um nur Datenpunkte mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verwenden, wurden Datenpunkte oberhalb von 14 km nicht berücksichtigt. Daten unterhalb von 3 km Höhe werden für die Kalibrierung nicht verwendet, weil sie zu stark von der Überlappungsfunktion beeinflusst werden. Dies

wird aus den Differenzen zwischen den Temperaturen aus Lidarmessungen und Referenzmessungen ersichtlich.

Unter den eben aufgezählten Bedingungen erfolgt eine Zuordnung des natürlichen Logarithmus des Signalverhältnisses $\ln[R(z)]$, gebildet aus den ungeglätteten Signalen und der ermittelten Temperatur $T_{\text{ref}}(z)$ der Radiosonde. Eine Glättung dieser Daten würde die Form der Punktwolke verändern und somit auch die Kalibrierkonstanten verfälschen. Das Ergebnis ist eine Punktwolke (siehe Abbildung 5.1). An diese Punktwolke wird durch nichtlineare Regression eine Funktion y der Form

$$y = \ln[R_{\text{fit}}(T_{\text{ref}})] = \frac{A_{\text{T}}}{T_{\text{ref}}} + B_{\text{T}} \quad (5.3)$$

angepasst. Die Konstanten A_{T} und B_{T} werden mit dem Levenberg-Marquard-Algorithmus iterativ optimiert (Press u. a., 1992). Dieser Algorithmus minimiert die Größe

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{|\ln[R(n)] - \ln[R_{\text{fit}}(n)]|^2}{\Delta \ln[R(n)]^2}, \quad (5.4)$$

welche die Summe der Abstandskquadrate zwischen den Lidarmesspunkten und dem Radiosondenprofil, gewichtet mit dem Messfehler $\Delta \ln[R(n)]$, beschreibt. Die Wichtung sorgt dafür, dass Punkte mit einer größeren Unsicherheit mit einem geringeren Gewicht in die Bestimmung der Funktion y eingehen. Dies ist von Bedeutung, denn aufgrund der Verwendung der ungeglätteten Signale nimmt die Unsicherheit der Datenpunkte mit der Höhe zu. N ist die Anzahl der Datenpunkte.

Im Rahmen der Arbeit wurden zwei Radiosondenaufstiege durchgeführt. Daher sind in Abbildung 5.1 zwei Punktwolken dargestellt. Die durchgezogenen roten Linien stellen die Kalibrierung mit dem Einzellinien-Ansatz dar. Ebenfalls gezeigt sind die Messpunkte aus dem Vergleich mit dem MWR (Vierecke) und mit der Reanalysensonde (Punkte) sowie die zugehörigen angepassten Funktionen nach dem Einzellinien-Ansatz. Die daraus ermittelten Kalibrierkonstanten A_{T} und B_{T} sind in Tabelle 5.1, für alle Referenzsysteme aufgeführt. Die Punktwolken der verschiedenen Messtage liegen aufgrund der zwischenzeitlich durchgeführten Neujustierung des Systems in unterschiedlichen Bereichen. Prinzipiell ist festzuhalten, dass jeder direkte (z.B. Änderung der Einstellung des Kantenfilters) und indirekte Eingriff (z.B. Graufilteränderungen) in das Messsystem eine neue Kalibrierung nach sich zieht. Die angepassten Funktionen y für verschiedene Referenzsysteme, verlaufen an gleichen Messtagen unterschiedlich. Dies folgt aus der statistischen Verteilung der Punkte. Während bei dem Referenzsystem Radiosonde Punkte mit größeren Unsicherheiten gewichtet in die nichtlineare Regression eingehen, muss bei den

Tabelle 5.1: Kalibrierkonstanten bestimmt mit den Referenzsystemen Radiosonde, WRF und MWR

Referenzmessung	Kalibrierkonst.	19.10.2012	14.05.2012
Radiosonde	A_T	$379,35 \pm 10,81$ K	$377,40 \pm 11,92$ K
	B_T	$0,28 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$
WRF	A_T	$398,34 \pm 117,79$ K	$424,70 \pm 46,63$ K
	B_T	$0,37 \pm 0,09$	$0,41 \pm 0,03$
MWR	A_T	$511,64 \pm 150,17$ K	$406,56 \pm 77,86$ K
	B_T	$0,37 \pm 0,11$	$0,31 \pm 0,06$

Referenzsystemen MWR und Reanalyseprobe aufgrund der geringen Anzahl jeder Punkt in die Kalibrierung einfließen. Daraus resultieren vergleichsweise große Fehler der Kalibrierkonstanten. (siehe 5.1. Dies würde auch auftreten, wenn geglättete Lidarsignale verwendet werden. Der physikalische Zusammenhang zwischen Temperatur und dem gemessenen $\ln[R(z)]$ ist somit nicht mehr gegeben. Daher müssen sich die ermittelten Temperaturprofile voneinander unterscheiden. Dies kann auch der Abbildung 5.3 entnommen werden.

5.1.2 Kalibriermethode: Polynom-Ansatz

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Kalibrierkonstanten mit dem Polynom-Ansatz erfolgt analog zu dem Kapitel 5.1.1. Es wird eine Anpassung einer Polynom-Funktion zweiter Ordnung in T in der Punktwolke durchgeführt. Die zu verwendende Polynom-Funktion

$$y = \ln[R_{\text{fit}}(z)] = a_0 + \frac{a_1}{T_{\text{ref}}} + \frac{a_2}{T_{\text{ref}}^2} \quad (5.5)$$

leitet sich aus der Gleichung (2.27) ab. Da in Kapitel 5.1.1 bereits festgestellt wurde, dass eine Kalibrierung mit den Referenzsystemen Reanalyseprobe und MWR sehr fehlerhaft ist, wird in diesem Abschnitt auf die Kalibrierung mit diesen Referenzsystemen verzichtet. In Abbildung 5.1 ist die Anpassung mittels eines Polynoms zweiter Ordnung durch die gestrichelten blauen Linien dargestellt. Die mit der Polynom-Funktion bestimmten Konstanten können nur für den Temperaturbereich benutzt werden, für den die Anpassung an die Lidarsignale erfolgte. Würde man dies ignorieren, wären aufgrund der quadratischen Form große Extrapolationsfehler die Folge. Der Einzellinien-Ansatz würde theoretisch die Kalibrierung des Systems mit nur zwei Temperaturwerten ermöglichen (Arshinov u. a. 1979). In der

Praxis ist dies aber wegen der Signalstatistik nicht sinnvoll. Für beide Messtage der Abbildung 5.1 weist die angepasste Polynom-Funktion einen anderen Verlauf auf. Am 14.05.2012 ist die angepasste Funktion konkav gekrümmt, während sie in der Messung vom 19.10.2012 konvex gekrümmt ist. Es ist auch in diesem Fall davon auszugehen, dass die Neujustierung der Kanäle Auslöser der verschiedenen Verläufe ist. In der Messung vom 19.10.2012, ist der Fehler der Kalibrierkonstante Δa_2 größer als die ermittelte Kalibrierkonstante a_2 . Dies macht eine Vorhersage der Krümmung der Funktion, innerhalb der Fehlergrenzen, unmöglich. Folglich, sollte in diesem Fall die Anpassung einer linearen Funktion an die Punktwolke einer nichtlinearen Funktion vorgezogen werden. Die ermittelten Parameter des Polynoms und deren Unsicherheiten sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

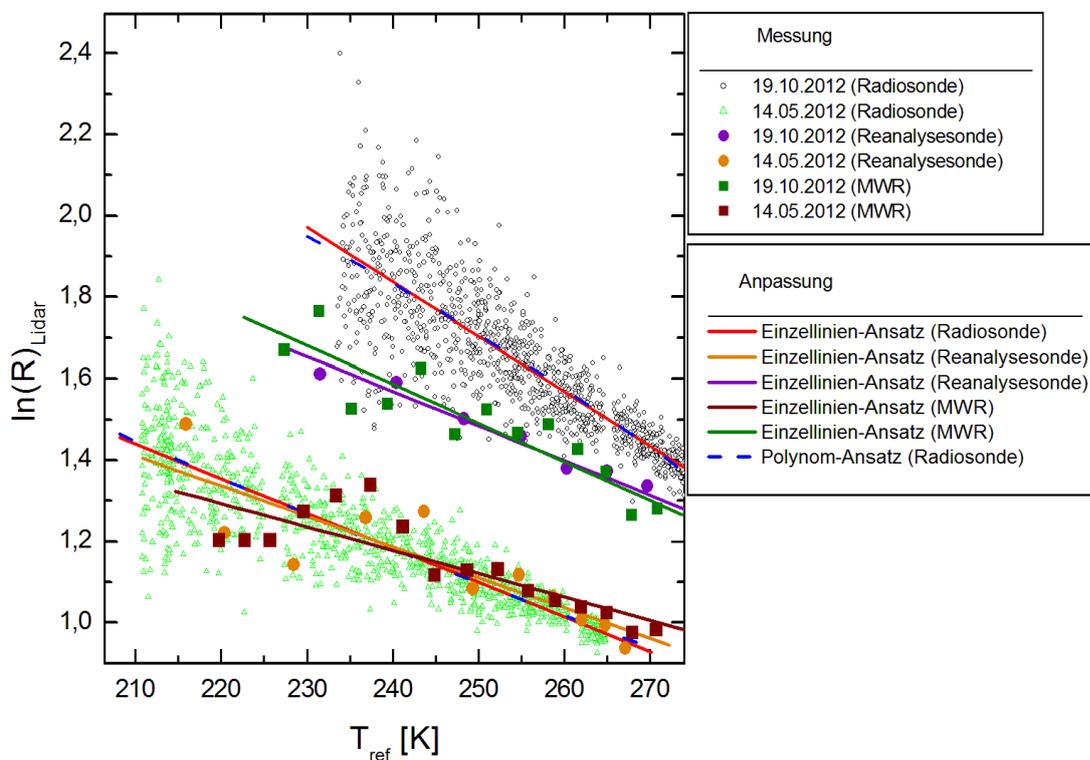


Abbildung 5.1: Einzelne Datenpunkte von $\ln[R(z)]$ für die beiden Messtage 14.05.2012 und 19.10.2012 aufgetragen gegen die Temperatur des Referenzsystems $T_{\text{ref}}(z)$. Jedes Symbol steht für einen Höhenpunkt z im Höhenbereich von 3 km bis 14 km. Die Legende gibt die jeweiligen Messtage sowie die verwendeten Referenzsysteme wieder. Alle durchgezogenen Linien sind die angepassten Funktionen, die mit der Kalibriermethode Einzellinien-Ansatz bestimmt wurden. Die gestrichelten blauen Linien stellen die Funktionen dar, welche mit dem Polynom-Ansatz bestimmt wurden.

