

Universität Leipzig
Fakultät für Physik und Geowissenschaften

Diplomarbeit

im Studiengang Physik
zum Thema

**Entwicklung eines Mini-Ramanlidar und
Aufbau einer kombinierten Sende- und
Empfangseinheit für ein
Doppler-Wind-Lidar**

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker

vorgelegt von
Ronny Engelmann
im September 2003

eingereicht bei
Prof. D. Michel und
Prof. J. Heintzenberg

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Problemfeld, Definitionen und Methoden	4
2.1	Wichtige Streuprozesse in der Atmosphäre	4
2.2	Lidarprinzip und Lidargleichung	5
2.3	Rückstreu- und Extinktionsmessungen von Partikeln	6
2.4	Überlappungsfunktion eines Lidar	8
2.5	Windmessung mit heterodyner Detektion	10
2.6	Betrachtungen zur Effizienz eines Doppler-Lidar	13
2.7	Gaußsche Strahlenoptik	14
3	Kleines Ramanlidar Polly	16
3.1	Konzeption	16
3.2	Optischer Gesamtaufbau	16
3.2.1	Laser	18
3.2.2	Strahlaufweitung	19
3.2.3	Sendespiegel	21
3.2.4	Empfangsteleskop	22
3.2.5	Strahlseparation	23
3.2.6	Detektion	24
3.3	Justierung der Optik	26
4	Windlidar	31
4.1	Optischer Gesamtaufbau	31
4.2	Konzeption der Sende- und Empfangsoptik	33
4.3	Kombinierte Sende- und Empfangsoptik	35
4.3.1	Teleskop	36
4.3.2	Weitere optische Elemente	41
4.3.3	Verluste bei der Transmission durch die Optik	43
4.4	Justierung	44
5	Messungen	46
5.1	Experimentelle Bestimmung der Überlappungsfunktion des Mini-Ramanlidar	46
5.2	Messbeispiele	47
6	Zusammenfassung	52
	Literatur	54

1 Einleitung

Das Klima der Erde wird im Wesentlichen durch die Sonneneinstrahlung beeinflusst. Diese Einstrahlung beträgt im Jahresmittel am äußeren Bereich der Atmosphäre 1370 W/m^2 auf einer senkrecht zur Sonne ausgerichteten Fläche. Ein Teil der Strahlung wird in der Atmosphäre gestreut oder absorbiert, so dass tagsüber in unseren Breiten ca. 1000 W/m^2 die Erdoberfläche erreichen und erwärmen. Durch Konvektion an der Erdoberfläche entsteht in der unteren Atmosphäre eine gut durchmischte planetare Grenzschicht, die im Sommer zwischen 1.5 und 3.5 km hoch sein kann. In Abhängigkeit von der Reflektivität der Erdoberfläche (Albedo) geht Strahlung wieder aus der Atmosphäre verloren. Diese Strahlungsbilanz wird von verschiedenen atmosphärischen Bestandteilen zusätzlich beeinflusst. Der bekannteste Vertreter ist das Treibhausgas CO_2 . Dieses verringert die Ausstrahlung aus der Atmosphäre und trägt somit zur globalen Erwärmung bei. Der Beitrag dieses Gases zur Strahlungsbilanz betrug im Jahr 2000 durchschnittlich $+1.5 \text{ W/m}^2$ (Houghton et al. 2003). Ein weiterer Faktor sind atmosphärische Partikel, deren Einfluss auf den Wärmehaushalt viel weniger verstanden ist. Abschätzungen liegen zwischen -2 und $+0.5 \text{ W/m}^2$, je nach Art und Menge der Partikel. Dabei wirkt zum einen der direkte Aerosoleffekt, der die Wechselwirkung der Partikel mit der Sonneneinstrahlung beschreibt. Der indirekte Aerosoleffekt ist hingegen durch den Einfluss der Partikel auf die Wolkenbildung bzw. auf die Tropfengrößenverteilung in Wolken und deren Einfluss auf die Strahlungsbilanz gekennzeichnet. Er hat nach wissenschaftlichen Erkenntnissen den weitaus größeren Einfluss auf den Strahlungshaushalt (Houghton et al. 2003).

Natürliche Partikelquellen sind seit jeher vorhanden. Dazu zählen z.B. Rußpartikel, die bei Waldbränden entstehen, Meersalz oder Wüstenstaub. Weiterhin findet auch die Partikelneubildung aus Vorläufergasen wie z.B. SO_2 statt. Dieses kann bei Vulkanausbrüchen z.T. bis in die Stratosphäre getragen werden, wo die gebildeten Schwefelsäuretröpfchen über Monate und Jahre verbleiben. Seit der Industrialisierung sind zusätzlich auch anthropogen hervorgerufene Partikel- und Vorläufergasemissionen zu verzeichnen. Die Partikel werden während der täglichen Entwicklung der Grenzschicht bis an deren Oberkante getragen. Durch turbulente Austauschprozesse zwischen Grenzschichtoberkante und freier Troposphäre können die Partikel auch größere Höhen erreichen. Von dort können sie über weite Bereiche der Erde verteilt werden, da in der freien Troposphäre erstens stabilere Windverhältnisse als in der turbulenten Grenzschicht vorherrschen und zweitens die Wahrscheinlichkeit der Auswaschung der Partikel durch Niederschlag geringer ist.

Bei der Erforschung des Partikeleinflusses auf das globale Klima ist es daher von besonderem Interesse, Kenntnis über die Partikelneubildungsmechanismen, Partikeleigenschaften und -konzentrationen sowie über den vertikalen Transport, durch den der Austausch zwischen planetarer Grenzschicht und freier Troposphäre stattfindet, zu erlangen. Im Institut für Troposphärenforschung (IfT) werden dazu unterschiedliche Messmethoden angewendet. Zum einen gibt es den Bereich der optischen Fernerkundungsmethoden, die Messungen an den Partikeln in der unbeeinflussten Atmosphäre durchführen. Damit können optische und mikrophysikalische Partikeleigenschaften analysiert werden. Zu diesen Methoden gehören Messungen mit Lidar (engl. light detection and ranging), Sonnenphotometer und DOAS (engl. differential optical absorption spectroscopy). Der andere Bereich umfasst die In-situ-Verfahren. Dazu gehören Mes-

sungen mit Nephelometern, Kondensationspartikelzählern (engl. CPC für condensation particle counter) und Mobilitäts-Analysegeräten (engl. DMA für differential mobility analyzer).

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit Entwicklungsbeiträgen für zwei Lidarsysteme. Die im IfT vorhandenen Großgeräte, ein containerbasiertes Mehrwellenlängenlidar (Althausen et al. 2000) und ein fest im Labor installiertes Ramanlidar (Mattis et al. 2002), erlauben aussagekräftige Messungen zu Partikelverteilungen, Wasserdampfvorkommen, Temperaturprofilen und Depolarisationseigenschaften der Atmosphäre. Das Sechs-Wellenlängen-Lidar mit elf Empfangskanälen wurde bereits erfolgreich auf nationalen und internationalen Messkampagnen wie LACE 98 (Lindenberger Aerosol-Charakterisierungs-Experiment), ACE-2 (North Atlantic Regional Aerosol Characterization Experiment) und INDOEX (Indian Ocean Experiment) eingesetzt (Ansmann et al. 2002; Russell und Heintzenberg 2000; Ramanathan et al. 2001). Das Neun-Kanal-Ramanlidar liefert regelmäßig Daten für das europäische Lidarnetzwerk EARLINET (European Aerosol Research Lidar Network) (Bösenberg et al. 2001). Diese beiden Systeme sind jedoch sehr kostenintensiv sowohl in der Beschaffung als auch in der Anwendung. Das containerbasierte System ist transportabel, jedoch nur mit erheblichem Aufwand.

Aus diesem Grund bestand die Aufgabe des ersten Teils dieser Arbeit in der Entwicklung eines kleinen, transportablen und kostengünstigen Ramanlidar. Mit ihm soll es möglich sein, tagsüber den Partikelrückstreuoeffizienten und nachts zusätzlich den Partikelextinktionskoeffizienten in der Troposphäre zu bestimmen. Im weiteren Verlauf soll dieses Lidar automatisiert werden, um kontinuierlich Daten der Atmosphäre zu erhalten. Die Grenzschichtentwicklung soll zur Erlangung eines statistischen Datensatzes täglich erfasst werden, sofern dies durch Niederschlag nicht verhindert wird. Die Messdaten können auch dazu verwendet werden zu zeigen, ob eine Messung mit den großen Systemen lohnenswert ist.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den zur Beschreibung vertikaler Austauschprozesse wichtigen Vertikal-Windmessungen mit Hilfe der Lidartechnik. Diese basieren auf dem Dopplereffekt, bei dem die Frequenz des an bewegten Partikeln gestreuten Lichts gegenüber der des einfallenden Lichts verschoben wird. Um diese Frequenzverschiebung zu detektieren gibt es zwei Möglichkeiten. Die erste benutzt bei der zu untersuchenden Wellenlänge steile Kantenfilter, deren Transmission wellenlängenabhängig ist und bestimmt damit die Dopplerverschiebung, woraus sich die Windgeschwindigkeit ableitet (Edge-Technique, (Korb et al. 1992)). Die zweite Möglichkeit ist die der kohärenten Detektion. Dabei wird die atmosphärisch zurückgestreute Strahlung mit einer Referenzstrahlung überlagert und die dabei entstehende Schwebung detektiert. Die Aufgabe des zweiten Teils dieser Arbeit war es, eine Sendeeinheit für das kohärente 2- μm -Windlidar des IfT zu konzipieren.

Die Entwicklung des Windlidar lehnt sich an ein System der National Oceanic and Atmospheric Administration, Environmental Technology Laboratory in Boulder, Colorado, an (Grund et al. 2001). Dieses Lidar mit der Bezeichnung HRDL (engl. High-Resolution Doppler Lidar) arbeitet ebenfalls bei einer Wellenlänge von 2 μm . Weiterhin wurden Erfahrungen aus den Arbeiten zum Heterodyn-DIAL-System (engl. Differential Absorption Lidar) des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg genutzt, das Messungen bei 1123 nm durchführt (Lehmann 2002).

Diese Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel. In Kap. 2 werden die zur Bearbeitung der Aufgaben notwendigen theoretischen Grundlagen dargestellt. Danach folgt in Kap. 3 die Beschreibung des Mini-Ramanlidar. Es werden notwendige Parameter für das System festgelegt, diskutiert und schließlich mit den erreichten Werten verglichen. Es folgt in Kap. 4 die Konzeption und der Aufbau einer kombinierten Sende- und Empfangsoptik für das Windlidar. Der Laser des Systems sowie die Datenerfassung befinden sich derzeit noch im Aufbau bzw. in der Entwicklung. Aus diesem Grund werden in Kap. 5 nur Messbeispiele mit dem Mini-Ramanlidar dargestellt und erläutert. Kap. 6 gibt eine Zusammenfassung über die Ergebnisse.

2 Problemfeld, Definitionen und Methoden

In diesem Kapitel werden theoretische Grundlagen der Aerosol- und Windlidarverfahren dargestellt. In Abschnitt 2.1 wird auf wichtige Streuprozesse in der Atmosphäre eingegangen. Danach werden aus den Lidargleichungen, die in Abschnitt 2.2 vorgestellt werden, in Abschnitt 2.3 die Gleichungen zur Bestimmung des Partikelrückstreuoeffizienten β^P und des Partikelextinktionskoeffizienten α^P abgeleitet. Anschließend werden die Einflussgrößen bei der Ermittlung von β^P und α^P diskutiert. Im danach folgenden Abschnitt 2.4 wird die dazu benötigte Überlappungsfunktion zwischen ausgesendetem Laserstrahl und Gesichtsfeld des Teleskops untersucht.

Windlidarmessungen basieren auf dem Dopplereffekt. Das dazu notwendige Verfahren der heterodynen Detektion wird in den Abschnitten 2.5 und 2.6 erläutert und die Einflussgrößen werden diskutiert. Schließlich werden in Abschnitt 2.7 Formeln, die auf Gaußscher Strahlenoptik beruhen und sich zur Berechnung von Strahlengängen in optischen Aufbauten eignen, dargestellt.