Tabelle 5.2: Ermittelte Kalibrierkonstanten mittels einer Polynom-Funktion zweiter Ordnung in T . Die Fehler wurden aus der Unsicherheit der angepassten Funktion bestimmt.

Kalibrierkonstante	Messung am 19.10.2012	Messung am 14.05.2012
a_0	$0,085 \pm 0,047$	$0,009 \pm 0,006$
a_1	$249,21 \pm 169,94 \text{ K}$	$114,20 \pm 7,46 \text{ K}$
a_2	$1883,00 \pm 2632,27 \text{ K}^2$	$2014,82 \pm 696,08 \text{ K}^2$

5.2 Gesamtfehler der Temperaturmessung

Der Gesamtfehler der resultierenden Temperaturprofile ermittelt mit den Rotations-Raman-Kanälen setzt sich aus dem statistischen Fehler der Lidarsignale ($\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$) und der Unsicherheit der Kalibrierkonstanten ($\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}$) zusammen. Der statistische Fehler der Lidarsignale ist:

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}} = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial P_n} \Delta P_n(z)\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial P_f} \Delta P_f(z)\right)^2}. \quad (5.6)$$

Der Temperaturfehler $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}$, welcher durch die Unsicherheit der Kalibrierkonstanten hervorgerufen wird, ist marginal und wirkt sich in jeder Höhe z gleich aus. Den Fehler erhält man durch das Variieren der Konstanten innerhalb der Standardfehler und das darauffolgende Anwenden aller sinnvollen ermittelten Kalibrierkonfigurationen (A_T , B_T oder a_0 , a_1 , a_2) auf die Lidarmessung. Die Standardfehler ΔA_T und ΔB_T (bzw. Δa_0 , Δa_1 , Δa_2) sind abhängig voneinander. Wird A_T (bzw. a_1) in eine Richtung geändert, muss B_T (bzw. a_0 , a_2) in die andere verändert werden. Aus den anderen Konfigurationen folgen zu große Fehler, diese können laut Mattis u. a. (2002) vernachlässigt werden.

Der Gesamtfehler der Temperatur setzt sich somit aus den Einzelfehlern der Temperatur wie folgt zusammen:

$$\Delta T_{\text{Lidar}}(z) = \sqrt{(\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}})^2 + (\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}})^2}. \quad (5.7)$$

In Abbildung 5.2 ist ein Beispiel für eine Temperaturmessung dargestellt. Die Messung fand am 19.10.2012 von 17:44 bis 20:36 UTC statt. Simultan zu der Messung wurde ein Radiosondenaufstieg durchgeführt. Die Bodenstation verlor das Signal der Radiosonde bei 10 km Höhe. Daher werden Werte ab 10 km durch die Reanalyse-sonde dargestellt. Die ermittelten Lidar-Temperaturprofile und Radiosonden-Temperaturprofile stimmen innerhalb eines Bereiches von 1–2 K überein. In kleinen

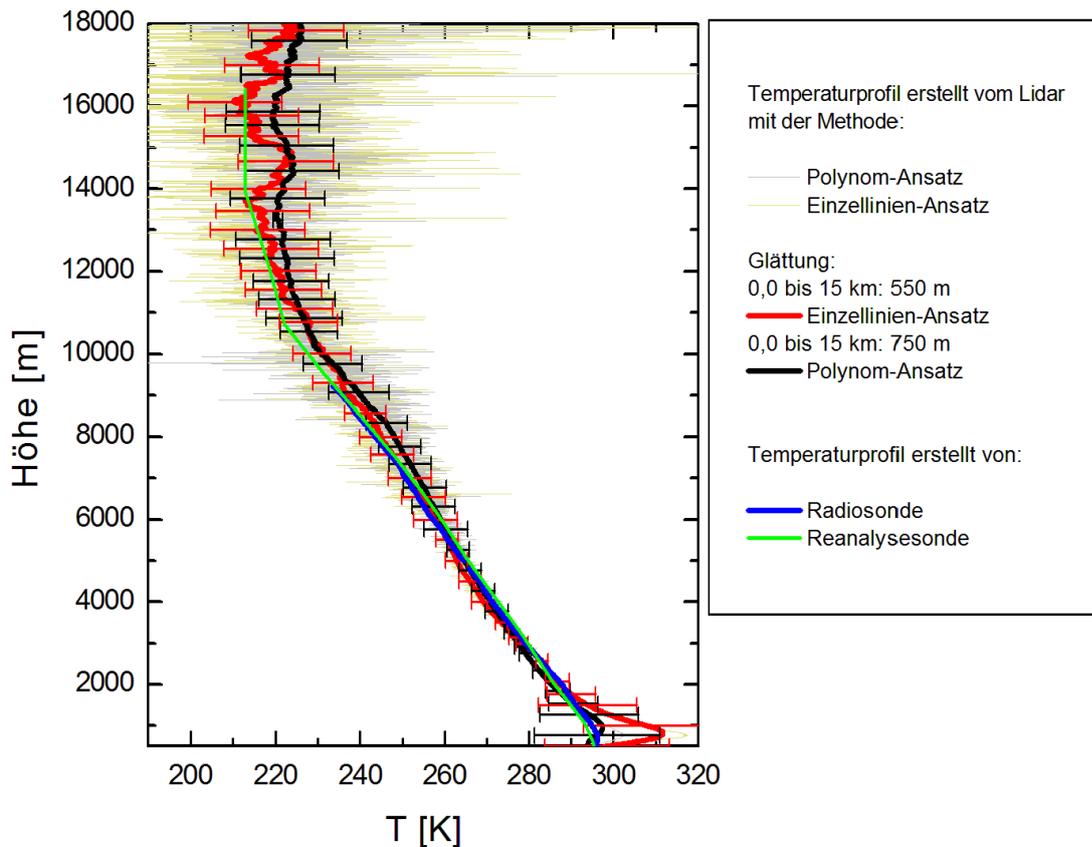


Abbildung 5.2: Temperaturprofile gemessen mit einer Radiosonde und mit dem Lidar. Die Messung fand am 19.10.2012 von 17:44 bis 20:36 UTC statt.

Höhen (0–2 km) weisen beide Lidar-Temperaturprofile ähnliche systematische Abweichungen auf. Die Signale durchlaufen einen Hochpunkt und nähern sich asymptotisch dem Temperaturprofil der Radiosonde. Die Signale der Rotations-Raman-Kanäle werden in diesen Höhenbereich zu stark von der Überlappungsfunktion beeinflusst. Kleine Unterschiede in der Überlappungsfunktionen der beiden Kanäle führen dann zu systematischen Abweichungen im Temperaturprofil. Eine Kopplung des Aufbaus mit dem vorhandenen Nahfeldteleskop (Mattis, 2002) oder eine kombinierte Lidar-MWR-Messung (Haeﬂe, 2012) könnte ein Temperaturprofil in Höhen von 0–2 km liefern.

Des Weiteren wird ersichtlich, dass beide Temperaturverläufe zwischen 13 und 14 km konstant sind. Hier befindet sich der Übergang von der Troposphäre zur Stratosphäre. Dies zeigt auch die Reanalysesonde. Abweichungen zwischen Lidar-Temperaturprofil und dem der Reanalysesonde folgen aus der großen Ungenauigkeit der Reanalysesonde in Höhen von 10–16 km. Dort bestimmen lediglich 3 Werte das Temperaturprofil. Die Daten der Lidar-Temperaturprofile mussten ab

18 km, aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, verworfen werden. Zusätzlich sollte das Lidar-Temperaturprofil mit dem Polynom-Ansatz eine höhere Güte darstellen als das des Einzellinien-Ansatzes, weil der Fehler der Kalibrierkonstanten über größere Temperaturbereiche kleiner ist als der beim Einzellinien-Ansatz (Nedeljkovic u. a., 1993). Die Übereinstimmung der beiden Temperaturprofile ist für den verwendeten Temperaturbereich aber gegeben. Die kleinen Unterschiede werden durch die unterschiedlich gewählten Glättungslängen verursacht. Die Abweichungen des Radiosonden-Temperaturprofils zum Lidar-Temperaturprofil können durch die sich unterscheidende Messarten entstehen. Eine Radiosonde befindet sich in jeder Höhe z nur für eine kurze Zeit t und nimmt in dieser Zeit eine Temperatur T auf. Das heißt, dass eine Radiosonde nur eine *Momentaufnahme* liefert. Ein Lidar hingegen erstellt ein komplettes Temperaturprofil über eine definierte Mittelungszeit in der jeweiligen Höhe. Ein Lidar berücksichtigt demzufolge eine mögliche zeitliche Änderung des Temperaturfeldes, während eine Radiosonde diese ignoriert. Zusätzlich werden Radiosonden nach dem Aufstieg durch Winde verdriftet, daher erfolgt die Messung des Temperaturprofils nicht unbedingt vertikal zum Startort. Demzufolge können die Temperaturprofile, welche von einem Lidar erstellt werden, leicht von dem der Radiosonden abweichen.

In Abbildung 5.3 sind, für die gleiche Messung, die ermittelten Lidar-Temperaturprofile mit den Kalibrierkonstanten der nichtlinearen Regression der Tabelle 5.1 gegenübergestellt. Die Zuordnung der geglätteten Temperaturwerte der Reanalyse-sonde und des MWR auf Einzelpunkte der Lidarmessung verfälschen den physikalischen Zusammenhang. Daher wird auch aus der Abbildung ersichtlich, dass eine Kalibrierung des Systems mit den Referenzsystemen MWR und Reanalyse-sonde nicht möglich ist. Der Unterschied der Profile in Höhen von 2–6 km ist zu groß. Die Reanalyse-sonde und das MWR können aber Vergleichsprofile liefern. Diese würden der prinzipiellen Kontrolle der ermittelten Kalibrierkonstanten genügen. Daher müsste nicht ein Radiosondenaufstieg durchgeführt werden, um die Kalibrierung des Systems zu überprüfen.

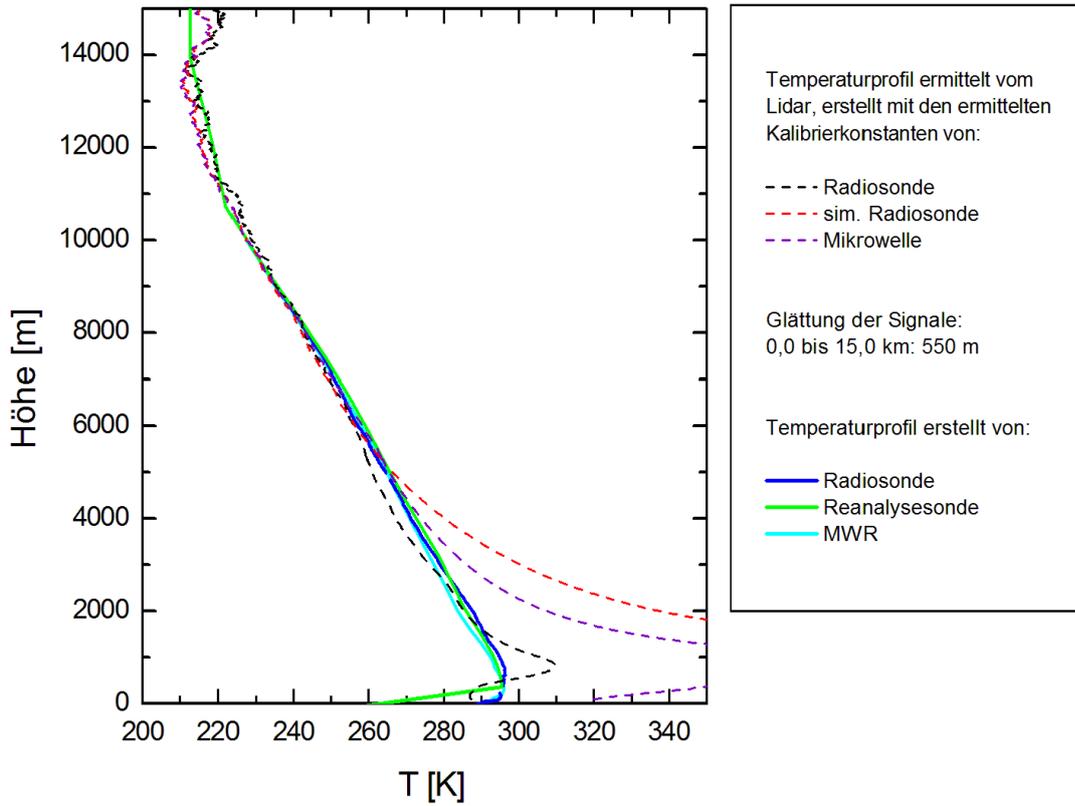


Abbildung 5.3: Temperaturprofile bestimmt mit einer Radiosonde, einer Reanalyse-sonde und dem MWR sowie Lidar-Temperaturprofile ermittelt mit den Kalibrierkonstanten der Tabelle 5.1.

5.3 Extinktion

Als Extinktion wird die Summe aus Absorption und Streuung bezeichnet. Die Extinktion wird direkt aus der Lidargleichung für inelastische Streuprozesse (2.3) berechnet (Ansmann u. a., 1990; 1992). Die Gleichung wird nach der Extinktion aufgelöst:

$$\frac{d}{dz} \left\{ \ln \left(\frac{K(\lambda_R) O(z) \beta(z, \lambda_R)}{P(z, \lambda_R, \lambda_0) z^2} \right) \right\} = \alpha(\lambda_0, z) + \alpha(\lambda_R, z). \quad (5.8)$$

Die Ableitung des natürlichen Logarithmus einer Funktion $K \cdot F(z)$ ist:

$$\frac{d}{dz} \{ \ln [K \cdot F(z)] \} = \frac{K \cdot \frac{d}{dz} [F(z)]}{K \cdot F(z)} = \frac{\frac{d}{dz} [F(z)]}{F(z)}. \quad (5.9)$$

Es folgt, dass die Extinktion durch systemspezifische, höhenunabhängige Parameter¹⁸ nicht beeinflusst wird. Der Gleichung (5.8) wird aber eine indirekte Temperaturabhängigkeit entnommen, wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt für Molekülstreuung wie im Fall der Rotations-Ramansignale abhängig von der Temperatur ist. Dies bedeutet, dass die Extinktion, ermittelt mit den Rotations-Raman-Kanälen, abhängig von der Temperatur ist. Wenn nur ein Kanal zur Extinktionsberechnung herangezogen werden würde, würde dies eine Verfälschung der eigentlich vorhandenen Extinktion bedeuten.

Das Rotations-Ramanspektrum für Stickstoff ist für verschiedene Temperaturen in Abbildung 5.4 dargestellt. In Abbildung 5.5 sind die entsprechenden Intensi-

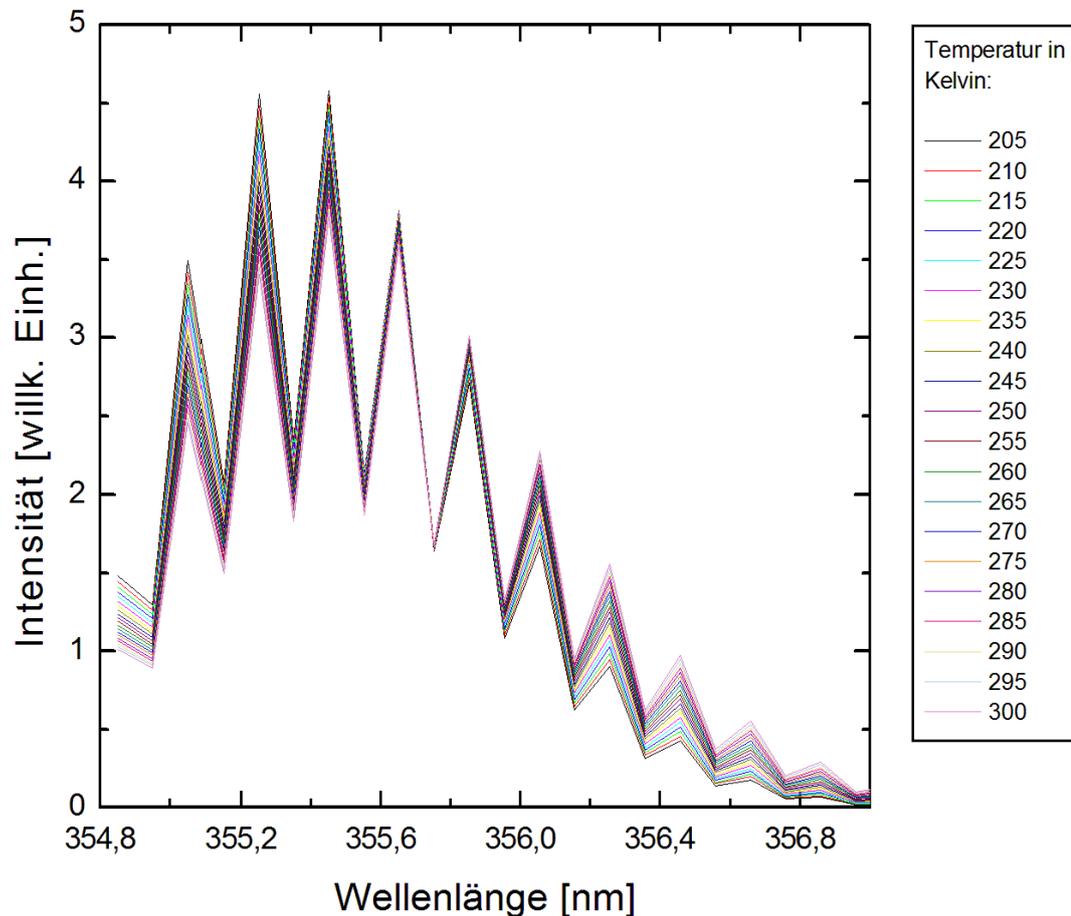


Abbildung 5.4: Berechnetes Rotations-Ramanspektrum für Stickstoff bei Temperaturen von 200–300 K.

¹⁸z. B. Detektoreffizienz oder Fläche des Hauptspiegels

täten der Rotations-Ramanlinien des Stokes-Zweigs über der Temperatur aufgetragen. Aus diesem nahezu linearen Zusammenhang entsteht für jede Rotations-Ramanlinie eine lineare Funktion $I(T)$. In dem Bereich des Spektrums, in welchem die Intensität bei Temperaturzuwachs fällt, ist der Anstieg der angepassten linearen Funktion negativ. In dem Bereich, in welchem die Intensität im Einklang mit der Temperatur zunimmt, ist der Anstieg der angepassten Funktionen positiv. Ziel

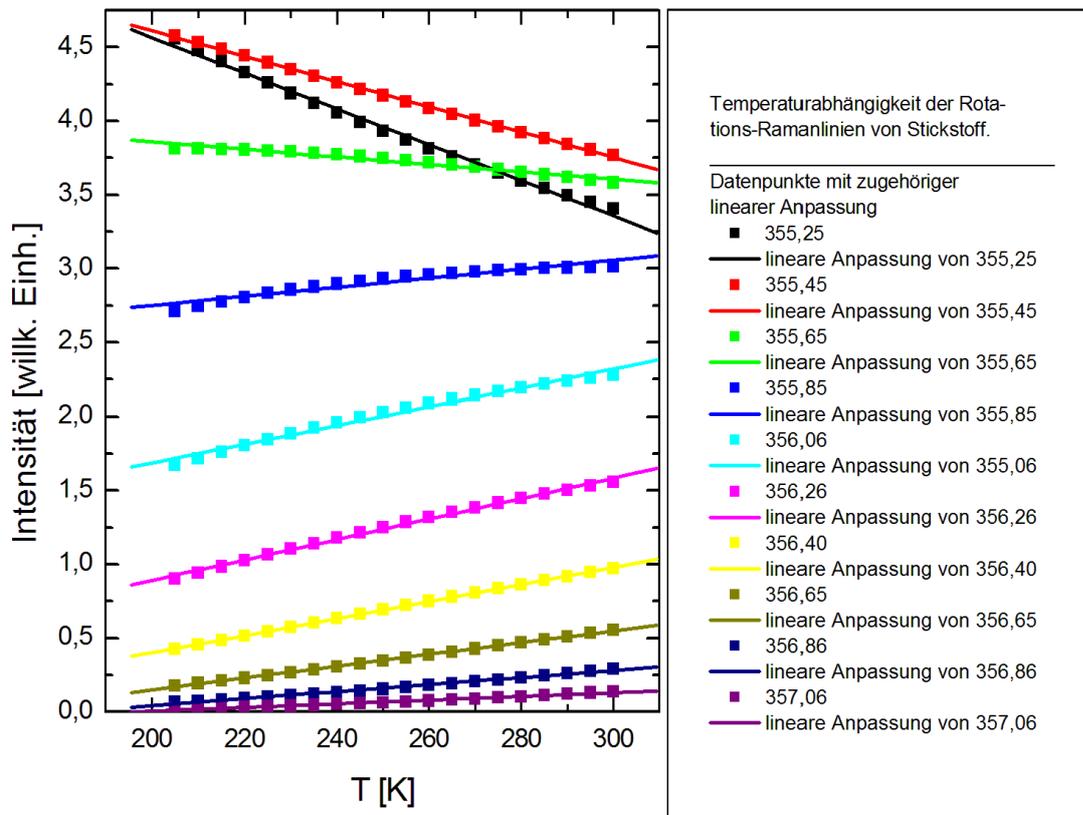


Abbildung 5.5: Temperaturabhängigkeit der einzelnen Rotations-Ramanlinien von Stickstoff.