2.1 Wichtige Streuprozesse in der Atmosphäre

Grundlage des Lidarverfahrens ist die Wechselwirkung von ausgesendetem Licht mit Molekülen und Partikeln in der Atmosphäre. Die dabei auftretende Rayleighstreuung ist die elastische Streuung von Strahlung an Luftmolekülen und basiert auf einem induzierbaren Dipolmoment, wobei die Streuer viel kleiner als die Wellenlänge der Strahlung sind. Daraus resultiert eine Wellenlängenabhängigkeit der Streuung von λ^{-4} , d.h. kurzwelligere Strahlung wird stärker gestreut als langwelligere. Die Lichtstreuung an Partikeln wurde 1908 von Gustav Mie als Streuung an sphärischen Partikeln mit komplexem Brechungsindex beschrieben (Mie 1908). Hierbei ist die Wellenlängenabhängigkeit der Streuung durch den Radius der Partikel und ihren Brechungsindex bestimmt. Die Mie-Theorie lässt sich in guter Näherung auf, im Allgemeinen unregelmäßig geformte, atmosphärische Aerosolpartikel anwenden, solange der Partikeldurchmesser nicht wesentlich größer als die Wellenlänge der gestreuten Strahlung ist. Nicht anwendbar ist die Mie-Theorie z.B. auf Wüstenstaubpartikel und Eiskristalle.

In der Atmosphäre treten stets Rayleigh- und Partikelstreuung gleichzeitig auf, wobei je nach Wellenlänge der verwendeten Strahlung der Anteil des einen oder des anderen Streuprozesses überwiegt. Licht kurzer Wellenlänge wird stärker an Molekülen gestreut, langwellige Strahlung hingegen stärker an Partikeln.

Neben elastischen Prozessen finden in der Atmosphäre auch inelastische Streuvorgänge wie die Ramanstreuung statt. Dabei wird die Wellenlänge des Lichts bei der Streuung an Molekülen verschoben. Voraussetzung für Ramanaktivität eines Moleküls ist die Polarisierbarkeit. Die auftretende Energiedifferenz von einfallender und gestreuter Strahlung ist charakteristisch für das streuende Molekül und in der Literatur gut beschrieben (Herzberg 1950; Long 2002). Für Lidarmessungen können reine Rotations- und Vibrations-Rotations-Übergänge von Luftmolekülen genutzt werden. Die Wellenlängenverschiebung des Rückstreulichts bei Vibrations-Rotations-Übergängen ist größer als bei reinen Rotationsübergängen. Deshalb werden in dieser Arbeit nur Vibrations-Rotations-Übergänge genutzt, da sich dafür das ramanverschobene Streulicht besser vom Rayleighstreulicht trennen lässt. Wenn bei der Ramanstreuung das Molekül Energie absorbiert, indem es einen höheren Energiezustand erreicht, ist das ge-

streute Licht in der Wellenlänge rotverschoben. Dieses wird als Stokes-Ramanstreuung bezeichnet. Den Fall, dass das Molekül während der Streuung in ein geringeres Energieniveau übergeht und das gestreute Licht blauverschoben ist, nennt man dagegen Anti-Stokes-Ramanstreuung. Aufgrund der natürlichen Besetzung der Vibrationszustände besitzen die Stokes-Vibrations-Rotations-Linien eine Intensität, die drei bis sechs Größenordnungen stärker ist als die der entsprechenden Anti-Stokes-Linien (Wandinger 2004). Die Vibrations-Rotations-Banden sind wegen der möglichen Änderung des Rotationszustands beim Streuprozess in S-, Q- und O-Zweig aufgespalten. Die größte Intensität liegt im Q-Zweig, der durch reine Vibrationsübergänge ohne Änderung des Rotationszustands entsteht. Die beiden anderen Zweige entstehen durch zusätzliche Änderung des Rotationszustands beim Vibrationsübergang.

Bei Stickstoffmolekülen beträgt die auftretende Vibrations-Rotations-Verschiebung für den Q-Zweig, angegeben in reziproken Zentimetern, 2330.7 cm^{-1} . Die Intensität der Vibrations-Rotations-Bande ist in diesem Fall ca. drei Größenordnungen geringer als die Intensität der elastisch zurückgestreuten Strahlung.

Monochromatisches Licht wird bei der Streuung auch durch den Dopplereffekt in der Frequenz verschoben. Diese Verschiebung $\Delta\nu_d$ hängt von der Geschwindigkeit v des streuenden Objekts ab:

$$\Delta\nu_d = \nu_{out} - \nu_{in} = -\frac{2v}{\lambda_{in}}. \quad (1)$$

Die Größen λ_{in} und ν_{in} sind die Wellenlänge und die Frequenz des einfallenden Lichts, während ν_{out} ist die Frequenz des gestreuten Lichts ist. Der Faktor 2 resultiert aus der Tatsache, dass bei einem Streuprozess die Dopplerverschiebung zweimal auftritt.

Moleküle besitzen aufgrund ihrer mittleren thermischen Energie $\overline{E_{kin}} = 3k_B T/2$ eine Eigenbewegung, die sich in einer Linienverbreiterung des gestreuten Lichts zeigt. Die Boltzmann-Konstante ist durch k_B und die Temperatur durch T bezeichnet. Partikel hingegen bewegen sich nur mit der mittleren Geschwindigkeit des Luftpakets. Deshalb kann die Windgeschwindigkeit aus der Bewegung der Partikel bestimmt werden.

2.2 Lidarprinzip und Lidargleichung

Lidarverfahren beruhen auf der zeitaufgelösten Messung von rückgestreutem Licht. Dazu wird ein kurzer, hochenergetischer Laserpuls in die Atmosphäre gesendet. Dieses Licht wird in verschiedenen Entfernungen an Luftmolekülen und Partikeln gestreut. Der rückgestreute Anteil des Lichts wird von einem Teleskop aufgefangen und mit Hilfe von Detektoren zeitaufgelöst erfasst. Da die atmosphärischen Rückstreusignale sehr klein sind und einen Dynamikbereich von mehreren Größenordnungen haben, wird im Allgemeinen über mehrere Laserpulse gemittelt. Aus der Laufzeit t des Lichts kann mit Hilfe der Lichtgeschwindigkeit c auf die Entfernung z des entsprechenden Streuorts geschlossen werden:

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

Die Stärke des Signals aus einer bestimmten Entfernung hängt vom Rückstreukoeffizienten β an diesem Ort ab. Dieser wird durch Molekülrückstreuung β^M und Partikelrückstreuung β^P bestimmt. Der Molekülanteil lässt sich unter Annahme eines Temperatur- und Druckprofils für jede Höhe berechnen. Damit lässt sich aus dem Lidar-

signal als unbekannte Größe der Partikelanteil des Rückstreuoeffizienten bestimmen. Das Licht wird auf dem Weg durch die Atmosphäre durch die Extinktion α gedämpft. Diese Schwächung des rückgestreuten Lichts erfolgt durch Streuung und Absorption des Lichts an Partikeln α^P und Molekülen α^M und verringert das Lidarsignal.

Für die elastische Rückstreuung bei der Wellenlänge λ_0 bzw. die inelastische oder Raman-Rückstreuung bei der Wellenlänge λ_R ergeben sich die folgenden Lidargleichungen:

$$P_{\lambda_0}(z) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A_T \eta_{\lambda_0} O(z)}{z^2} \beta(z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_{\lambda_0}(z') dz' \right], \quad (3)$$

$$P_{\lambda_R}(z) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A_T \eta_{\lambda_R} O(z)}{z^2} N_R(z) \frac{d\sigma(\pi, \lambda_0)}{d\Omega} \exp \left[- \int_0^z [\alpha_{\lambda_0}(z') + \alpha_{\lambda_R}(z')] dz' \right]. \quad (4)$$

Die in den Gleichungen verwendeten Größen haben folgende Bedeutung:

- $P_\lambda(z)$... empfangene Leistung bei der entsprechenden Wellenlänge aus der Entfernung z [W],
- $\beta(z)$... elastischer 180°-Rückstreuoeffizient am Ort z [$\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$],
- $\alpha_\lambda(z)$... Extinktionskoeffizient bei der Wellenlänge λ am Ort z [m^{-1}],
- P_0 ... mittlere ausgesendete Leistung im Laserpuls [W],
- τ ... Pulsdauer [s],
- c ... Lichtgeschwindigkeit [ms^{-1}],
- A_T ... Teleskopfläche [m^2],
- η_λ ... Transmission der Empfangsoptik bei der Wellenlänge λ [1],
- $O(z)$... Überlappungsfunktion zwischen Sendestrahl und Empfängergesichtsfeld [1],
- $\frac{d\sigma(\pi, \lambda_0)}{d\Omega}$... Raman-Rückstreuquerschnitt [m^2sr^{-1}] und
- $N_R(z)$... Molekülanzahldichte des ramanaktiven Gases [m^{-3}].

Das elastische Rückstreusignal ist abhängig von der Leistung des ausgehenden Laserpulses, von der Transmission der optischen Elemente des Systems, der Detektorempfindlichkeit, der Überlappungsfunktion, vom Rückstreuoeffizienten und von der Dämpfung des Lichts beim zweimaligen Durchlauf der Strecke vom Lidar bis zum Streuort. Der Raumwinkel, aus dem das gestreute Licht empfangen wird, ist gegeben durch A_T/z^2 . Diese $1/z^2$ -Abhängigkeit ist die stärkste Beschränkung der Lidarmessung in Bezug auf die Signaldynamik.

Das inelastisch gestreute Signal ist ebenso von Laserpulsenergie, Empfangseinheit und $1/z^2$ abhängig. Zur Streuung aus der Atmosphäre tragen im Wesentlichen Stickstoff und Sauerstoff bei, deren Konzentration bekannt ist, sofern Temperatur und Druck bekannt sind. Damit kann der Ramanrückstreuoeffizient als Produkt aus Anzahlkonzentration und Rückstreuquerschnitt berechnet werden. Als Wellenlänge für die Dämpfung des Lichts ist auf dem Weg zum Streuort die ausgesendete Wellenlänge λ_0 und auf dem Rückweg die verschobene Wellenlänge λ_R zu berücksichtigen. Der Exponentialfunktionsterm wird auch als Transmissionsterm bezeichnet.

2.3 Rückstreu- und Extinktionsmessungen von Partikeln

Zur Bestimmung von Partikeleigenschaften muss die Lidargleichung für den Partikel-Rückstreuoeffizient oder den Partikel-Extinktionskoeffizient gelöst werden. Mit dem entwickelten Mini-Ramanlidar ist es tagsüber nicht möglich, das schwache Ramansignal

auszuwerten, da der Himmelshintergrund das Signal zu stark überlagert. Steht deshalb nur das elastische Rückstreusignal zur Verfügung, so wird zur Bestimmung von β^P ein Verhältnis

$$S_\lambda^P(z) = \frac{\alpha_\lambda^P(z)}{\beta_\lambda^P(z)} \quad (5)$$

zwischen der Extinktion und der Rückstreuung angenommen, das als Lidarverhältnis bekannt ist. Der Rückstreukoeffizient ergibt sich dann nach Klett (Klettmethode) durch Lösung einer Bernoullischen Differentialgleichung zu (Klett 1981; Klett 1985; Fernald 1984; Althausen et al. 2000):

$$\beta_{\lambda_0}^P(z) = \frac{U(z_0, z, \lambda_0)}{V(z_0, \lambda_0) - 2S_{\lambda_0}^P \int_{z_0}^z U(z_0, z, \lambda) dz} - \beta_{\lambda_0}^M(z), \quad (6)$$

mit

$$U(z_0, z, \lambda_0) = z^2 P_{\lambda_0}(z) \exp \left[-2(S_{\lambda_0}^P - S^M) \int_{z_0}^z \beta_{\lambda_0}^M(z') dz' \right] \quad (7)$$

und

$$V(z_0, \lambda_0) = \frac{z_0^2 P_{\lambda_0}(z_0)}{\beta_{\lambda_0}^P(z_0) + \beta_{\lambda_0}^M(z_0)}. \quad (8)$$

Dabei ist $S^M = 8\pi/3$ das molekulare Lidarverhältnis. Für eine Entfernung z_0 muss ein Referenzwert $\beta_{\lambda_0}^P(z_0)$ angenommen werden. Dieser wird im Allgemeinen in einer Höhe mit geringer Partikelkonzentration gesetzt, d.h. $\beta_{\lambda_0}^P(z_0) \ll \beta_{\lambda_0}^M(z_0)$. Die Vorgabe des unbekanntes Lidarverhältnisses, das meist als höhenkonstant betrachtet wird, stellt eine große Fehlerquelle von bis zu 100% dar (Ansmann et al. 1992).