ist es, durch eine gewichtete Addition der detektierten Linien ein temperaturunabhängiges Signal bzw. eine Funktion $\frac{dI}{dT} = 0$ zu erzeugen. In diese Berechnung gehen die temperaturabhängigen Rotations-Ramanlinien von Stickstoff zu 80% und die von Sauerstoff zu 20% ein. Zusätzlich muss beachtet werden, dass die Intensitäten der Linien, welche sich am Rand der Filter befinden oder durch den Kantenfilter beeinflusst sind, geschwächt werden. Diese Linien können aufgrund des großen

Intensitätsunterschieds in der Rechnung vernachlässigt werden. Die temperaturunabhängige Funktion R_u wird wie folgt berechnet:

$$I_u = C_1 \cdot \sum_i (0,8 \cdot I_{(i; 355,4; N_2)}(T) + 0,2 \cdot I_{(i; 355,4; O_2)}(T)) + C_2 \cdot \sum_i (0,8 \cdot I_{(i; 356,3; N_2)}(T) + 0,2 \cdot I_{(i; 356,3; O_2)}(T)). \quad (5.10)$$

Es wird über alle Rotations-Ramanlinien i im detektierten Wellenlängenbereich summiert. Die temperaturabhängigen Funktionen $I(T)$ des Rotations-Ramanspektrums von Stickstoff und Sauerstoff werden entsprechend des Anteils in der Luft addiert. Die Wichtungskonstanten C_1 und C_2 sind unbekannt und werden iterativ aus der Gleichung (5.10) bestimmt. Die ermittelten Wichtungskonstanten mit Fehler sind in Tabelle 5.3, für die in dieser Arbeit konstruierten Rotations-Raman-Kanäle, dargestellt. Der Fehler der Wichtungskonstanten ergibt sich aus der Summe folgender Fehler:

- Fehler der Transmissionsbereiche der Interferenzfilter ($\pm 0,05$ nm (1%)),
- Fehler der Einstellung des Kantenfilters ($\pm 1^\circ$ (0,56%)),
- Fehler der linearen Anpassung der temperaturabhängigen Rotations-Ramanlinie von Stickstoff und Sauerstoff (aufsummiert 7,84%).

Dies ergibt einen Fehler der Wichtungskonstanten von etwa 9%. Diese ermittel-

Tabelle 5.3: Wichtungskonstanten für Extinktionsberechnungen

Wichtungskonstanten	Wert \pm Fehler
C_1	$0,641 \pm 0,058$
C_2	$0,359 \pm 0,032$

ten Wichtungskonstanten werden auf die Extinktion der beiden Rotations-Raman-Kanäle

$$\alpha = C_1 \cdot \alpha_{\text{nah}} + C_2 \cdot \alpha_{\text{fern}} \quad (5.11)$$

angewandt. Die Wichtungskonstanten sind abhängig von der verwendeten Filterbreite und der Einstellung des Kantenfilters. Daher sind sie nur für den in dieser Arbeit realisierten Aufbau zu verwenden.

In Abbildung 5.6 ist das Extinktionsprofil, ermittelt mit dem im Rahmen der Arbeit aufgebauten Rotations-Raman-system, dargestellt. Die Messung wurde in der

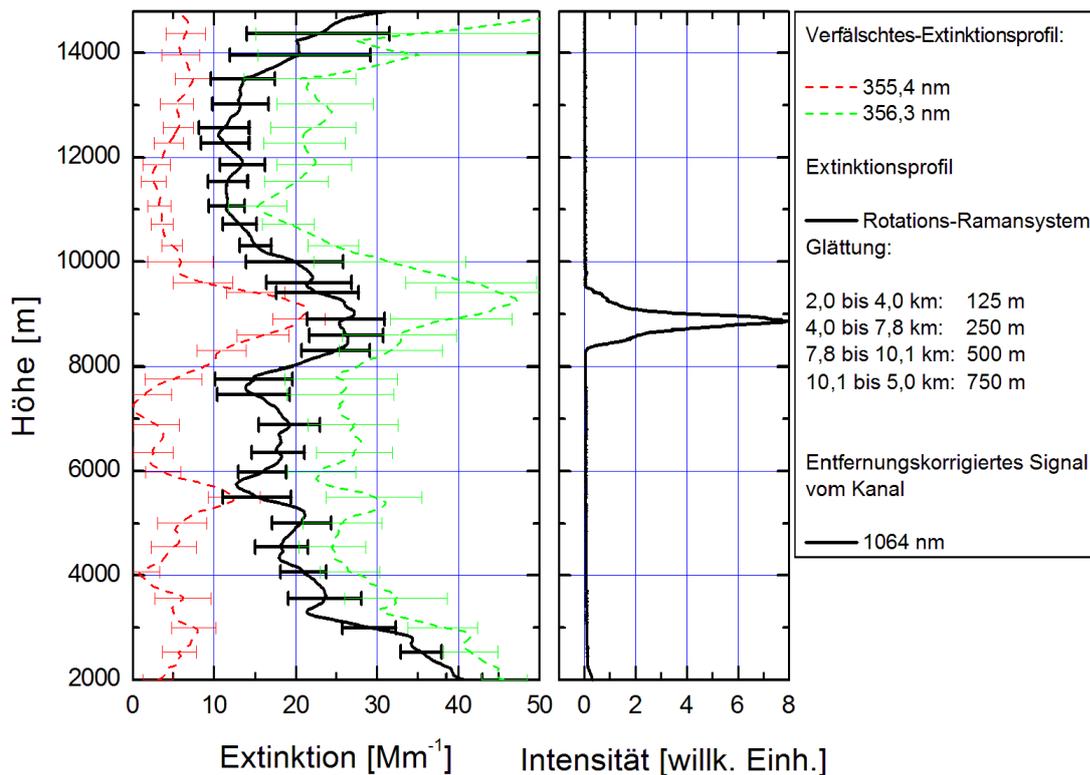


Abbildung 5.6: Messung von 23.08.2012. Links: Extinktionsprofil gemessen mit den Rotations-Raman-Kanälen bei 355,4 nm und 356,3 nm. Rechts: entfernungskorrigiertes Signal erstellt mit dem 1064-nm-Kanal.

Nacht vom 23.08.2012 durchgeführt. Aufgrund der stärkeren Temperaturabhängigkeit der Rotations-Ramanlinien bei $J = 12$ konnte den Abbildungen 5.4 und 5.5 bereits entnommen werden, dass der Rotations-Raman-Kanal 355,4 nm eine geringere verfälschte Extinktion aufweisen wird als der Kanal 356,3 nm. Dies wird im Extinktionsprofil widergespiegelt. Das Extinktionsprofil ist von 2000–15000 m dargestellt. Das Profil steigt wie erwartet in der Cirruswolke stark an. Das Extinktionsmaximum im Cirrus hat aber eine größere vertikale Erstreckung. Dies kommt durch die großen Glättungslängen zustande. Ab 14000 m befindet sich das Signal des Kanals 356,3 nm im Hintergrund. Aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhaltens und der Tatsache, dass sich die Extinktion über die Ableitung berechnet, steigt das geglättete verfälschte Extinktionsprofil an und somit auch das Extinktionsprofil des Rotations-Ramansystems.

5.4 Tagestauglichkeit

Es ist möglich, sowohl Temperaturprofile als auch Extinktionsprofile am Tag mittels der in dieser Arbeit aufgebauten Kanäle zu bestimmen. Dabei werden die gleichen Kalibrier- und Wichtungskonstanten verwendet, die in Kapitel 5.1 und 5.3 bestimmt wurden.

In Abbildung 5.7 sind Temperaturprofile vom 23.08.2012 und 04.09.2012 dargestellt. Die Messung am 23.08.2012 wurde von 17:30 bis 18:32 UTC durchgeführt. Die Messung vom 04.09.2012 fand von 15:25 bis 17:54 UTC statt. Die Hinter-

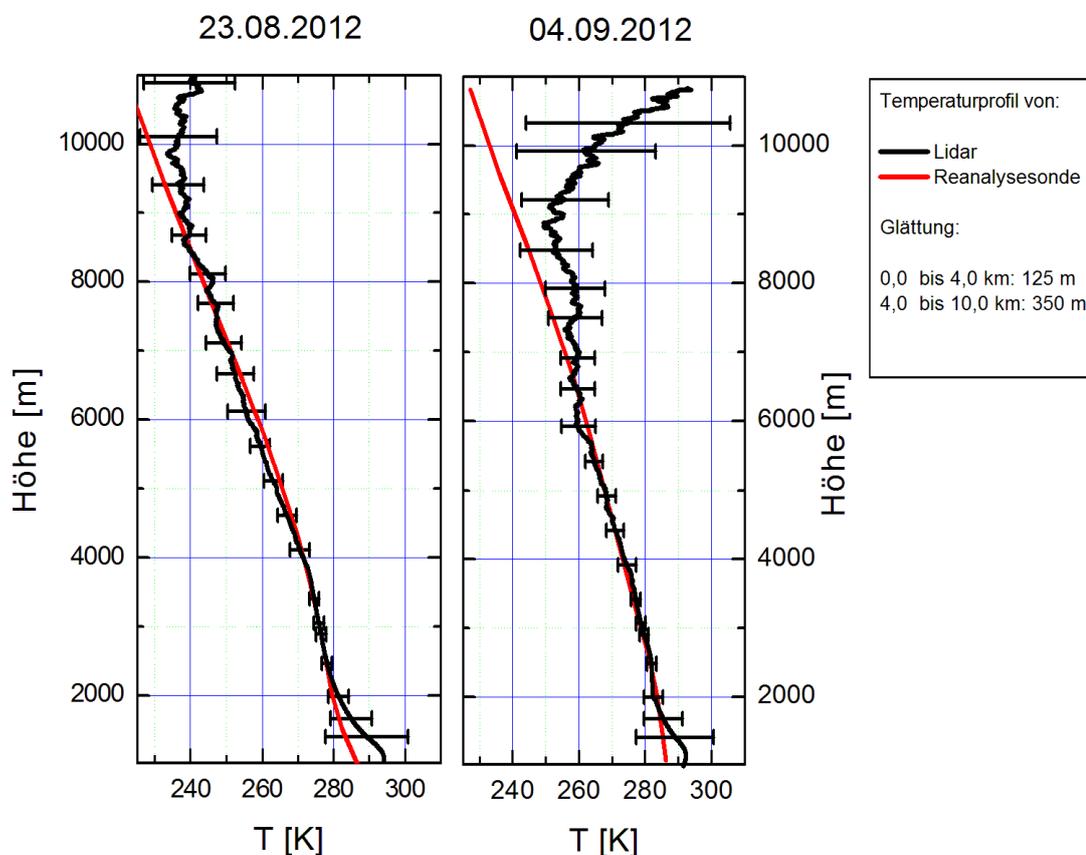


Abbildung 5.7: Messung der Temperatur vom 23.08.2012 von 17:30 bis 18:32 UTC und vom 04.09.2012 von 15:25 bis 17:54 UTC. Die Mittelungszeit der Profile betrug im linken Bild eine Stunde im rechten zwei Stunden.

grundstrahlung der Sonne hat einen Einfluss auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Lidarsignals. Die Stärke der Strahlung ist abhängig von der Uhrzeit. Da die Messung vom 04.09.2012 deutlich früher durchgeführt wurde als die Messung vom 23.08.2012, weisen die Lidarsignale in unterschiedlichen Höhen ein schlechteres

Signal-zu-Rausch-Verhalten auf. Dies spiegelt sich in den ermittelten Temperaturprofilen wider. Das Temperaturprofil vom 23.08.2012 ist bis etwa 9000 m vertrauenswürdig, das der Messung vom 04.09.2012 bis etwa 7000 m. Das Abknicken der Temperatur stellt demzufolge nicht den Übergang in die Stratosphäre dar, sondern den Übergang des Lidarsignals in den Hintergrund. Das bereits diskutierte Problem der systematischen Abweichung der Temperaturprofile unterhalb von 2 km tritt auch bei den Tagesmessungen auf. Die Abweichung der ermittelten Temperaturprofile von dem der Reanalyseprobe liegt im Bereich von 2–7 km zwischen 1 und 2 K.

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Extinktionsprofile der eben diskutierten Messungen dargestellt. Die in Kapitel 4.2 ermittelte Überlappungsfunktion wur-

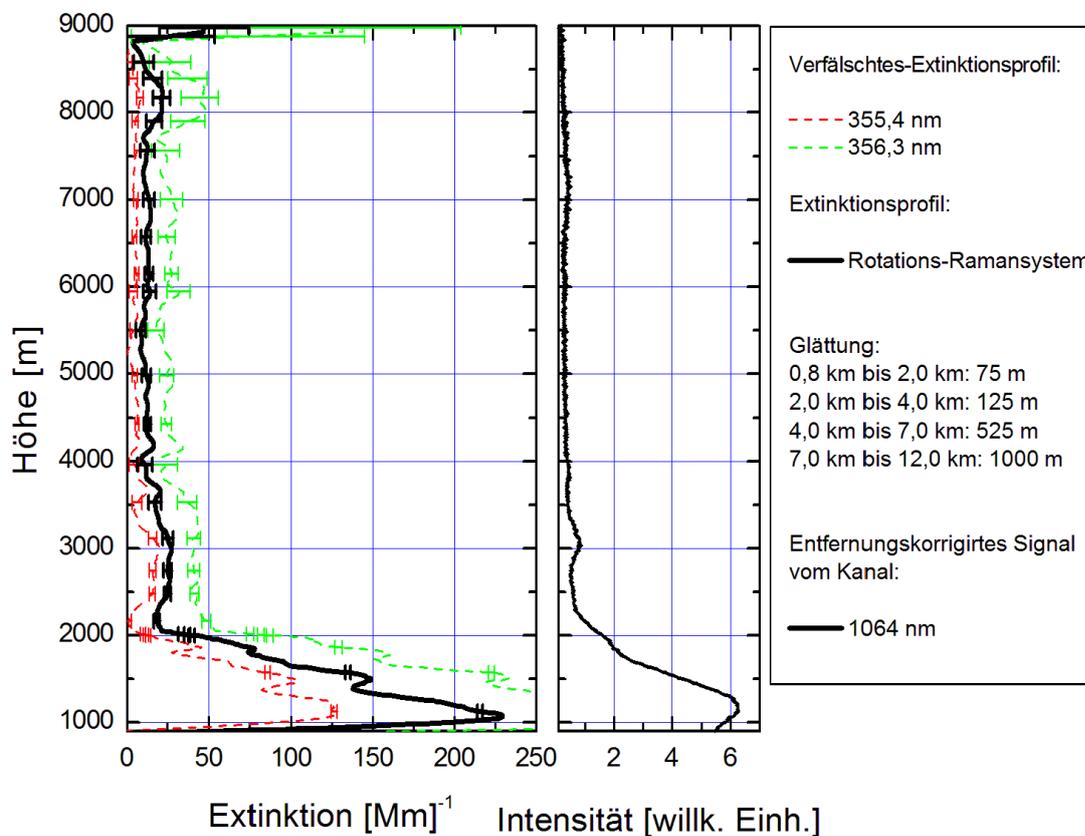


Abbildung 5.8: Messung am Tag vom 23.08.2012 von 17:30 bis 18:32 UTC. Links: Extinktionsprofil. Rechts: Entfernungskorrigiertes Signal.

de als Korrekturfunktion für bodennahe Daten verwendet. Bei beiden Messungen stimmen der prinzipielle Verlauf des entfernungskorrigierten Signals des Kanals bei 1064 nm und der Verlauf des Extinktionsprofils bei bodennahen Messungen überein. Es ist möglich mit der ermittelten Überlappungsfunktion Extinktionsprofile in Höhen von 900–3000 m zu erstellen. Wie bei den Temperaturmessungen wird

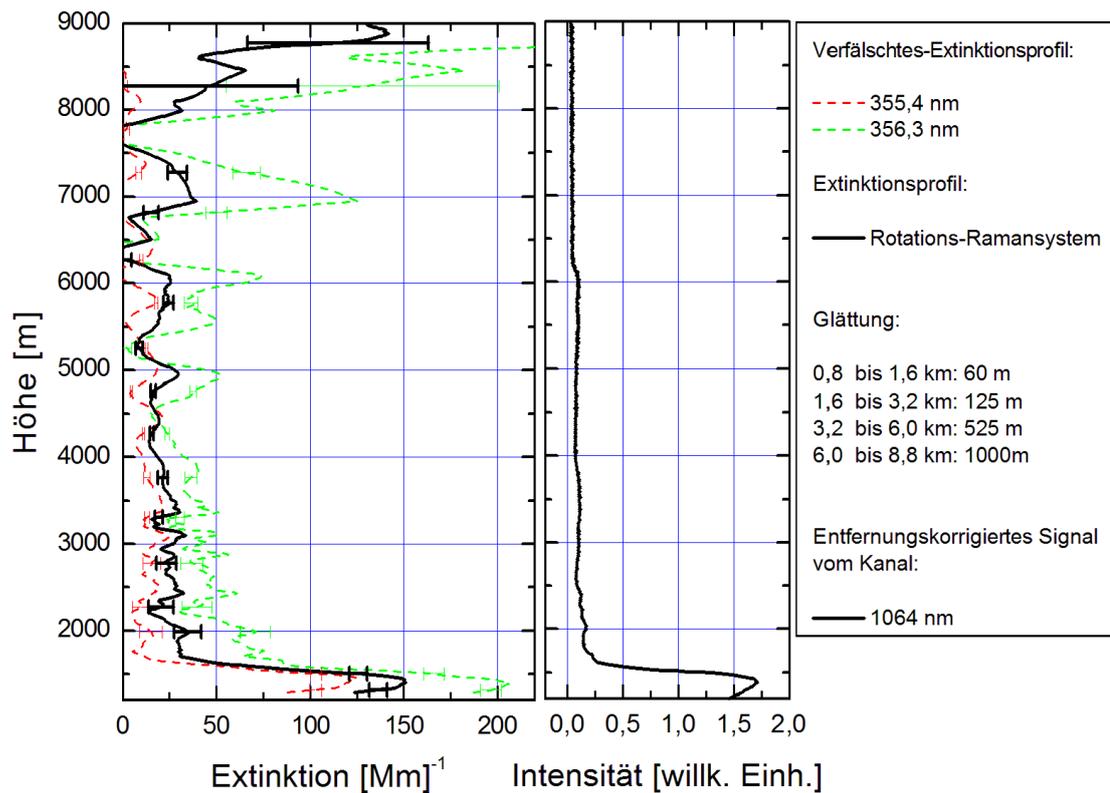


Abbildung 5.9: Wie Abbildung 5.8, aber für den 04.09.2012 von 15:25 bis 17:45 UTC.

das Lidarsignal von der Hintergrundstrahlung der Sonne in Abhängigkeit von der Uhrzeit beeinflusst. Daher wurden die Glättungslängen mit steigender Höhe vergrößert. Ab 6000m beginnt das Extinktionsprofil der Messung vom 04.09.2012 zu schwanken und geht ab 8000 m in den Hintergrund über. Das Profil der Messung vom 23.08.2012 ist bis 9000 m glaubwürdig. Ab dort nimmt der Fehler im erstellten Profil stark zu. Resümierend kann gesagt werden, dass die Rotations-Raman-Kanäle Extinktionsmessungen und Temperaturmessungen am Tag ermöglichen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand darin, das Ramanlidar MARTHA um zwei Rotations-Raman-Kanäle zu erweitern. Mit dieser Erweiterung ist es möglich, Vertikalprofile von Temperatur und Extinktion zu messen. Durch die Verwendung von schmalbandigen Interferenzfiltern wird die Hintergrundstrahlung am Tag ausreichend stark unterdrückt. Dies ermöglicht die Ermittlung eines Temperatur- und Extinktionsprofils auch am Tag.