Nachts hingegen, wenn sowohl das elastische als auch ein inelastisches Signal von einem Gas bekannter Konzentration gemessen werden, können mit der Ramanmethode (Ansmann et al. 1992) der Rückstreukoeffizient und der Extinktionskoeffizient unabhängig voneinander bestimmt werden. Der Extinktionskoeffizient leitet sich direkt aus dem inelastischen Signal durch Umstellung von Gl. (4) ab:

$$\alpha_{\lambda_0}^P(z) = \frac{\frac{d}{dz} \ln \frac{N_R(z)}{z^2 P_{\lambda_R}(z)} - \alpha_{\lambda_0}^M(z) - \alpha_{\lambda_R}^M(z)}{1 + \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_R} \right]^k}. \quad (9)$$

Die Überlappungsfunktion wurde dabei gleich eins gesetzt. Der Rückstreukoeffizient berechnet sich bei der Ramanmethode aus dem Quotient von elastischem und inelastischem Signal am Ort z und an einem Referenzort z_0 :

$$\beta_{\lambda_0}^P(z) = [\beta_{\lambda_0}^P(z_0) + \beta_{\lambda_0}^M(z_0)] \frac{P_{\lambda_0}(z) P_{\lambda_R}(z_0) N_R(z)}{P_{\lambda_R}(z) P_{\lambda_0}(z_0) N_R(z_0)} \frac{\exp \left[- \int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_R}(z') dz' \right]}{\exp \left[- \int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_0}(z') dz' \right]} - \beta_{\lambda_0}^M(z). \quad (10)$$

Eine feste Wellenlängenabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten zwischen ausgesendeter und ramanverschobener Wellenlänge wird vorausgesetzt und durch den Exponenten k ausgedrückt. Die resultierende Ungenauigkeit bei einer fehlerhaften Annahme liegt im Bereich von ca. 3% (Ansmann et al. 1992). Die Annahme von $k \approx -1$ hat sich als guter Ausgangswert erwiesen. Der Höhenverlauf der Moleküldichte kann aus den vertikalen

Temperatur- und Druckprofilen aus Radiosondendaten ermittelt oder mit ausreichender Genauigkeit durch ein Standardatmosphärenmodell angenähert werden. In geringen Höhen ist das Extinktionsprofil von der Überlappungsfunktion des Messgeräts beeinflusst, die unter Umständen korrigiert werden kann (Wandinger und Ansmann 2002). Zur Bestimmung des Partikelrückstreuoeffizienten muss ebenfalls ein Referenzwert in einer bestimmten Höhe mit geringer Partikelkonzentration angenommen werden. Durch die Quotientenbildung aus zwei Signalen, die bei einem entsprechend gestalteten optischen Aufbau die gleiche Überlappungsfunktion haben, ist der Rückstreuoeffizient bei der Ramanmethode nicht von der Überlappungsfunktion beeinflusst und kann somit, im Gegensatz zur Klett-Methode, bis zum Boden bestimmt werden.

Aus den Lidargleichungen (3) und (4) wird ersichtlich, dass für ein hohes Lidarsignal die Transmission der Atmosphäre groß sein muss. Deshalb verwendet man im Allgemeinen Wellenlängen, die nicht von atmosphärischen Gasen absorbiert werden. Eine Ausnahme bildet hier das DIAL-Verfahren, bei dem gezielt Wellenlängen auf und dicht neben Absorptionslinien verwendet werden, um Gaskonzentrationen in der Atmosphäre zu bestimmen. Weiterhin wird das Lidarsignal durch größere Pulsenergien und größere Teleskopspiegel verbessert. Zur Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses werden meist Interferenzfilter zur Himmelslichtunterdrückung verwendet.

2.4 Überlappungsfunktion eines Lidar

Jedes Lidarsignal ist von den gerätespezifischen Parametern η , τ , A_T , P_0 und einer entfernungsabhängigen Überlappungsfunktion $O(z)$ abhängig. Da in dieser Arbeit ein Mini-Lidar entwickelt werden sollte, das vorwiegend für den Nahbereich eingesetzt wird, war es besonders wichtig, die Überlappungsfunktion zu optimieren. Mit ausreichend genauer Kenntnis über diese entfernungsabhängige Empfängereffizienz ist es möglich, das Lidarsignal dahingehend zu korrigieren und Messungen in geringeren Entfernungen auszuwerten.

Die Überlappungsfunktion beschreibt, dass das Lidarsignal für geringe Entfernungen stark unterdrückt wird. Mit zunehmender Entfernung nimmt diese Funktion zu und erreicht asymptotisch den Wert eins. Da das Rückstreusignal einer $1/z^2$ -Abhängigkeit unterliegt und die Detektoren nur einige Größenordnungen des Signals erfassen können, ist es für ein Lidar, das für große Entfernungen eingesetzt wird, unerlässlich, Licht aus geringen Entfernungen zu unterdrücken. Um einen Kompromiss zwischen minimalem Überlappungseinfluss und ausreichender Messentfernung zu finden, wird der Überlappungseffekt untersucht.

In Abb. 1 ist der Fall eines biaxialen Lidarsystems dargestellt. Der Laserstrahl mit der Divergenz δ_L und dem Durchmesser d_L wird so in die Atmosphäre gesendet, dass sich das Streuvolumen im Gesichtsfeld

$$\delta_T = \frac{d_B}{f_T} \quad (11)$$

des Teleskops mit dem Durchmesser d_T befindet. Dabei ist eine Gesichtsfeldblende mit dem Durchmesser d_B genau im Brennpunkt des Teleskopspiegels mit der Brennweite f_T platziert. Der Abstand zwischen Teleskop- und Laserstrahlachse im Lidar wird mit d_0 und der Winkel zwischen beiden Achsen mit ε bezeichnet. Der optimale Winkel, bei dem der Laserstrahl das Gesichtsfeld in möglichst geringer Entfernung erreicht und es

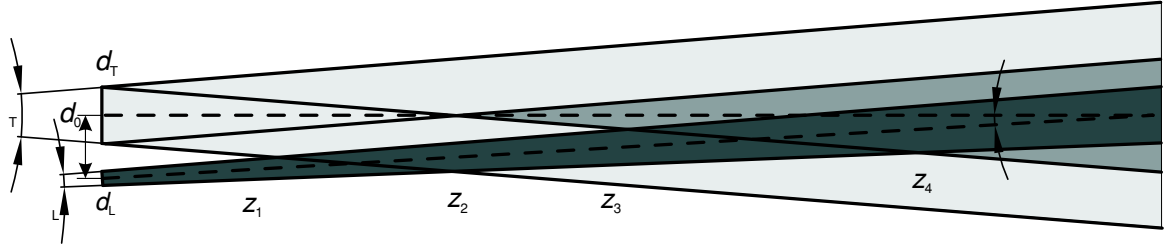


Abbildung 1: Darstellung zur Überlappungsfunktion eines optimal eingestellten biaxialen Systems, δ_T – Gesichtsfeld des Teleskops, δ_L – Divergenz des Laserstrahls, d_T , d_L – Durchmesser von Teleskop und Laserstrahl, d_0 – Abstand der Achsen von Teleskop und Laserstrahl, ε – Winkel zwischen den Achsen, $z_1 - z_4$ – charakteristische Entfernungen für die Überlappungsfunktion.

für große Entfernungen nicht wieder verlässt, ist

$$\varepsilon_{opt} = \frac{\delta_T - \delta_L}{2} . \quad (12)$$

Die Überlappungsfunktion wird von einem geometrischen Effekt, der das Überschneiden von Streuvolumen und Gesichtsfeld sowie die Abschattung durch den Fangspiegel des Teleskops beschreibt, und einem Abbildungseffekt bestimmt. Der Abbildungseffekt bewirkt, dass nur Lichtstrahlen, die unter einem kleineren Winkel als $\delta_L/2$ zur Teleskopachse einfallen, die Gesichtsfeldblende passieren können und dann auf den Detektor abgebildet werden. Wegen dieser Winkelbeschränkung kann nur ein Teil der Gesamtspiegelfläche für die Detektion von Licht aus geringen Entfernungen genutzt werden.

Aus Abb. 1 ist erkennbar, dass es vier wichtige Entfernungen vom Lidar gibt. Bis zur Entfernung z_1 ist kein Lidarsignal messbar. Dann beginnt der Laserstrahl das Gesichtsfeld zu überschneiden und ein Teil des Strahls trägt zum empfangenen Signal bei. Ab der Entfernung z_2 ist der gesamte Strahl im Gesichtsfeld, es wird jedoch nicht die volle Teleskopspiegelfläche genutzt. Ab der Entfernung z_3 beginnt ein Teil der Querschnittsfläche des Laserstrahls von der gesamten Spiegelfläche erfasst zu werden. Erst ab der Entfernung z_4 ist die Überlappung vollständig. Für kleine Winkel können die Entfernungen wie folgt berechnet werden:

$$z_1 = \frac{d_0 - (d_T + d_L)/2}{\varepsilon + (\delta_T + \delta_L)/2} , \quad (13)$$

$$z_2 = \frac{d_0 - (d_T - d_L)/2}{\varepsilon + (\delta_T - \delta_L)/2} , \quad (14)$$

$$z_3 = \frac{d_0 + (d_T - d_L)/2}{\varepsilon + (\delta_T + \delta_L)/2} , \quad (15)$$

$$z_4 = \frac{d_0 + (d_T + d_L)/2}{\varepsilon + (\delta_T - \delta_L)/2} . \quad (16)$$

Zusammenfassend lassen sich folgende Punkte zur Optimierung der Überlappungsfunktion eines biaxialen Systems anführen:

- Die Divergenz des Laserstrahls muss kleiner sein als das Gesichtsfeld des Teleskops.
- Je größer das Gesichtsfeld ist, in desto geringerer Entfernung findet die Überlappung statt.
- Aber: Je größer das Gesichtsfeld ist, desto mehr Himmelshintergrundlicht gelangt zu den Detektoren, und es wird Mehrfachstreuung, die nicht in der Lidargleichung beschrieben ist, sichtbar (Wandinger 1994).
- Der Winkel zwischen Teleskop- und Laserstrahlachse muss so eingestellt sein, dass der Strahl das Gesichtsfeld in möglichst geringer Entfernung überschneidet, es aber auch für große Höhen nicht wieder verlässt.
- Je kleiner der Abstand von Laserstrahl und Teleskopachse, in desto geringerer Entfernung vom Lidar findet die Überlappung beim optimal eingestellten Winkel ε_{opt} statt.

Es ist möglich, die Überlappungsfunktion eines Lidar mit Hilfe optischer Simulationsprogramme nachzubilden. Damit wird eine geeignete Auswahl der optischen Komponenten ermöglicht. Mit Strahlverfolgungsmodellen (engl. raytracing) können einzelne Strahlen im Laserstrahlquerschnitt in einer bestimmten Entfernung erzeugt und auf einen zufällig gewählten Punkt des Teleskopspiegels gerichtet werden. Danach werden sie auf ihrem Weg durch die Empfangsoptik verfolgt. Bei Verwendung genügend vieler Strahlen lässt sich ermitteln, wie viele der ausgesendeten Strahlen den Detektor erreichen. Dieser Anteil stellt den Wert der Überlappungsfunktion in der gewählten Entfernung dar. Neben der Strahlverfolgungsmethode gibt es auch analytische Ansätze zur Berechnung der Überlappungsfunktion (Measures 1992).

Mit einem Ramanlidar ist es möglich, die Überlappungsfunktion experimentell zu bestimmen. Diese Methode wird von Wandinger (Wandinger und Ansmann 2002) beschrieben. Dabei wird Gl. (4) direkt nach der Überlappungsfunktion umgestellt:

$$O(z) = \frac{P_{\lambda_R} z^2}{const N_R(z) \frac{d\sigma(\pi, \lambda_0)}{d\Omega} \exp \left[- \int_0^z \alpha_{\lambda_0}(z') + \alpha_{\lambda_R}(z') dz' \right]}. \quad (17)$$

Zuvor wird der Rückstreukoeffizient mit der Ramanmethode bis zum Boden bestimmt. Daraus wird der Extinktionskoeffizient unter Annahme eines festen Lidarverhältnisses berechnet. Die Annahme des Lidarverhältnisses ist unkritisch, wenn die Messung in möglichst partikelarmer Atmosphäre, d.h. an einem Tag mit entsprechend klaren Bedingungen, erfolgt. Mit dem so gewonnenen Extinktionsprofil wird der Transmissionsterm in Gl. (17) bestimmt. Die Konstante in Gl. (17) wird schließlich so gewählt, dass die Funktion $O(z)$ definitionsgemäß in großen Höhen gleich eins ist.