Nach den einleitenden Worten der Arbeit in Kapitel 1 folgte die Diskussion bezüglich der theoretischen Grundlagen in Kapitel 2. In Kapitel 3 wurden der Aufbau des Ramanlidar MARTHA vorgestellt. Zusätzlich wurde in diesem Kapitel die am Lidar vorgenommenen Erweiterungsarbeiten erläutert. Neben der Konzeption und dem Einbau der Rotations-Raman-Kanäle wurde eine Kamera in das System implementiert, die nun eine dauerhafte Überprüfung des ausgekoppelten Laserstrahls ermöglicht. Dafür wurde ein Objektiv entworfen, welches das Bild der Feldblende auf den rund $\approx 9,6 \text{ mm}^2$ großen Chip abbildet.

Tests, welche die Qualität der in dieser Arbeit aufgebauten Rotations-Raman-Kanäle absichern, wurden in Kapitel 4 vorgestellt. Der Telecover-Test wies auf eine fehlerhafte Ausrichtung des Kanals 355 nm und des Kanals 355,4 nm hin. Während der Korrektur der Ausrichtung der Detektionskanäle wurde ein tatsächlicher Strahlenversatz ersichtlich. Der Telecover-Test zeigte jedoch auch eine gute Ausrichtung der anderen Detektionskanäle des Lidarsystems MARTHA.

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Rotations-Raman-Kanäle musste eine neue Methode zur Bestimmung der Überlappungsfunktion angewendet werden. Die Überlappungsfunktion wurde an einem Tag mit geringer optischer Dicke für jeden der beiden Kanäle bestimmt. Unter Nutzung entsprechender Wichtungsfaktoren wurde daraus eine Überlappungsfunktion für das Rotations-Ramansystem. Ein Vergleich dieser Funktion mit den Überlappungsfunktionen der Kanäle 387

nm und 607 nm zeigte eine gute Übereinstimmung des Kurvenverlaufs. Kleine Abweichungen der Überlappungsfunktionen zueinander folgen aus der inhomogenen Konstruktionsweise der PMTs und dem unterschiedlichen Einfluss der tatsächlich vorhandenen Aerosole bei verschiedenen Wellenlängen.

Weiterhin wurde nachgewiesen, dass die Rotations-Raman-Kanäle das elastisch gestreute Licht ausreichend unterdrücken. Da neue PMTs in dem System verwendet wurden, musste die Totzeit des Detektionsmesssystems neu bestimmt werden. Die ermittelte Totzeit der PMTs liegt unter 3 ns. Zuletzt wurden in dem Kapitel 4 die Temperaturprofile ermittelt mit den beiden im Lidar vorhandenen Rotations-Ramansystemen verglichen. Beide Profile weisen ähnliche systematische Abweichung in Höhen unter 2 km auf. In der mittleren und oberen Troposphäre zeigen die Temperaturverläufe eine sehr gute Übereinstimmung. Die prinzipielle Funktionsweise des in dieser Arbeit aufgebauten Rotations-Ramansystems, wurde damit nachgewiesen.

In Kapitel 5 wurde die Kalibrierung der Lidarsignale für Temperatur- und Extinktionsmessungen diskutiert. Es wurde festgestellt, dass die Bestimmung der Kalibrierkonstanten mit dem Einzellinienansatz ausreichend ist. Zusätzlich wurde in Erfahrung gebracht, dass eine Kalibrierung des Systems der Reanalyseonde oder einem Mikrowellenradiometer möglich, aber sehr ungenau ist. Zu Vergleichszwecken können diese Profile nach richtiger Kalibrierung aber immer herangezogen werden. Außerdem wurde nachgewiesen, dass Temperatur- und Extinktionsmessungen bis 9 km Höhe auch am Tag durchgeführt werden können.

Zukünftige Anwendungen und Verbesserungen der hier vorgestellten Methode sollen abschließend diskutiert werden. Bei den durchgeführten Simulationsrechnungen konnte dem Rotations-Ramanspektrum (siehe 5.5) eine annähernd temperaturunabhängige Linie im Spektrum bei 355,64 nm erkannt werden. Da in der Lidaranwendung die Ermittlung eines Extinktionsprofils wichtig ist, könnte ein Kanal der Wellenlänge 355,64 nm in kleine Lidarsysteme gesetzt werden. Dieser Kanal würde die Bestimmung eines Extinktionsprofils gewährleisten. Kleinere Lidarsysteme können an verschiedenen Orten eingesetzt und Daten über Aerosoleigenschaften sammeln. Mit diesen Daten ist es vielleicht möglich verschiedene Einflüsse wie z. B. der Einfluss des indirekten Aerosoleffekt auf das Klima der Erde besser zu verstehen.

In den Temperaturmessungen (siehe Abbildung 5.2) wurde eine systematische Abweichung des Temperaturprofils in Höhen bis zu 2 km ersichtlich. In der Dissertation von Ina Mattis wurde dieser Effekt mit dem Nahfeldteleskop korrigiert. Ein

ähnliches vorgehen könnte auch bei dem Rotations-Ramansystem der Wellenlänge 355 nm die systematische Abweichung beheben.

In verschiedenen Messungen von Ina Mattis (2002) und Marcus Radlach (2005) wurden mittels 4 Radiosondenaufstiegen gezeigt, dass die Kalibrierkonstanten des Rotations-Ramansystems bei 532 nm variieren. Die Abweichung der Kalibrierkonstanten wurde dabei durch diverse Stromabschaltungen auf dem Gelände des Wissenschaftsparks erklärt. Eine Vielzahl von Stromabschaltungen können einen Einfluss auf die Einstellung des Fabry-Perot Interferometer haben und somit indirekt auf den Messaufbau (Mattis, 2002). Die Stabilität der Rotations-Raman-Kanäle bei 355nm könnte durch eine ähnlich erstellte Statistik der Kalibrierkonstanten für Temperaturmessungen (siehe Tabelle 5.1) überprüft werden. Dauerhafte Temperaturmessungen mit dem Lidar ohne neu Kalibrierung könnten daher, innerhalb der Standardabweichung der Kalibrierkonstanten, ermöglicht werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	oben: Darstellung des Raman-Effekts. Die gestrichelten Linien entsprechen Rayleighübergängen, die durchgezogenen Linien entsprechen den Ramanübergängen. n ist die Vibrationsquantenzahl und J die Rotationsquantenzahl. Unten: Darstellung des Ramanspektrums für Sauerstoff bei einer Temperatur von 300 K mit S-Zweig (schwarz), O-Zweig (grün) und Q-Zweig (rot).	10
2.2	Rotations-Raman-Linien für die Gase Stickstoff (rot) und Sauerstoff (schwarz). Das Spektrum wurde für eine Temperatur von 250 K und bei einer Laserwellenlänge von 354,7 nm simuliert.	13
2.3	Darstellung des Rotations-Ramanspektrums für Stickstoff bei zwei verschiedenen Temperaturen. Die roten Linien mit dem Dreieck entsprechen der Temperatur 250 K und die schwarzen Linien mit dem Kreis der Temperatur 300 K. Die grauen Flächen geben exemplarisch die Wellenlängenbereiche wieder, die für die Temperaturmessung ausgewählt werden (siehe Kapitel 3.4).	15
3.1	Prinzipieller Aufbau des Ramanlidars MARTHA. Die Pfeilrichtung gibt den Strahlengang und die Detektionserfassungsabfolge an. Die in dem Bild auftauchenden Abkürzungen stehen für: S - Spiegel, P - Prisma, SF - Strahlfalle, AT - Aufweitungsteleskop.	18
3.2	Nicht maßstabgetreue Abbildung der Strahlseparationseinheit des Ramanlidar MARTHA. Die Bezeichnungen der Photomultiplier geben die detektierte Wellenlänge an. Die Separationseinheit wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch Kanäle 355,4 nm (T1) und 356,3 nm (T2) erweitert. Die Position der Kamera wurde in der vorliegenden Arbeit verändert.	20
3.3	Strahlengang von der Blende bis zur Kamera, simuliert mit der Software ZEMAX.	23

- 3.4 links: Simuliertes Bild der Blende auf dem Kamerachip. Die Abmessungen des simulierten Bildes entsprechen einer Fläche von rund 6,7 mm². Rechts: von der Kamera aufgenommenes Bild der Blende und des Laserstrahls (grün umrandet) während einer Messung. 23
- 3.5 Illustration des Doppelgitter-Monochromators. Die auftretenden Wellenlängen sind farblich verdeutlicht. Durch T_n wird der Spektrumsbereich bei $J = 6$ und durch T_f der Bereich bei $J = 12$ bezeichnet (Mattis, 2002). 25
- 3.6 Darstellung der Funktionsweise der Faserblöcke 1 und 2 des Doppelgitter-Monochromators. Das Rotations-Raman-Spektrum ist oben dargestellt, wobei durch die rote Farbe die zentrumsnahen Linien ($J = 6$) und durch die blaue Farbe die zentrumsfernen Linien ($J = 12$) illustriert sind. Das elastisch gestreute Licht ist mittels der grünen Farbe dargestellt (Mattis, 2002). 26
- 3.7 Darstellung der Abhängigkeit der Transmission vom Einfallswinkel des Lichts beim Kantenfilter vom Typ *Razoredge*. Die durchgezogenen Linien gelten für parallel polarisiertes Licht und die gestrichelten Linien für senkrecht polarisiertes Licht. Die schwarzen Linien kennzeichnen die im Rahmen der Arbeit benutzte Winkelstellung. Parallel polarisiertes Licht fällt in den Kanal 355,4 nm. 30
- 3.8 Darstellung des reinen Rotations-Ramanspektrums mit den in der Arbeit eingebauten Filtern. Durch die roten Säulen ist der Sauerstoff dargestellt und durch die schwarzen der Stickstoff. Der Pfeil links ist die Laserwellenlänge. Die grüne durchgezogene Linie zeigt die Transmissionskurve des Kantenfilters für parallel polarisiertes Licht, die grün gestrichelte Linie die für senkrecht polarisiertes Licht. Der Kanal 355,4nm detektiert parallel polarisiertes Licht. Die blaue und die orangene Linie sind die Transmissionskurven der Interferenzfilter aus der Tabelle 3.4. 31
- 3.9 Aufbau des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm. 32
- 3.10 Aufbau des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm. 33