2.5 Windmessung mit heterodyner Detektion

Die in der Atmosphäre vorhandenen Partikel eignen sich gut als Indikatoren für eine Windmessung. Die Dopplerverschiebung des gestreuten monochromatischen Lichts

ist jedoch sehr klein. Für eine Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ und eine mittlere Vertikalbewegung der Partikel von 0.15 m/s ergibt sich mit Gl. (1) eine Dopplerverschiebung von $\Delta\nu_d = 150 \text{ kHz}$. Die damit verbundene relative Frequenzverschiebung $\Delta\nu_d/\nu$ beträgt 10^{-9} . Diese Verschiebung lässt sich mit kohärenter Detektion nach dem Heterodynprinzip ermitteln.

Die Technik der heterodynen Detektion basiert auf der Überlagerung von Wellen mit unabhängigen Frequenzen. Sie wurde ursprünglich im Radiobereich in Heterodyn- und Superheterodynempfängern eingesetzt. In der Lidartechnik werden zwei Strahlen mit verschiedenen Wellenlängen überlagert. Dabei entsteht auf einer Detektoroberfläche eine Schwebung mit der Differenzfrequenz der beiden überlagerten Lichtstrahlen. Im Gegensatz dazu werden beim Homodynprinzip, das z.B. beim Michelson-Interferometer Anwendung findet, Wellen mit gleicher Frequenz überlagert und die Phasenbeziehung untersucht.

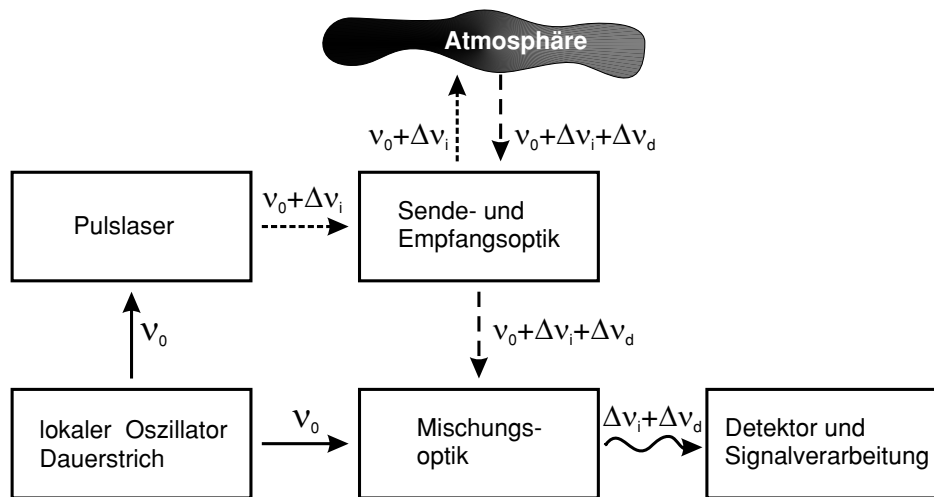


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Windmessung mit heterodyner Detektion.

Abb. 2 verdeutlicht, wie die Heterodyndetektion genutzt wird, um die Windgeschwindigkeit zu messen. Ein frequenzstabilisierter Dauerstrichlaser, der sowohl transversal als auch longitudinal im Einmodenbetrieb arbeitet, liefert die Referenzfrequenz ν_0 . Dieser Laser wird im Folgenden auch als lokaler Oszillator (engl. local oscillator) bezeichnet. Ein gepulster Laser mit hoher Leistung liefert den in die Atmosphäre auszusendenden Laserstrahl. Ein Teil der Strahlung vom lokalen Oszillator wird in den Puls laser (engl. power oscillator) injiziert, d.h. dass durch Einstrahlen von Photonen vom lokalen Oszillator die entsprechende Mode im Puls laser angeregt wird und somit beide Laser nicht mehr unabhängig voneinander arbeiten¹. Zur Injektion wird ein akusto-optischer Modulator verwendet. Dieser lenkt den Dauerstrichlaserstrahl in die Laserkavität des Puls lasers und verschiebt vor der eigentlichen Injektion durch Braggreflexion an laufenden Schallwellen die vorgegebene Frequenz vom lokalen Oszillator um einen festen Betrag. Der Frequenzunterschied wird mit $\Delta\nu_i$ (engl. intermediate frequency) bezeichnet. Der energiereiche und einmodige Laserpuls besitzt eine Linienbreite, die vergleichbar mit der minimal zu detektierenden Dopplerverschiebung ist. Der Puls muss dazu lang genug sein, damit keine spektrale Linienverbreiterung auftritt.

¹Im Englischen wird diese Methode als injection seeding bezeichnet.

Da die Streuung an allen Partikeln inkohärent erfolgt, also die Rückstreuung einzelner Partikel zu betrachten ist, benötigt der Laserpuls ebenfalls eine Mindestlänge, die die Kohärenzlänge des rückgestreuten Lichts ausmacht. Diese bestimmt später die minimale Frequenzauflösung in den berechneten Spektren (Menzies und Hardesty 1989). Andererseits darf die Pulslänge für eine genügende räumliche Auflösung nicht zu groß sein.

Der Laserpuls wird mit einer Sendeoptik in die Atmosphäre ausgesendet. Das Licht wird an Partikeln in der Atmosphäre zurückgestreut. Bewegen sich diese Partikel während des Streuvorgangs, so ist das gestreute Licht im Vergleich zum ausgesendeten um den Betrag $\pm\Delta\nu_d$ dopplerverschoben. Von der Empfangsoptik wird das gestreute Licht aufgefangen und zur Mischoptik geleitet. Dort wird es mit dem Referenzlaserlicht vom lokalen Oszillator überlagert. Das vom Detektor erzeugte Signal ist proportional zur einfallenden Intensität I , die sich aus den komplexen elektromagnetischen Feldstärken \underline{E}_L der Referenzlaserstrahlung und \underline{E}_S des Lidarsignals ergibt:

$$I = |\underline{E}_L + \underline{E}_S|^2 . \quad (18)$$

Mit den beiden Lichtfrequenzen ν_0 und $\nu_0 + \Delta\nu_i + \Delta\nu_d$ und einer Anfangsphasendifferenz von 0° folgt:

$$\begin{aligned} I &= |E_L e^{2\pi i \nu_0 t} + E_S e^{2\pi i (\nu_0 + \Delta\nu_i + \Delta\nu_d) t}|^2 \\ &= E_L^2 + E_S^2 + E_L E_S (e^{2\pi i (\Delta\nu_i + \Delta\nu_d) t} + e^{-2\pi i (\Delta\nu_i + \Delta\nu_d) t}) \\ &= E_L^2 + E_S^2 + 2E_L E_S \cos [2\pi (\Delta\nu_i + \Delta\nu_d) t] . \end{aligned} \quad (19)$$

Die Terme E_L^2 und E_S^2 ergeben ein konstantes Signal bzw. ein im Vergleich zur Schwebung langsam veränderliches Signal auf dem Detektor. Ihm ist ein elektronischer Filter nachgeschaltet, der sicherstellt, dass bei der weiteren Datenverarbeitung nur der dritte Term von Gl. (19) genutzt wird. Hier wird auch der Zweck des eingestellten Frequenzunterschieds $\Delta\nu_i$ ersichtlich. Dieser soll den Absolutwert der Summe der beiden Frequenzverschiebungen $\Delta\nu_d$ und $\Delta\nu_i$ stets größer als null halten. Erst so ist es möglich zu unterscheiden, ob die Dopplerverschiebung größer oder kleiner als null ist, womit sich nicht nur die Windgeschwindigkeit, sondern auch die Windrichtung bestimmen lässt. Ein detektiertes Signal mit genau der Frequenz $\Delta\nu_i$ steht demzufolge für keine Bewegung der streuenden Partikel. Weiterhin ist erkennbar, dass das Heterodynsignal aus dem Produkt der Wurzeln der beiden Intensitäten des atmosphärischen Rückstreuensignals und der Referenzlaserstrahlung besteht. Dadurch ist dieses Signal größer als direkt detektiertes Streulicht, und zusätzlich wird die $1/z^2$ -Abhängigkeit in der oben beschriebenen Lidargleichung (3) zu einer $1/z$ -Abhängigkeit. Dies ist der große Vorteil der heterodynen Detektion.

Das Detektorsignal wird von einem schnellen Analog-Digital-Konverter digitalisiert und mit einem Fouriertransformationsalgorithmus spektral analysiert. Da die Streuung an den Partikeln inkohärent ist, kann das empfangene Signal nicht über mehrere Laserschüsse gemittelt werden. Es können nur die Spektren der Signale gemittelt werden, die für alle Höhenbereiche einzeln ermittelt werden müssen. Mit Hilfe von Algorithmen zur Bestimmung der Maximalwerte in den Spektren lassen sich die räumlich und zeitlich aufgelösten Windgeschwindigkeiten ableiten.

2.6 Betrachtungen zur Effizienz eines Doppler-Lidar

Da die entwickelte Sende- und Empfangsoptik für das Doppler-Lidar hinsichtlich der Empfangseffizienz optimiert sein soll, ist es notwendig, die beeinflussenden Parameter zu analysieren. Mit dem dritten Term von Gl. (19) kann der in einem Detektor durch die Heterodynüberlagerung erzeugte Strom $i_S(t)$ für den Idealfall durch

$$i_S(t) = 2M_0 A_D E_L E_S \cos [2\pi(\Delta\nu_i + \Delta\nu_d)t] \quad (20)$$

berechnet werden (Lehmann 2002). Die Detektorempfindlichkeit multipliziert mit dem Verstärkungsfaktor² wird mit M_0 und die Detektorfläche mit A_D bezeichnet. Da ein System jedoch nie den Idealbedingungen unterliegt, ergeben sich Korrekturen bezüglich

- der Überschreitung des quantenlimitierten Rauschens des Detektors (η_R),
- der optischen Abstimmung von Referenzlaserstrahlung und Lidarsignal [$\eta_H(z)$],
- refraktiver Turbulenzeffekte der Atmosphäre (η_T)
- und anderer Effekte (z.B. Dejustierungen, η_{sonst}),

die als multiplikative Faktoren zur Systemeffizienz η_λ in der Lidargleichung (3) beitragen (Lehmann 2002). Der Einfluss der Detektorrauschquellen des Systems bleibt nur erwähnt, da eine Optimierung bei der Entwicklung des optischen Aufbaus nur begrenzt möglich ist. Die Optimierung des Faktors η_{sonst} wurde bei der Justierung des Systems vorgenommen.

Die optische Abstimmung, die durch die Heterodyneffizienz $\eta_H(z)$ beschrieben wird, wurde bereits vielfach untersucht (Rye 1979; Rye und Frehlich 1992; Rye und Hardesty 1997; Zhao et al. 1990). Die Heterodyneffizienz beschreibt das Verhältnis von tatsächlich nachgewiesener kohärenter Signalleistung und der in die Empfangseinheit eingefallenen Strahlung, die teilweise inkohärent ist. Für eine optimale Überlagerung von atmosphärischem Rückstreusignal und der Strahlung vom lokalen Oszillator auf dem Detektor ist es notwendig, dass beide Signale an der Detektoroberfläche die gleichen Strahleigenschaften besitzen. Dazu gehören sowohl die Polarisationsrichtung der Strahlung als auch die Krümmung der Wellenfront. Für Photonen, die an einem Punkt auf der Teleskopachse aus dem Fernfeld zurückgestreut werden und für die das Referenzlaserlicht gut angepasst ist, kann die Heterodyneffizienz η_H nahe bei eins liegen. Voraussetzung dafür ist, dass das gesamte Rückstreulicht auf der Detektoroberfläche abgebildet wird. Streueignisse, die nicht auf der optischen Achse des Teleskops stattfinden, werden auf dem Detektor anders abgebildet. Diese Strahlung kann nicht optimal mit der Referenzstrahlung überlagert werden. Das bedeutet, dass zur Vergrößerung der Heterodyneffizienz die Teleskopspiegelgröße nicht beliebig groß gewählt werden kann. Angaben zu notwendigen, aber nicht unnötig großen Empfängerdurchmessern liefert Zhao (Zhao et al. 1990).

Für die Optimierung der Strahlparameter der lokalen Oszillatorstrahlung auf dem Detektor müsste berechnet werden, wie die aus der Atmosphäre zurückgestreute Strahlung durch den Empfänger abgebildet wird. Da dies meist sehr schwierig ist, wurde von Siegman (Siegman 1966) für ein monostatisches System³ die Idee des rückwärts propagierten lokalen Oszillators (BPLO für engl. back-propagated local oscillator) eingeführt.

²Für Photodioden ist dieser Wert eins.

³Sender und Empfänger liegen auf derselben optischen Achse.