4.1	Möglichkeiten der Abschattung des Primärspiegels. Links: mit Innenkreis (IK) und Außenkreis (AK). Mitte: in Quadranten unterteilt in Norden (N), Osten (O), Süden (S), Westen (W). Rechts: in Oktanten unterteilt in Nordaußen (NA), Nordinnen (NI), Ostaußen (OA) usw. Die Abschattung wird hervorgerufen durch den Aufbau zur Einkopplung des Laserstrahls auf die Teleskopachse.	36
4.2	Darstellung des entfernungskorrigierten Lidarsignals (RC Signal, von engl. range-corrected signal) des Kanals 1064 nm.	37
4.3	Schematische Darstellung der Abbildung des Teleskops auf der Kathode des PMTs. Links: bei optimaler Ausrichtung. Rechts: bei fehlerbehafteter Ausrichtung, der rote Bereich wird nicht auf der Kathode abgebildet.	38
4.4	Testkurven des Telecover-Tests vom 13.08.2012 für den Sektor SA. Im oberen Teil der Grafik sind die Mittelwerte und Standardabweichungen im Höhenbereich von 3–5 km dargestellt. (MCPS für engl. Megacounts per seconds sind 10^6 Ereignisse pro Sekunde)	40
4.5	Wie Abb. 4.4, aber für den Sektor SI.	40
4.6	Testkurven des Telecover-Tests vom 13.08.2012. Gezeigt sind die normierten Kurven für alle acht Sektoren des Kanals 356,3 nm.	42
4.7	Wie Abbildung 4.6, aber für den Kanal 387 nm.	43
4.8	Überlappungsfunktion des Rotations-Ramanlidars. Rot: systemspezifische temperaturabhängige Funktion des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm. Grün: systemspezifische temperaturabhängige Funktion des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm. Schwarz: Überlappungsfunktion des Rotations-Ramansystems.	44
4.9	Gegenüberstellung der Überlappungsfunktionen der Kanäle 607 nm, 387 nm und des Rotations-Ramansystem (gewichtetes Mittel der beiden Einzelkanäle 355,4 nm und 356,3 nm).	45
4.10	Darstellung des Einflusses des Fehlers der Wichtungsfaktoren auf die Überlappungsfunktion der Temperaturkanäle.	46
4.11	Links: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals der Kanäle 355,4 nm (schwarz) und 356,3 nm (rot) für die Messung vom 14.05.12 von 17:06 bis 18:12 UTC mit einer Glättungslänge von 125 m. Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm. Zwischen 9,5 und 11 km Höhe befindet sich eine Cirruswolke.	48

4.12	Links: Temperatur aus den Rotations-Ramansignalen in Abbildung 4.11 ungeglättetes Lidar-Temperaturprofil (graue Linie), Lidar-Temperaturprofil mit einer Glättungslänge von 550 m (rote Linie), reanalysiertes Radiosonden-Temperaturprofil (blaue Linie). Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm.	49
4.13	Links: Extinktionsverlauf mit einer Glättungslänge von 750 m bestimmt mittels der Kanäle 607 nm (grün), 387 nm (rot) und der Rotations-Ramankanälen (schwarz) für die Messung vom 23.08.2012 von 20:20 bis 21:33 UTC. Rechts: Darstellung des entfernungskorrigierten Signals vom Kanal 1064 nm.	50
4.14	Verlauf der gemessenen Zählrate (schwarz) bei Verwendung unterschiedlich starker Graufilter (OD- optische Dicke) und der theoretisch nicht von der Totzeit beeinflussten Zählrate (rot). Links: Kanal 355,4 nm. Rechts: Kanal 356,3 nm.	52
4.15	Links: Temperaturprofile von Radiosonde und Lidar für die Messung vom 21.05.2012 von 20:43 bis 22:28 UTC. Die grauen Linien sind die aus ungeglätteten Signalen erstellten Temperaturprofile Für die farbigen Linien wurde eine Glättungslänge von 550 m gewählt. Rechts: entfernungskorrigierte Signale der vier Rotations-Ramankanäle.	53
5.1	Einzelne Datenpunkte von $\ln[R(z)]$ für die beiden Messtage 14.05.2012 und 19.10.2012 aufgetragen gegen die Temperatur des Referenzsystems $T_{\text{ref}}(z)$. Jedes Symbol steht für einen Höhenpunkt z im Höhenbereich von 3 km bis 14 km. Die Legende gibt die jeweiligen Messtage sowie die verwendeten Referenzsysteme wieder. Alle durchgezogenen Linien sind die angepassten Funktionen, die mit der Kalibriermethode Einzellinien-Ansatz bestimmt wurden. Die gestrichelten blauen Linien stellen die Funktionen dar, welche mit dem Polynom-Ansatz bestimmt wurden.	59
5.2	Temperaturprofile gemessen mit einer Radiosonde und mit dem Lidar. Die Messung fand am 19.10.2012 von 17:44 bis 20:36 UTC statt.	61
5.3	Temperaturprofile bestimmt mit einer Radiosonde, einer Reanalyse-sonde und dem MWR sowie Lidar-Temperaturprofile ermittelt mit den Kalibrierkonstanten der Tabelle 5.1.	63
5.4	Berechnetes Rotations-Ramanspektrum für Stickstoff bei Temperaturen von 200–300 K.	64

5.5	Temperaturabhängigkeit der einzelnen Rotations-Ramanlinien von Stickstoff.	65
5.6	Messung von 23.08.2012. Links: Extinktionsprofil gemessen mit den Rotations-Raman-Kanälen bei 355,4 nm und 356,3 nm. Rechts: entfernungskorrigiertes Signal erstellt mit dem 1064-nm-Kanal. . . .	67
5.7	Messung der Temperatur vom 23.08.2012 von 17:30 bis 18:32 UTC und vom 04.09.2012 von 15:25 bis 17:54 UTC. Die Mittelungszeit der Profile betrug im linken Bild eine Stunde im rechten zwei Stunden.	68
5.8	Messung am Tag vom 23.08.2012 von 17:30 bis 18:32 UTC. Links: Extinktionsprofil. Rechts: Entfernungskorrigiertes Signal.	69
5.9	Wie Abbildung 5.8, aber für den 04.09.2012 von 15:25 bis 17:45 UTC.	70

Tabellenverzeichnis

2.1	Rotationskonstanten und Grundvibrationswellenzahl für Sauerstoff und Stickstoff	9
3.1	Laserspezifikation des Mehrwellenlängenlidars MARTHA	19
3.2	Parameter der USB-Kamera	22
3.3	Technische Daten des Doppelgitter-Monochromators	27
3.4	Technische Daten der Interferenzfilter	29
3.5	Optische Elemente des Rotations-Raman-Kanals 356,3 nm. Abstände zum nächsten optischen Element sind mit l und die Dicke der optischen Elemente mit d bezeichnet. R steht für reflektierend, T für transmittierend. Die Aufzählung der Elemente erfolgt in Strahlrichtung, beginnend bei der Blende.	32
3.6	Optische Elemente des Rotations-Raman-Kanals 355,4 nm. Abstände zum nächsten optischen Element sind mit l und die Dicke der optischen Elemente mit d bezeichnet. R steht für reflektierend, T für transmittierend. Die Aufzählung der Elemente erfolgt in Strahlrichtung, beginnend bei der Blende.	33
4.1	Signifikante Abweichung von Messkanälen im Höhenbereich von 3–5 km bzgl. der Gesamtheit der anderen Kanäle	41
4.2	Ermittelte Totzeit der Kanäle 355,4 nm und 356,3 nm	52
5.1	Kalibrierkonstanten bestimmt mit den Referenzsystemen Radiosonde, WRF und MWR	58
5.2	Ermittelte Kalibrierkonstanten mittels einer Polynom-Funktion zweiter Ordnung in T . Die Fehler wurden aus der Unsicherheit der angepassten Funktion bestimmt.	60
5.3	Wichtungskonstanten für Extinktionsberechnungen	66

Literaturverzeichnis

- [Ansmann u. a. 1993] ANSMANN, A. ; BÖSENBERG, J. ; BROGNIEZ, G. ; ELOURAGINI, S. ; FRAMANT, P. ; KLAPHECK, K. ; LINNÉ, H. ; MENENGER, L. ; MICHAELIS, W. ; RIEBESELL, M. ; SENF, C. ; THRO, P.-Y ; WANDINGER, U. ; WEITKAMP, C.: Lidar network observations of cirrus morphological and scattering properties during the international cirrus experiment 1989: The 18 October 1989 case study and statistical analysis. In: *J. Appl. Meteor.* (1993), Nr. 32, S. 1608-1622
- [Ansmann u. a. 1992a] ANSMANN, A. ; RIEBESELL, M. ; WANDINGER, U. ; WEITKAMP, C. ; VOSS, E. ; LAHMANN, W. ; MICHAELIS, W.: Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio. In: *Appl. Phys. B* (1992a), Nr. 55, S. 18-28
- [Ansmann u. a. 1990] ANSMANN, A. ; RIEBESELL, M. ; WEITKAMP, C.: Measurement of atmospheric aerosol extinction profiles with a Raman lidar. In: *Opt. Lett* (1990), Nr. 15, S. 746-748
- [Ansmann u. a. 1992b] ANSMANN, A. ; WANDINGER, U. ; RIEBESELL, M. ; WEITKAMP, C. ; MICHAELIS, W.: Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar. In: *Appl. Opt.* (1992b), Nr. 31, S. 7113-7131
- [Arshinov u. Bobrovnikov 1999] ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M.: Use of a Fabry-Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules. In: *Appl. Opt.* (1999), Nr. 38, S. 4635-4638
- [Arshinov u. a. 2001] ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; SERIKOV, I. ; ALTHAUSEN, D. ; MATTIS, I. ; WANDINGER, U. ; ANSMANN, A.: Spectrally absolute instrumental approach to isolate pure rotational Raman lidar returns from nitrogen molecules of the atmosphere. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC) , Vichy, France 10-14 July 2000* (2001), S. 121-124