Danach kann ebenso das Referenzlaserlicht durch die Empfangsoptik in Richtung Atmosphäre propagiert werden. Die Parameter des Referenzlaserlichts werden dazu in der Empfängerebene⁴ auf den ausgesendeten Laserpuls, von dem das atmosphärische Rückstreusignal ausgeht, angepasst.

Der Einfluss refraktiver Turbulenzeffekte auf das Heterodynsignal wurde bereits untersucht (Frehlich und Kavaya 1991). Durch atmosphärische Brechungsindexschwankungen können Wellenfrontverzerrungen und Intensitätsüberhöhungen in der Empfängerebene entstehen. Diese Fleckenmuster werden oft auch als Speckles bezeichnet.

2.7 Gaußsche Strahlenoptik

Bei der Entwicklung der Sende- und Empfangsoptik des Windlidar war es notwendig, optische Parameter des Systems zu berechnen. Dazu wurde die Gaußsche Strahlenoptik (Saleh und Teich 1991) verwendet. Laserstrahlen zeigen oft eine gaußförmige Intensitätsverteilung, lassen sich also gut als Gaußstrahlen beschreiben. Ein Gaußscher Strahl hat die Intensitätsverteilung

$$I(\rho, z) = I_0 e^{\frac{-2\rho^2}{w(z)^2}} . \quad (21)$$

Dabei ist ρ der Abstand von der Strahlmitte und $w(z)$ der Strahlradius am Ort z , bei dem die Maximalintensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Die Größe $w(z=0) = w_0$ wird als Strahltaile bezeichnet. Abb. (3) verdeutlicht die Geometrie.

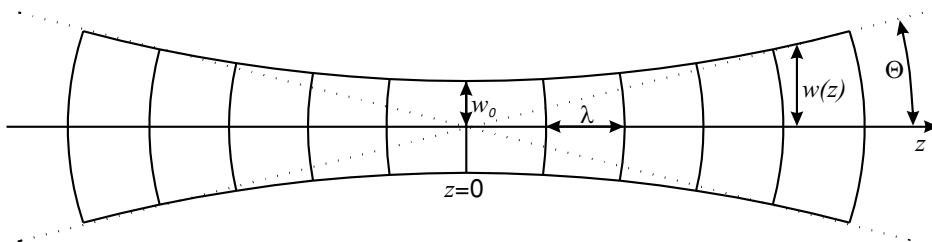


Abbildung 3: Geometrie eines Gaußschen Strahls.

Der halbe Divergenzwinkel ist

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} . \quad (22)$$

Daraus folgt, dass das Produkt aus Strahltaile und Divergenz eine Konstante ist. Eine Verringerung der Divergenz kann durch eine entsprechende Vergrößerung der Strahltaile, also durch Aufweiten des Strahls erreicht werden. Zur Charakterisierung eines Gaußschen Strahls eignet sich die Angabe der Rayleighlänge. Dies ist per Definition die Entfernung zwischen der Strahltaile und dem Ort, an dem die Wellenfront die stärkste Krümmung besitzt. Sie wird auch als Grenze zwischen Nah- und Fernfeld angesehen und ist definiert durch

$$z_r = \frac{w_0}{\Theta} = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda} . \quad (23)$$

⁴Die Empfängerebene ist durch den Hauptspiegel des Teleskops gegeben.

Tabelle 1: Einige wichtige Gaußmatrizen.

\mathbf{M}_t	Translation um die Strecke d	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
\mathbf{M}_f	dünne Linse/Hohlspiegel mit Brennweite f	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$
\mathbf{M}_p	Brechung an ebener Fläche, Brechungsindizes n_1 und n_2	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
\mathbf{M}_c	Brechung an gekrümmter Fläche mit Radius R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1-n_2}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$

Der Strahlradius an einer beliebigen Stelle z kann über die Rayleighlänge beschrieben werden und ergibt sich zu

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z}{z_r}} . \quad (24)$$

Zur Betrachtung des Strahlverlaufs in optischen Systemen eignet sich die Darstellung in $ABCD$ -Matrizenschreibweise (Saleh und Teich 1991). Dazu wird die komplexe Größe

$$\underline{q} = z + iz_r \quad (25)$$

definiert, wobei z hier der Abstand von der Strahltaile zum Ort der Definition ist. Die $ABCD$ -Matrix, die auch als Gaußmatrix bezeichnet wird, kann für ein bestimmtes optisches System durch Multiplikation der Matrizen der einzelnen Elemente und Abstände berechnet werden:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \mathbf{M}_n \dots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 . \quad (26)$$

Bei der Propagation eines Strahls, der mit dem Anfangswert \underline{q}_{in} beschrieben wird, durch ein optisches System, das durch die Matrix \mathbf{M} gegeben ist, werden die Strahlparameter zu \underline{q}_{out} umgewandelt. Sie folgen dabei der komplexen bilinearen Transformation

$$\underline{q}_{out} = \frac{A\underline{q}_{in} + B}{C\underline{q}_{in} + D} . \quad (27)$$

Der Realteil von \underline{q}_{out} bezeichnet dabei den Abstand⁵ von der Strahltaile zum letzten Element der Optik. Der Imaginärteil gibt die Rayleighlänge an, woraus sich wieder die Strahltaile berechnen lässt. Die wichtigsten Matrizen für weitere Rechnungen sind in Tab. 1 dargestellt. Diese Rechnungen, insbesondere die aufwendigen Matrixmultiplikationen, wurden im Rahmen dieser Arbeit mit dem Computeralgebrasystem MAPLE durchgeführt.

⁵Das Vorzeichen gibt die Richtung an.

3 Kleines Ramanlidar Polly

In diesem Kapitel wird die Entwicklung und Erprobung des kleinen Ramanlidar „Polly“ beschrieben. Polly steht hierbei für *Portable Lidar System*. Mittelpunkt dieser Arbeit war der Aufbau der optischen Komponenten. Deshalb wird nicht näher auf die Datenerfassungsproblematik eingegangen. Im Abschnitt 3.1 zum Konzept wird erläutert, welche Anforderungen an das System gestellt werden. Danach wird in Abschnitt 3.2 nach einer Beschreibung des Gesamtsystems näher auf die Einzelkomponenten eingegangen. Die Parameter der verwendeten optischen Elemente werden vorgestellt und diskutiert. Es folgt der abschließende Abschnitt 3.3 über die Justierung des Systems.

3.1 Konzeption

Die Vorgaben für ein kleines und kompaktes Lidarsystem beinhalteten die Beschränkung auf wesentliche Messgrößen. Aus Platz- und Kostengründen wurde nur eine ausgesendete Wellenlänge für die Messungen verwendet. Die Auswahl fiel dabei auf das frequenzverdoppelte Licht eines Nd:YAG-Lasers (Nd:YAG = Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat) mit einer Wellenlänge von 532 nm. Bei dieser Wellenlänge können sowohl Partikel- als auch Molekülrückstreuung gut gemessen werden, und die Atmosphäre weist eine gute Transmission auf. Die entsprechende Lasertechnik ist sehr gut entwickelt, und es kann auf Standardkomponenten zurückgegriffen werden.

Zusätzlich zum Empfangskanal zur Detektion des elastisch rückgestreuten Lichts wurde ein Ramakanal für die Detektion des inelastischen Rückstreulichts installiert, so dass gleichzeitig Extinktions- und Rückstreuungsmessung nach der Ramanmethode möglich sind. Dazu wurde die Stokes-Vibrations-Rotations-Ramanstreuung an Stickstoffmolekülen gewählt, weil sie das größtmögliche inelastische Rückstreusignal aus der Atmosphäre bei gleichzeitig ausreichendem Wellenlängenunterschied zur Separation liefert (Wandinger 2004). Mit der in Kap. 2.1 angegebenen Wellenzahlverschiebung, die bei Vibrations-Rotations-Übergängen von Stickstoffmolekülen auftritt, ergibt sich für das ramanverschobene Rückstreulicht eine Wellenlänge von 607 nm. Diese Wellenlänge lässt sich mit einem dichroitischen Strahlteiler und Interferenzfiltern vom elastischen Rückstreulicht trennen. Zur Detektion der beiden Signale werden Photomultiplier (PMT für engl. photomultiplier tube) im Zählbetrieb verwendet, die einen großen linearen Dynamikbereich besitzen.

Die Messungen sollten in sehr kurzen Intervallen (ca. 10 s) durchgeführt werden, um Aussagen über die Turbulenz in den unteren zwei bis drei Kilometern der Atmosphäre zu erhalten. Die Überlappungsfunktion des Lidar wurde deshalb für Messungen in geringen Entfernungen optimiert.

Bei Beginn dieser Arbeit war bereits ein optischer Tisch der Größe $0.7 \times 1 \text{ m}^2$ vorhanden, der die Größe des Lidarsystems beschränkt. Alle weiteren Komponenten wie Laser, Aufweitungsteleskop und Empfangsoptik mussten für diese Größe konzipiert werden.

3.2 Optischer Gesamtaufbau

In Abb. 4 ist der optische Aufbau des Mini-Lidar schematisch dargestellt. Ein blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser mit Frequenzverdopplungseinheit erzeugt einen kurzen Lichtpuls bei 532 nm. Danach wird der Durchmesser des Laserstrahls zur Verringerung

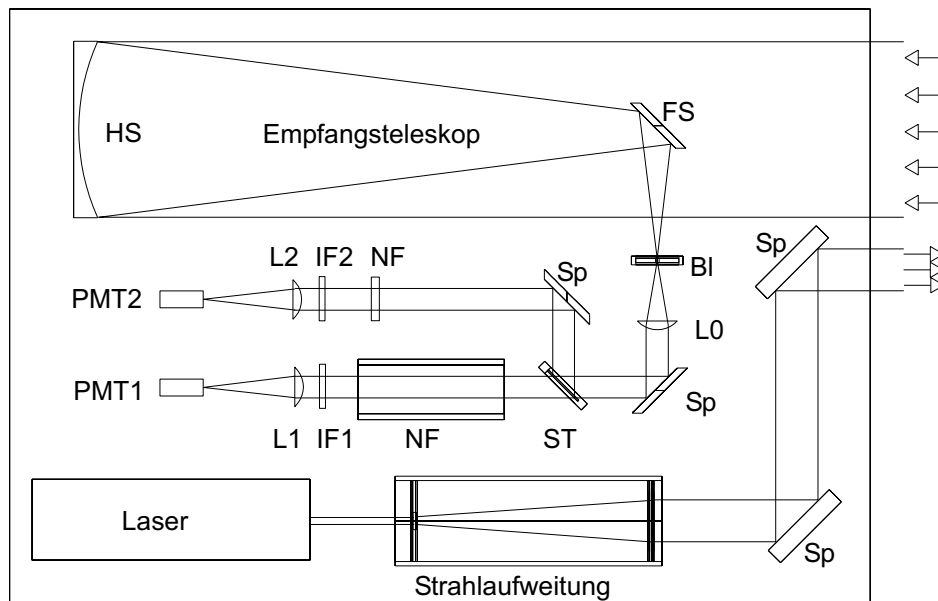


Abbildung 4: Optischer Aufbau des Mini-Lidar und Strahlverlauf; HS –Hauptspiegel, FS – Fangspiegel, Bl – Blende, Sp – Spiegel, L – Linse, ST – Strahlteiler, NF – Neutralfilter, IF – Interferenzfilter, PMT – Photomultiplier.

der Strahldivergenz im Aufweitungsteleskop vergrößert. Anschließend werden zwei Aluminiumspiegel dazu verwendet, den Lichtstrahl möglichst dicht an der optischen Achse des Empfangsteleskops so auszusenden, dass sich das atmosphärische Rückstreuolumen ab einer einzustellenden Entfernung vom Lidar im Gesichtsfeld dieses Teleskops befindet. Es wurde eine biaxiale Anordnung von Sendestrahle und Empfängerachse ausgewählt, da das verwendete Teleskop recht klein ist. Die sonst durch den Sendespiegel und dessen Halterung entstehende Abschattung würde einen unverhältnismäßig großen Bereich von $1/4$ bis $1/3$ der Hauptspiegelfläche nicht nutzbar machen.

Das aus der Atmosphäre rückgestreute Licht wird vom parabolischen Hauptspiegel des Teleskops aufgefangen und fokussiert. Der ebene Fangspiegel des Teleskops lenkt das Licht um 90° in eine Irisblende um, die sich im Brennpunkt des Hauptspiegels befindet und das Gesichtsfeld des Teleskops begrenzt. Anschließend kollimiert die plankonvexe Linse L0 das Licht hinter der Blende. Nach erneutem Umlenken an einem Spiegel wird es mit dem Strahlteiler in das ursprünglich ausgesendete und in das ramanverschobene Licht getrennt. Beide Lichtstrahlen passieren dann direkt bzw. nach einem weiteren Umlenkspiegel geeignete Neutralfilter. Diese schwächen das empfangene Licht soweit ab, dass die Photomultiplier im Photonen-zählbetrieb arbeiten können. Die Neutralfilter für das elastische Rückstreulicht wurden in eine elektronisch steuerbare Filterkaskade eingesetzt, weil aufgrund stärkerer Schwankungen dieses Signals, die z.B. durch Wolken hervorgerufen werden, eine häufigere Auswechslung erforderlich ist. Anschließend werden elastisches und Ramanstreulicht nach dem Passieren der entsprechenden Interferenzfilter IF1 und IF2 jeweils von den Linsen L1 und L2 auf die Detektoroberflächen fokussiert. Die Detektoren liefern elektrische Pulssignale, die von einer Zählerkarte im Messrechner in Zeitfenstern aufgezeichnet werden. Im Folgenden wird näher auf die einzelnen Bauelemente eingegangen.

Tabelle 2: Wichtige Laserparameter.

Wellenlänge	532 nm, zusätzlich ungenutzte 1064 nm
Pulsenergie	120 mJ bei 532 nm
Repetitionsrate	15 Hz
Pulslänge	7.9 ns
Strahldurchmesser	6 mm
Strahldivergenz	1.1 mrad
Energiestabilität	< 2.5%
Richtungsstabilität	< 0.1 mrad
Polarisation	vertikal zum optischen Tisch, 97%
Aufwärmzeit	ca. 10 min

3.2.1 Laser

Als Strahlungsquelle für das Mini-Ramanlidar wurde das Lasermodell BigSky CFR200 von Quantel ausgewählt. Der Laser wird mit einer Frequenz von 15 Hz betrieben. Er erreicht Pulsenergien von ca. 120 mJ im grünen Spektralbereich. Der Laser ist besonders kompakt und besitzt laut Hersteller eine gewisse Robustheit und eine gute Langzeitstabilität. In Anbetracht der späteren Automatisierung des Systems war es auch notwendig, dass der Laser über eine serielle Schnittstelle von einem Computer zu steuern ist.

Die Pulsenergie wurde mit einem Leistungsmesser ermittelt. Dazu wurde der Laserstrahl mit Hilfe eines dichroitischen Strahlteilers aufgespalten und nur das Licht bei 532 nm beobachtet. Die Pulsenergie ergibt sich als Quotient aus der mittleren Lichtleistung und der Repetitionsrate. Die Messungenauigkeit liegt bei 5%. In Abb. 5a) ist die Pulsenergie in Abhängigkeit von der Energieeinstellung des Lasers bei 15 Hz Repetitionsrate gezeigt. Die Energieeinstellung kann auf einer Skala von null bis zehn erfolgen. Die Laserschwelle wird bei der Laserstufe 2.5 bis 3 erreicht. Weiterhin ist auch eine Messung bei 5 Hz dargestellt. Dabei sind etwas geringere Pulsenergien zu erkennen, da der Laser laut Hersteller speziell für 15 Hz optimiert ist.

Weiterhin wurde das Triggersignal des Güteschalters des Lasers als Möglichkeit zur Triggerung des Messstarts überprüft. Eine schnelle Photodiode wurde dabei als Lichtdetektor verwendet. Die zeitliche Auflösung dieser Messung betrug ca. 2 ns. Dabei stellte sich heraus, dass der Lichtpuls entsprechend Abb. 5b) gegenüber dem Triggersignal verzögert ist. Diese Pulsausbildungszeit beträgt bei der später verwendeten Laserstufe 9.5 etwa 68 ns. Das entspricht ca. 10 m Entfernungungenauigkeit im Lidarsignal. Die später minimal verwendete räumliche Auflösung, die durch die Zählerkarte im Computer bestimmt ist, beträgt aber 37.5 m, so dass der untersuchte Triggerausgang am Laser durchaus ohne Korrektur als Messungsstart für die Zählerkarte verwendbar ist. Beim Betrieb des Lasers zeigte sich, dass neben dem Hauptstrahl auch noch einige Nebenstrahlen deutlich geringerer Energie und anderer Richtung existieren. Deshalb wurde vor dem Strahlaufweitungsteleskop noch eine zusätzliche Blende angebracht, die diese Nebenstrahlen abfängt.

Laut Herstellerangaben hat der Laser eine Divergenz von 0.54 mrad, wenn der Bereich des Strahls betrachtet wird, in dem sich 86% der Energie befinden. Eine eigene Nachmessung mit Fotopapier auf einer Strecke von 2 m ergab, dass der Strahl nicht

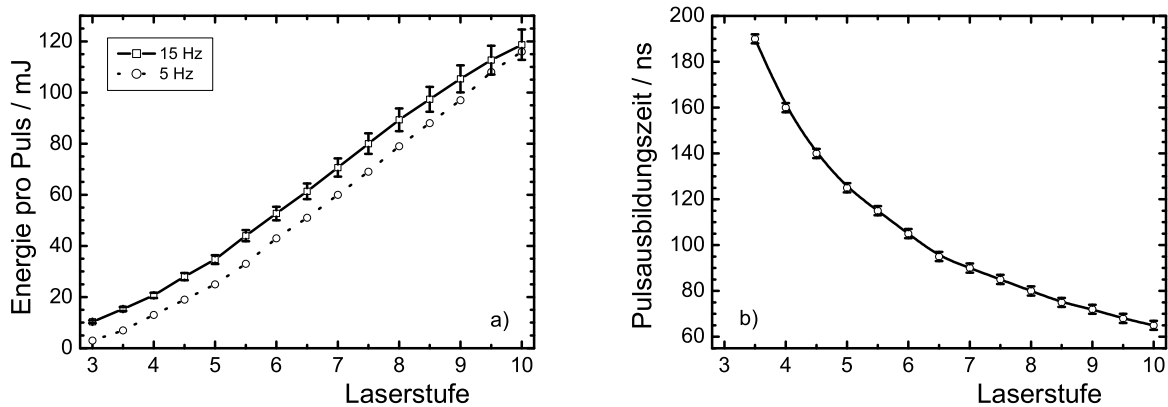


Abbildung 5: a) Laserleistung und b) Pulsausbildungszeit nach dem Auslösen des Güteschalters in Abhängigkeit der eingestellten Stufe für die Laserenergie.

rund, sondern nahezu elliptisch auseinander läuft. Der volle Divergenzwinkel in eine Richtung ist 0.3 mrad und senkrecht dazu 1.1 mrad (Repetitionsrate 15 Hz, Energieeinstellung 9.5, nur 532 nm). Für weitere Betrachtungen wird der größere Wert von 1.1 mrad als Laserdivergenz angenommen.

3.2.2 Strahlaufweitung

Zur Verringerung der Divergenz des Laserstrahls wurde ein Aufweitungsteleskop entwickelt. Die Beziehung zwischen Divergenz und Strahltaile liefert Gl. (22). Entgegen den tatsächlichen Lasereigenschaften wurden die laut Katalog gegebenen Spezifikationen verwendet, weil die Entwicklung des Teleskops direkt nach Bestellung des Lasers begann. Eine Anpassung auf die tatsächlichen Parameter erfolgt am Ende dieses Abschnitts.

Nach den Katalogangaben hat der Strahl einen Durchmesser von 7 mm und eine volle Divergenz von maximal 1.5 mrad. Es wurde eine Strahlaufweitung um den Faktor 8 gewählt. Entsprechend Gl. (22) hätte der aufgeweitete Strahl danach eine Divergenz von maximal 0.2 mrad. Dies wäre jedoch nur ohne jegliche Abbildungsfehler der Fall. Zur Realisierung des Teleskops wurden handelsübliche Linsen ausgewählt, eine plankonkave Aufweitungslinse mit einer Brennweite von -40 mm und ein Lasermonochromat von Linos Photonics mit einer Brennweite von 310 mm. Dieser besteht zur Verringerung von Abbildungsfehlern aus zwei Linsen. Die Aufweitungslinse und der Lasermonochromat sind mit einer speziellen Antireflexbeschichtung für 1064 und 532 nm versehen. Mit den gewählten Brennweiten liegen die Hauptebenen des Linsensystems 270 mm voneinander entfernt. Die exakte Berechnung der notwendigen Schnittweite⁶ erfolgte mit dem Programm ZEMAX.

In Abb. 6 ist der schematische Aufbau gezeigt. Tab. 3 listet die einzelnen optischen Oberflächen des Teleskops auf. Die Krümmungen, Glasstärken und Brechungsindizes der Linsen wurden aus den Linsenkatalogen von ZEMAX übernommen. Der Laserstrahl wurde durch eine Punktquelle in einer Entfernung von 4667 mm und eine 7 mm große Eintrittsapertur simuliert.

⁶Der Abstand der einander zugewandten Linsenoberflächen wird als Schnittweite bezeichnet.

Tabelle 3: Eigenschaften der Oberflächen des Aufweitungsteleskops zur Berechnung des Strahlengangs.

Oberfläche	Kommentar	Oberflächenradius /mm	Abstand zur nächsten Oberfläche /mm	Glastyp (Schott)	freie Apertur /mm
0	Punktquelle	∞	4667.00		0.00
1	Apertur 7 mm	∞	20.00		3.50
2	Aufweitungslinse	∞	1.50	BK7	11.20
3		20.83290	247.35		11.20
4	Lasermonochromat	534.75936	5.80	SF2	40.00
5		122.32416	3.10		40.00
6		126.80700	20.50	K5	40.00
7		-167.86973	10.00		36.05
8	Detektor				50.00

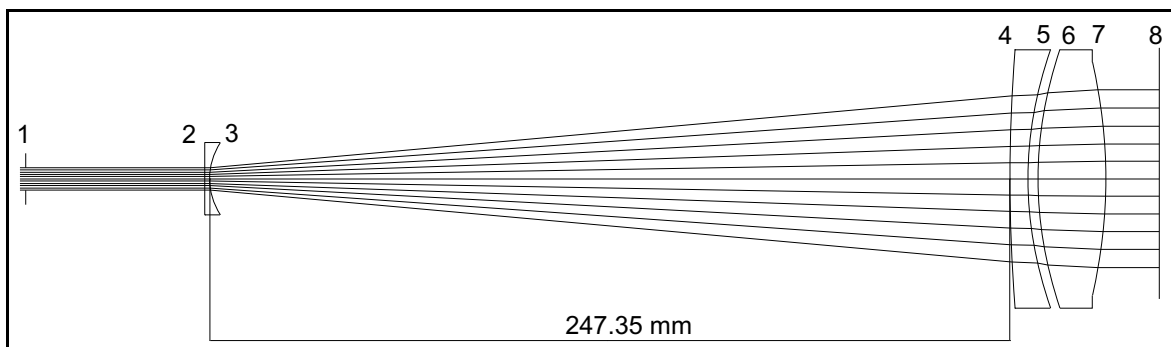


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Linsensystems für das Aufweitungsteleskop. Die Zahlen bezeichnen die für die Berechnung verwendeten Oberflächen, deren Eigenschaften in Tab. 3 gezeigt sind.

Divergenzbetrachtung

Die Entfernung der einander zugewandten Linsenoberflächen 3 und 4 von 247.35 mm (s. Abb. 6) ergibt sich aus der Forderung, dass der Brennpunkt des Laserstrahls im Unendlichen liegt. Zur Berechnung der Divergenz nach der Aufweitung sind in Abb. 7 zwei Punkt-Diagramme dargestellt. Sie zeigen den Laserstrahl direkt nach dem Teleskop sowie in 100 m Entfernung. In diesen 100 Metern erweitert sich der geometrische Radius⁷ des Laserstrahls von 28 auf 80 mm. Damit ergibt sich für die volle Winkeldivergenz der Strahlung nach der Aufweitung $2(80 - 28)/10^5 = 1.04$ mrad. Für den RMS-Radius (engl. für root mean square)⁸ ergibt sich 0.64 mrad.

Daraufhin wurde mit ZEMAX eine Optimierung der Schnittweite für eine minimale Größe des Laserflecks im „Unendlichen“ (10000 m) vorgenommen. Dabei ergab sich eine optimale Entfernung zwischen den Linsen von 248.66 mm und eine Divergenz für den geometrischen Radius von 0.28 mrad (RMS: 0.2 mrad).