- [Arshinov u. a. 1983] ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; ZUEV, V. E. ; MITEV, V. M.: Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman lidar. In: *Appl. Opt.* (1983), Nr. 22, S. 2984–2990
- [Arshinov u. a. 1979] ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; ZUEV, V. E. ; SAMOKHVALOV, i. V.: Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman Spectrum and lidar calibration. In: *9th International Conference on Laser Radar Studies of the Atmosphere* (1979), Nr. 9, S. 21-25
- [Balin u. a. 2004] BALIN, I. ; SIMENOV, V. ; SERIKOV, I. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; CALPINI, B. ; ARSHINOV, Y. F. ; BERGH, H. D.: Simultaneous measurement of temperature, water vapor, aerosol extinction and backscatter by Raman lidar. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 22nd International Laser Radar Conference (ILRC), Matera, Italy, 12–16 July (2004)*, S. 139–142
- [Behrendt 2004] BEHRENDT, A.: Temperature Measurements with Lidar. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, (2004), S. 273–305
- [Behrendt u. a. 2002] BEHRENDT, A. ; NAKAMURA, T. ; ONISHI, M. ; BAUMGART, R. ; TSUDA, T.: Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient. In: *Appl. Opt.* (2002), Nr. 41, S.7657-7666
- [Behrendt u. Reichardt 2000] BEHRENDT, A. ; REICHARDT, J.: Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator. In: *Appl. Opt.* (2000), Nr. 39, S. 1372-1378
- [Bösenberg u. a. 2001a] BÖSENBERG, J. ; ALPERS, M. ; ALTHAUSEN, D. ; ANSMANN, A. ; BÖCKMANN, C. ; EIXMANN, R. ; FRANKE, A. ; FREUDENTHALER, V. ; GIEHL H. ; JÄGER, H. ; KREIPEL, S. ; LINNÉ, H. ; MATTHIAS, V. ; MATTIS, I. ; MÜLLER D. ; SARKÖZI, J. ; SCHNEIDENBACH, L. ; SCHNEIDER, J. ; TRICKL, T. ; VOROBIEVA, E. ; WANDINGER, M. U. W. U. Wiegner: The German aerosol lidar network: methodology, data, analysis. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC), Vichy, France, 10–14 July (2001a)*
- [Bösenberg u. a. 2001b] BÖSENBERG, J. ; ANSMANN, A. ; BALDASANO, J. ; BALIS, D. ; BÖCKMANN, C. ; CALPINI, B. ; CHAIKOWSKY, A. ; FLAMANT, C.

- ; HAGARD, A. ; MITEV, V. ; PAPAYANNIS, A. ; PELON, J. ; RESENDES, D. ; SCHNEIDER, J. ; SPINELLI, N. ; TRICKL, T. ; VAUGHAN, G. ; VISKONTI, G. ; WIEGNER, M. (: EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC), Vichy, France, 10–14 July* (2001b)
- [Brügel 1969] BRÜGEL, W.: *Einleitung in die Ultrarotspektroskopie*. 4. Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, 426 S., 1969
- [Cooney 1972] COONEY, J.: Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter. In: *J. Appl. Meteorol.* (1972), Nr. 11, S. 108-112
- [Donovan u. a. 1993] DONOVAN, D. P. ; WHITEWAY, J. A. ; CARSWELL, A. I.: Correction for nonlinear photon-counting effects in lidar systems. In: *Appl. Opt.* (1993), Nr. 32, S. 6742-6753
- [Finkelburg 1976] FINKELBURG, W.: *Einführung in die Atomphysik*. 12. Springer, 1976, S. 14
- [Freudenthaler 2004a] FREUDENTHALER, V.: Effects of spatially inhomogeneous photomultiplier sensitivity on lidar signals and remedies. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 20th International Laser Radar Conference (ILRC). Matera, Italy, 12–16 July* (2004)
- [Freudenthaler 2004b] FREUDENTHALER, V.: The Telecover Test: A quality assurance tool for the optical part of a lidar system. In: *Advance in Laser Remote Sensing. Selected Papers presented at the 24th International Laser Radar Conference (ILRC) Conference. Boulder, USA, 20–24 July 2000* (2004)
- [Haeefele u. a. 2012] HAEFELE, A. ; MAILLARD, B. ; MAIER, O. ; RUFFIEUX, D. ; CALPINI, B.: Composite Temperature Profiles from Raman Lidar and Microwave Radiometer. In: *9th International Symposium on Tropospheric Profiling, L'Aquila, Italien.* (2012)
- [Haken u. Wolf 1991] HAKEN, H. ; WOLF, H. C.: *Molekülphysik und Quantenchemie*. Berlin : Springer, 1991, S. 416
- [Herzberg 1989] HERZBERG, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure I. Spectra of Diatomic Molecules*. van Nostrand Company, 1989, S. 660
- [Mattis 2002] MATTIS, I.: *Aufbau eines Feuchte- Temperatur-Aerosol Ramanlidars und Methodenentwicklung zur kombinierten Analyse von Trajektorien und Aerosolprofilen, Dissertation*,. Universität Leipzig, 2002

- [Mattis u. a. 2002] MATTIS, I. ; ANSMANN, A. ; MÜLLER D. ; WANDINGER, U. ; ALTHAUSEN, D.: Dual-wavelength Raman lidar observations of the extinction-to-backscatter ratio of Saharan dust. In: *Geophys. Res. Lett. Art.-Nr. 1306, doi:10.1029/20024L014721* (2002)
- [Mitev 1984] MITEV, V.: Lidar measurement of the atmospheric temperature by rotational Raman scattering. In: *Acta Physica Polonica* (1984), Nr. A66, S. 311-322
- [Nedeljkovic u. a. 1993] NEDELJKOVIC, D ; HAUCHECORNE, A. ; CHANIN, M.-L.: Rotational Raman lidar to measure the atmospheric temperature from the ground to 30 km. In: *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* (1993), Nr. 31, S. 90-101
- [Parry u. a. 2007] PARRY, M. L. ; CANZIANI, J. P. ; PALUTIKOF, J. P. ; LINDEN, P. J. d. ; HANSON, C. E.: Summary for Policymakers. In: *Climate Change 2007: Impacts, Adaptation and Vulnerability. Contribution of Working Group II to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change Cambridge University Press. (IPCC)* (2007)
- [Pfeifer u. a. 2004] PFEIFER, H. ; SCHMIEDEL, H. ; STANNARIUS, R.: *Kompaktkurs Physik: mit virtuellen Experimenten und Übungsaufgaben.* 1. B. G. Teubner, 2004, S. 638
- [Press u. a. 1992] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: Numerical Recipes in C. In: *Cambridge University Press.* (1992), Nr. 2, S. 992
- [Radlach 2005] RADLACH, M.: *Messung von Temperaturprofilen in der unteren Troposphäre mit einem Rotations-Raman-Lidar, Diplomarbeit.*, Universität Leipzig, 2005
- [Rosenfeld 2000] ROSENFELD, D.: Suppression of rain and snow by urban and industrial air pollution. In: *Science* (2000), Nr. 287, S. 1793-1796
- [Sassen u. a. 1995] SASSEN, K. ; STARR, D. ; MACE, G. ; POELLOT, R. ; MELFI, S. ; EBERHARD, W. L. ; SPINHIRNE, J. D. ; ELORANTA, E. ; HAGEN, D. E. ; HALLETT, J.: Jet Stream cirrus case: Possible Influences of Volcanic Aerosols. In: *J. Atmos Sci* (1995), Nr. 52, S. 97-123

- [Schmidt 2009] SCHMIDT, J.: *Aufbau und Test von Mehrfachstredetektionskanälen zur Messung der Wolkentröpfchengröße mit einem Ramanlidar, Diplomarbeit*,. Universität Jena, 2009
- [Twomey 1974] TWOMEY, S.: Pollution and planetary albedo. In: *Atmos. Env.* (1974), Nr. 8, S. 2435-2442
- [Twomey 1991] TWOMEY, S.: Aerosols, clouds and radiation. In: *Atmos. Env.* (1991), Nr. 25A, S. 1251-1256
- [Wandinger 2004] WANDINGER, U.: Raman Lidar. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2004, S. 241–271
- [Wandinger u. Ansmann 2002] WANDINGER, U. ; ANSMANN, A.: Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar. In: *Appl. Opt.* (2002), Nr. 41 S. 511–514
- [Weitkamp 2004] WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. 1. Springer, 2004

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V. in Leipzig verfasst. Das Gelingen dieser Arbeit wäre ohne die Hilfe besonderer Personen nicht möglich gewesen. Während meiner Zeit am TROPOS habe ich viele Erkenntnisse gewonnen, gelernt wie man wissenschaftlich arbeitet und viel Spaß gehabt.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. A. Macke für das Lesen und Bewerten dieser Arbeit. Mein Dank gilt diesbezüglich auch Herrn Dr. A. Ansmann, wobei ich mich zusätzlich und im besonderen Maße für die Betreuung und die fundierten Diskussionen bedanken möchte.

Danken möchte ich auch Frau Dr. U. Wandinger, welche meine Ergebnisse in den Diskussionen kritisch hinterfragt hat und für das aufwendige Korrekturlesen meiner Arbeit.

Einen ganz besonderen herzlichen Dank möchte ich J. Schmidt übermitteln, der mich während meiner Zeit am TROPOS sehr unterstützt hat und mit dem ich über manches Problem diskutieren konnte.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. D. Althausen und Dr. H. Baars für die Hilfe beim Umgang mit Radiosonden.

Dr. R. Engelmann und Dr. P. Seifert möchte ich für die Bereitstellung der Datenauswertungsprogramme danken.

Mein Dank gilt auch Frau H. Hube für das Bearbeiten meiner Bestellungen und das Beauftragen der Werkstatt mit notwendigen Umbauarbeiten der bestellten Gegenstände.

Sehr hilfreiche Denkanstöße wurden mir von allen Mitarbeitern der Lidargruppe in den Kafferrunden vermittelt, herzlichsten Dank dafür.

Das Gelingen einer solchen Arbeit ist abhängig von einem warmen sozialen Umfeld und Liebe. Daher möchte ich mich in erster Linie bei meinen Eltern, meinen

Bruder und seiner Frau bedanken. Die verbrachten Abende mit ausgiebigen Diskussionen stärkten mir den Rücken und gaben neue Motivation wieder zur Tat zu schreiten. Auch meiner Freundin Friederike möchte ich danken, dass ich bei ihr meine Probleme abladen konnte, sie mir Ratschläge gab und für die schönen abwechslungsreichen Freizeitbeschäftigungen.

Als Letztes möchte ich mich noch für die vielen verschiedenen Freizeitaktivitäten bei allen Mitgliedern der Starcraft Leipzig Gruppe bedanken, bei denen ich mich so richtig austoben konnte.

Allen die hier nicht erwähnt wurden, aber trotzdem zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, sei Gedankt.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Dirk Wölbing,
Leipzig, 09. Januar 2013

Ich erkläre mich einverstanden, die vorliegende Arbeit bei positiver Bewertung der Bibliothek zur Verfügung zu stellen

Dirk Wölbing,
Leipzig, 09. Januar 2013