Nach dem Aufbau des Mini-Lidar wurde die Divergenz des aufgeweiteten Laserstrahls experimentell bestimmt. Bei einer eingestellten Schnittweite von 248.7 ± 0.1 mm wurde auf einer Strecke von 42 m eine Vergrößerung des Strahldurchmessers von 55 auf

⁷Der Abstand des entferntesten Strahls zum Mittelpunkt.

⁸Der RMS-Radius gibt einen Hinweis auf die Gesamtverteilung der Strahlen.

75 mm beobachtet. Daraus folgt, dass von einer Gesamtdivergenz δ_L nach dem Aufweitungsteleskop von maximal 0.5 mrad ausgegangen werden kann. Dieser Wert liegt somit zwischen den beiden theoretisch ermittelten Angaben und ist zufriedenstellend.

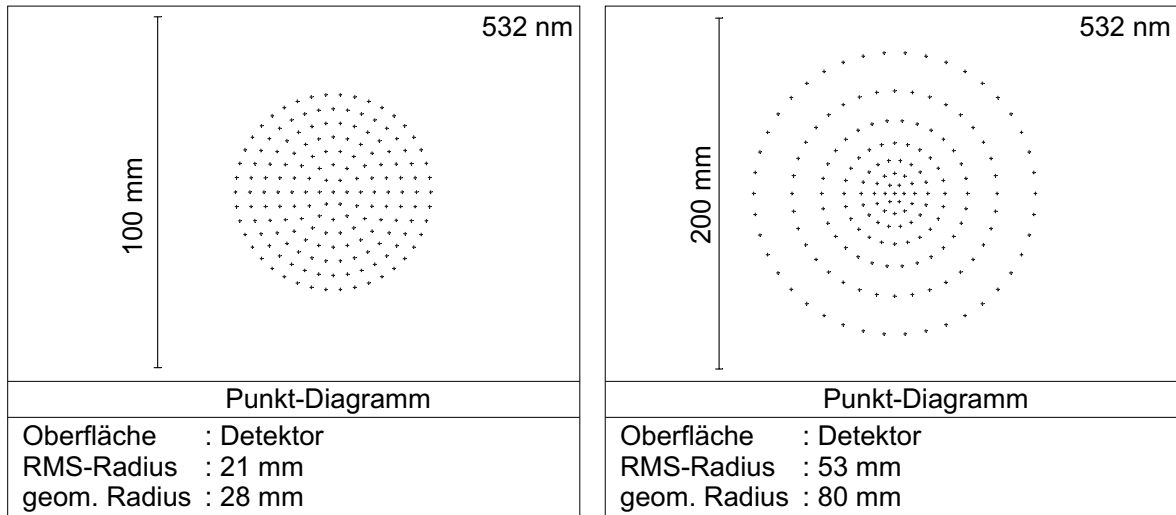


Abbildung 7: Punkt-Diagramme direkt nach und in 100 m Entfernung hinter dem Aufweitungsteleskop.

Linsenreflexe

Bei der Entwicklung der Aufweitungsoptik für Laserstrahlen musste berücksichtigt werden, dass an den einzelnen Linsenoberflächen keine Rückreflexe entstehen dürfen, die sich in einer anderen Linse oder in der Laserkavität fokussieren, da dies zur Zerstörung der optischen Elemente führen kann. Abb. 8 zeigt die entstehenden Rückreflexe für die gewählte Optik. Die Aufweitungslinse wurde mit der konkaven Seite vom Laser weg gerichtet, so dass keine Fokussierung in Richtung des Lasers erfolgen kann. Der Fokus von der „äußeren“ Fläche (7) des Lasermonochromaten liegt innerhalb des Teleskops, trifft somit kein optisches Element. Zu sehen ist weiterhin der zweimal im Lasermonochromaten reflektierte Strahl, der kurz hinter dem Teleskop fokussiert wird. Wegen der Antireflexbeschichtungen enthält dieser aber nur noch ca. 1/10000 der Ausgangsleistung.

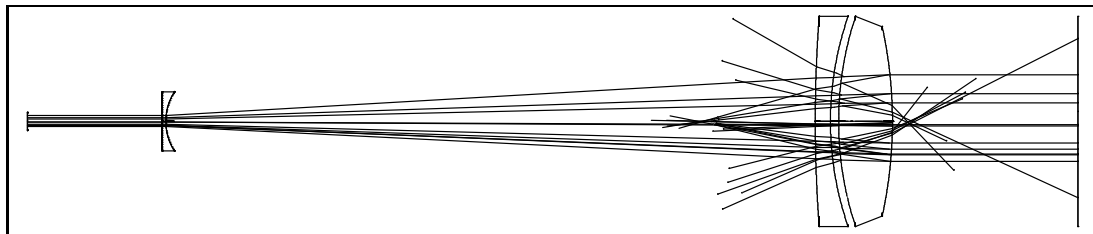


Abbildung 8: Fokussierende Linsenreflexe im Aufweitungsteleskop.

3.2.3 Sendespiegel

Es werden zwei Umlenkspiegel verwendet, damit die Laserstrahlung möglichst dicht an der Teleskopachse in das vom Teleskop beobachtete Volumen ausgesendet werden

kann. Diese Planspiegel besitzen eine verbesserte Aluminium-Verspiegelung mit einer Reflektivität von größer als 94% bei 550 nm und unter Lichteinfall von 45°. Sie wurden von der Firma Comar Instruments geliefert. Die Oberflächengenauigkeit liegt laut Testbericht bei ca. $\lambda/10$. Diese Spiegel sind in sehr stabilen Halterungen eingebaut, die mit Feingewindeschrauben justiert werden können. Aus den Punkt-Diagrammen zur Strahlaufweitung ist abzulesen (s. Abb. 7), dass der Laserstrahl nach dem Aufweitungsteleskop einen Durchmesser von max. 55 mm besitzt. Bei einem Einfallswinkel von 45° benötigt man demzufolge einen Spiegel mit 80 mm Durchmesser. Die freie Apertur eines Spiegel beträgt meist 90% des Außendurchmessers. Die verwendeten Spiegel haben dementsprechend einen Durchmesser von 100 mm. Die Dicke der Spiegel beträgt 15 mm.

Nach dem Umlenken und Aussenden ist die Laserstrahlachse 200 mm von der Teleskopachse entfernt. Das erweist sich aufgrund der Dimensionen der Spiegelhalterungen als minimaler Abstand d_0 .

3.2.4 Empfangsteleskop

Der Empfänger besteht aus einem Newton-Teleskop mit einem Hauptspiegeldurchmesser von 200 mm. Es wurde eine kurze Brennweite des Hauptspiegels von 800 mm und ein Öffnungsverhältnis von $f/d = 4$ gewählt. Damit erhält man ein kompaktes und lichtstarkes Teleskop. Der Hauptspiegel wurde von der Firma Astrooptik Philipp Keller geliefert. Wie in Abb. 4 dargestellt, realisiert der Fangspiegel eine Lichtumlenkung um 90° aus der Teleskopachse heraus. Deshalb wurde er elliptisch gewählt, wodurch eine möglichst geringe Abschattung verursacht wird. Die Gesichtsfeldblende wurde als Iris konzipiert, so dass das Gesichtsfeld variabel einstellbar ist. Sie wurde, wie auch der Fangspiegel, von der Firma Linos geliefert. Tab. 4 fasst die Teleskopparameter zusammen.

Tabelle 4: Wichtige Parameter des Empfangsteleskops im Mini-Lidar (s. auch Abb. 4).

Hauptspiegel	parabolisch
Durchmesser	200 mm
Brennweite	800 mm
Material	Pyrex
Beschichtung	Al + SiO ₂
Randdicke	24 mm
Fangspiegel	plan
Durchmesser	elliptisch, 50 mm × 70 mm
Beschichtung	Al + SiO ₂
Abstand Hauptspiegel – Fangspiegel d_1	640 mm
Abstand Teleskopachse – Blende d_2	160 mm
Irisblende	1 – 3 mm (nutzbar)
Gesichtsfeld δ_T	1.25 – 3.75 mrad
Höhe der optischen Achse	145 mm über dem optischen Tisch

Newton-Teleskope sind anfällig für Dejustierungen. Der außeraxiale Komafehler wird dabei am stärksten sichtbar. Dabei verwandelt sich die Abbildung eines kreisrunden

Objekts in der Bildebene zu einem Kometen. Der Fehler wirkt sich bei großen Spiegeldurchmessern oder lichtstarken Systemen ($f/d = 4$ und kleiner) stärker aus. Aus diesem Grund muss eine gute und stabile Justierung erfolgen, damit stets alles Licht auf den Detektoren gesammelt wird.

3.2.5 Strahlseparation

Nach der Blende folgt die plankonvexe Linse L0 (s. Abb. 4) mit einer Brennweite von 75 mm von Edmund Industrie Optik (MgF₂-Antireflexbeschichtung), mit der das Licht auf einen Durchmesser von ca. 19 mm kollimiert wird. Die Verkleinerung des Strahldurchmessers um den Faktor 10.7 vergrößert den vollen Divergenzwinkel des Lichtstrahls entsprechend von 1.25 – 3.75 mrad auf 13.4 – 40.1 mrad. Für Optiken von 50 mm Durchmesser ergibt sich damit ein maximal möglicher Strahlweg im Empfänger von ca. 600 mm.

Hinter der Linse wird das Licht mit einem Strahlteiler (Hersteller: L.O.T.) in zwei Wellenlängenbereiche getrennt. Elastisch rückgestreutes Licht der Wellenlänge 532 nm wird transmittiert, das nach 607 nm verschobene Ramanlicht wird reflektiert. Der Strahlteiler ist ca. 150 mm von der Linse entfernt. Er hat äußere Abmessungen von $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Diese werden benötigt, da sich aus der Divergenz und der Größe des Strahlbündels an der Linse ein maximaler Durchmesser am Strahlteiler von 25 mm ergibt. Die Halterung des Strahlteilers ist so konstruiert, dass von ihr der Strahlengang möglichst wenig eingeengt wird.

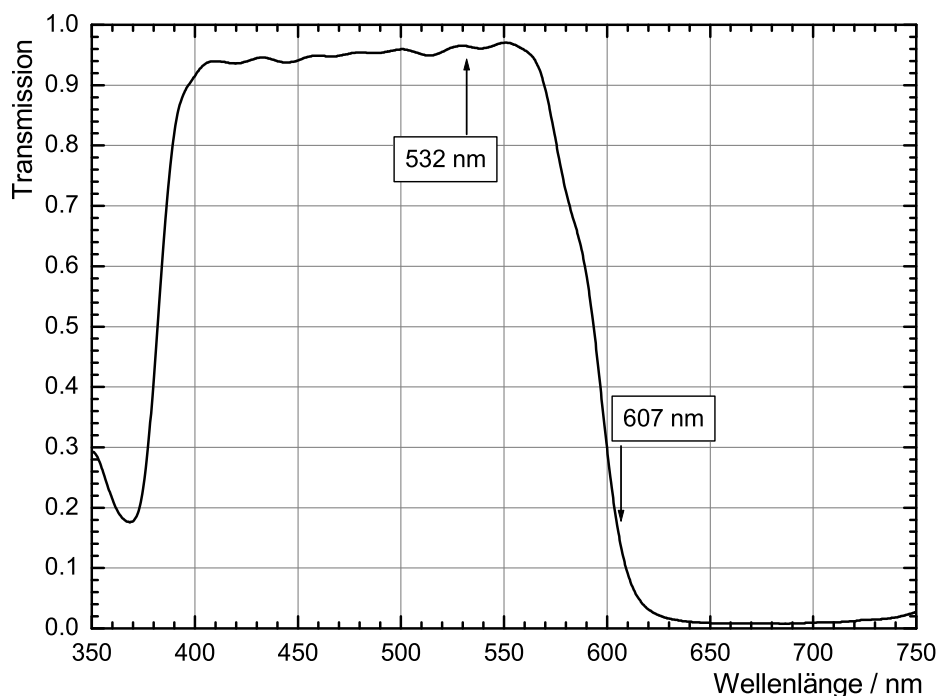


Abbildung 9: Spektraler Verlauf der Transmission des Strahlteilers.

Abb. 9 zeigt die spektralen Eigenschaften des Strahlteilers. Dargestellt ist die Transmission für einen Einfallswinkel von 45° in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Messung erfolgte mit einem Gitterspektrometer mit einer spektralen Auflösung von 10 nm, wo-

bei unpolarisiertes Licht verwendet wurde. Bei 532 nm beträgt die Transmission 96%. Das Licht bei 607 nm wird zu 16% transmittiert, woraus sich eine Reflektivität von 84% ergibt. Die Messungenauigkeit beträgt ca. 3%.

3.2.6 Detektion

Da die verwendeten Photomultiplier im Photonen-Zählbetrieb arbeiten, war es notwendig, Neutralfilter zu installieren. Diese schwächen das Licht unabhängig von der Wellenlänge um einen konstanten Faktor ab. Die Abschwächung wird als optische Dicke, in Form des Logarithmus zur Basis zehn, angegeben.

Es hat sich gezeigt, dass im Ramakanal eine permanente optische Dicke von 0.5 ausreichend ist, was eine Abschwächung des Signals um den Faktor 3.2 bedeutet. Für das elastische und viel stärker gestreute Licht sind stärkere und häufiger wechselnde Neutralfilter notwendig. Filter mit den optischen Dicken von 4, 2, 1 und 0.5 können mit einer entwickelten Filterkaskade in den Strahlengang eingesetzt werden. Dadurch ist es möglich, beliebige Neutralfiltereinstellungen von 0.0 bis 7.5 in Schrittweiten von 0.5 vorzunehmen. Dazu werden Servomotoren verwendet, die von einem Mikroprozessor des Typs Conrad C-Control II angesteuert werden. Der Mikroprozessor kann über die serielle Schnittstelle vom Messrechner angesprochen werden.

Nach den Neutralfiltern passieren beide Lichtbündel zum Unterdrücken des Hintergrunds und anderer Rückstreuensignale die Interferenzfilter IF1 und IF2 der Firma Barr. Diese sind schmalbandig auf die zu detektierende Wellenlänge abgestimmt. Im elastischen Kanal ist ein Interferenzfilter (IF1) für die exakte Laserwellenlänge von 532.1 nm eingesetzt. Dieser Filter hat eine Bandbreite von 0.5 nm (volle Breite bei halbem Signalmaximum) und eine Unterdrückung des Lichts anderer Wellenlängen von mindestens 10^5 . Im Ramakanal wird ein Interferenzfilter (IF2) für die Wellenlänge 607.3 nm verwendet. Dieser hat ebenfalls eine Halbwertsbreite von 0.5 nm und eine Hintergrundunterdrückung von 10^5 . Bei einer Wellenlänge von 532 nm erfolgt eine Unterdrückung von 10^8 . Dieser Interferenzfilter lässt im Wesentlichen nur den Q-Zweig im Ramanspektrum passieren. Der Q-Zweig enthält 84% der Gesamtintensität des Raman-Rückstreulichts. Weitere Untersuchungen zur Auswahl geeigneter Filterbandbreiten wurden von Clauder (Clauder 1996) durchgeführt.

Nach den Interferenzfiltern wird das Rückstreulicht von den zwei Linsen L1 und L2 (s. Abb. 4) des gleichen Typs wie die Linse L0 auf die lichtempfindlichen Detektoroberflächen abgebildet. Die Detektoroberflächen besitzen einen Durchmesser von 8 mm und befinden sich etwas vor der eigentlichen Bildebene, da sie aufgrund ihrer Strukturierung nicht über die gesamte Fläche gleich empfindlich sind. Das Rückstreulicht wurde somit auf die gesamte Oberfläche verteilt, was die Linearität der Detektoren verbessert. Mit dem Simulationsprogramm ZEMAX wurde berechnet, dass sich die Bildebenen 65 mm hinter den letzten Linsenflächen befinden. Für den Abstand zu den Detektoren wurden 55 mm gewählt. Dann erzeugt eine Punktquelle im „Unendlichen“ einen Lichtfleck von 5 mm auf den Detektoren.

Die verwendeten Photomultiplier von Hamamatsu (R5600P-03 für 532 nm und R5600P für 607 nm) haben eine Quantenausbeute von ca. 7.5% bei 532 nm und ca. 1.2% bei 607 nm. Die Arbeitsspannung ist mit -800 V angegeben. Eine Überprüfung des Detektors im elastischen Kanal ergab, dass -800 V ein guter Kompromiss zwischen geringer Dunkelzählrate und hoher Effizienz ist. Abb. 10 zeigt die Messung. Links ist die auf eins normierte Zählrate bei Bestrahlung dargestellt und rechts die Dunkelzählrate

in Abhängigkeit von der Betriebsspannung. Die Dunkelzählrate beträgt bei -800 V Vorspannung ca. sechs Ereignisse pro Sekunde, und die Zählrate unter Lichteinfall liegt ungefähr bei 75% des Maximalwerts, der am für Photomultiplier typischen Plateau erreicht wird.

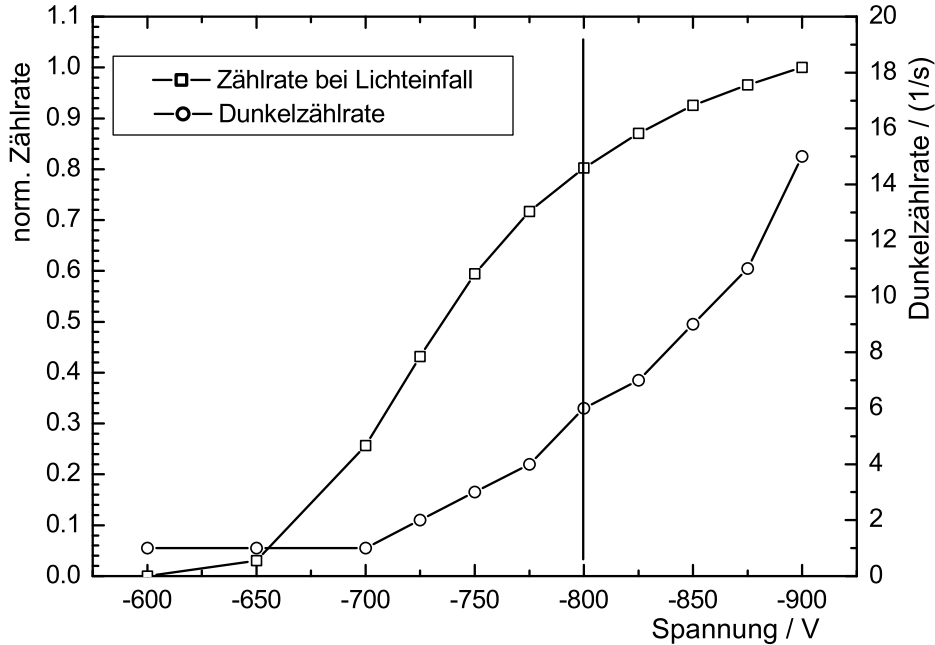


Abbildung 10: Verlauf der Zählrate bei Bestrahlung und der Dunkelzählrate des Photomultiplier im elastischen Kanal in Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung.

In Abb. 11 sind typische Pulse der beiden Photomultiplier dargestellt, nachdem sie von bereits integrierten Vorverstärkern verstärkt wurden. Die Spannung ist gegenüber der Zeit aufgetragen. Die Pulse sind negativ und besitzen eine Halbwertsbreite von $\tau_P = 4 \pm 1$ ns, die gleichzeitig die Totzeit des Systems darstellt. Die Triggerschwelle für ein Zählereignis liegt bei der verwendeten Messkarte bei -40 mV. Wie in der Abbildung zu sehen ist, kann dieser Wert gut genutzt werden, und es ist keine weitere elektronische Verstärkung des Signals notwendig. Weiterhin ist ein Nachschwingen der Pulse sichtbar. Dieses ist aber im positiven Bereich am größten. Der Maximalausschlag des Nachschwingens ist auch deutlich geringer als 40 mV, so dass keine Pulse doppelt gezählt werden.

Die einzeln auftreffenden Photonen besitzen keinen konstanten zeitlichen Abstand, sondern unterliegen einer Poisson-Statistik. Aufgrund der Totzeit des Systems weicht dementsprechend die gemessene Zählrate N_M von der wahren N_W ab. Der Zusammenhang wird durch

$$N_M = N_W e^{-\tau_P N_W} \quad (28)$$

beschrieben (Whiteman 2003). Wird ein maximaler Fehler in der Zählrate von 5% zugelassen, ergibt sich damit eine maximal erlaubte Zählrate von 12 Mcps (engl. cps = counts per second). Soll der Fehler unter 1% liegen, darf eine Zählrate von 2.5 Mcps nicht überschritten werden. Mit diesen Überlegungen wurde eine maximale Zählrate für das Mini-Lidar von 10 Mcps festgelegt. Mit Gl. 28 kann in diesem Bereich auch eine Korrektur des Zählfehlers erfolgen (Whiteman 2003).

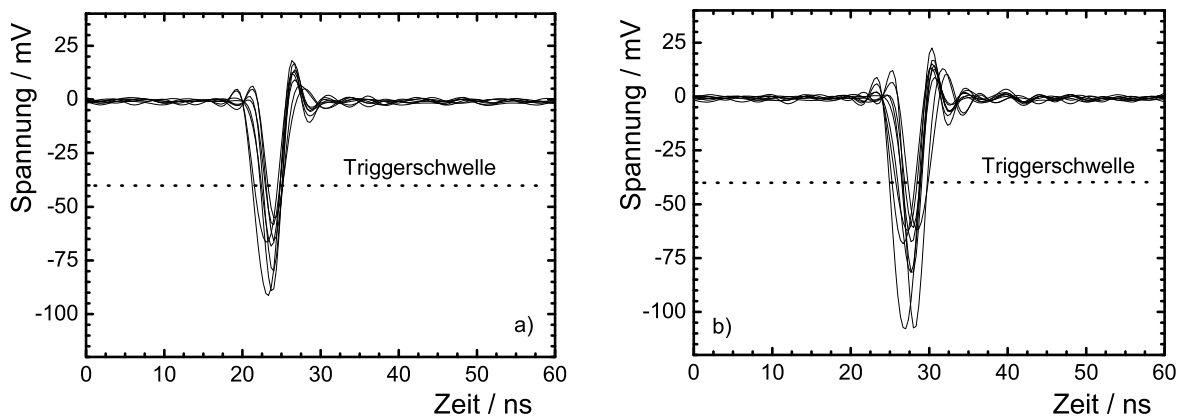


Abbildung 11: Darstellung der typischen Pulsformen nach den Vorverstärkern der Photomultiplier für den elastischen Kanal a) und den Ramakanal b). Die Triggerschwelle für ein Zählereignis ist angegeben.

Es wurde weiterhin bestimmt, welchen maximalen Durchmesser d_B für die Gesichtsfeldblende haben darf, damit sie vollständig auf die Detektoroberflächen abgebildet wird. Dazu wurde die Zählrate der Detektoren bei Einfall von konstantem Himmelslicht in das Teleskop in Abhängigkeit von der Blendenöffnung ermittelt. Die einfallende Photonenzahl ist proportional zur Blendenfläche, woraus sich ein linearer Zusammenhang von d_B^2 und der Zählrate ergibt. Diese Linearität ist nur dann zu verzeichnen, wenn alles Licht auf die Detektoren abgebildet wird. Abb. 12 zeigt das Ergebnis der Messung. Es ist die auf eins normierte Zählrate der beiden Detektoren gegen den quadrierten Blendendurchmesser dargestellt. Ein linearer Zusammenhang ist bis zu $d_B^2 = 10 \text{ mm}^2$ zu erkennen. Danach nimmt der Anstieg beider Kurven wie erwartet ab. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bis zu einem Blendendurchmesser von 3 mm das Licht vollständig abgebildet wird und es somit möglich ist, mit einem Gesichtsfeld von bis zu 3.75 mrad zu arbeiten.

Das elektrische Signal der Vorverstärker der Photomultiplier wird über Signalkabel zur Zählerkarte im Messrechner geleitet und dort in Zeitfenstern von 250 ns gezählt. Das entspricht einer Entfernungsauflösung von 37.5 m. Der Triggerpuls zum Start der Messung wird von dem oben angesprochenen Triggersignal des Güteschalters für den Laser geliefert.

3.3 Justierung der Optik

In der Planung des Mini-Ramanlidar wurde bedacht, dass es in der Zukunft als automatisiertes System eingesetzt werden soll. Deshalb wurde bei der Auswahl der Halterungen für die optischen Elemente besonders darauf geachtet, dass die Justierung über lange Zeit stabil ist. Aus diesem Grund wurden alle optischen Komponenten auf einer optischen Tischplatte aufgebaut. Außerdem wurden der Fangspiegel FS, die Blende Bl, die Linse L0 und der Umlenkspiegel (s. Abb. 4) auf einer optischen Bank montiert. Die Halterungen der weiteren Elemente wurden ebenfalls stabil konstruiert. Im weiteren wird die Justierung der Komponenten des Systems der Reihenfolge nach erläutert.

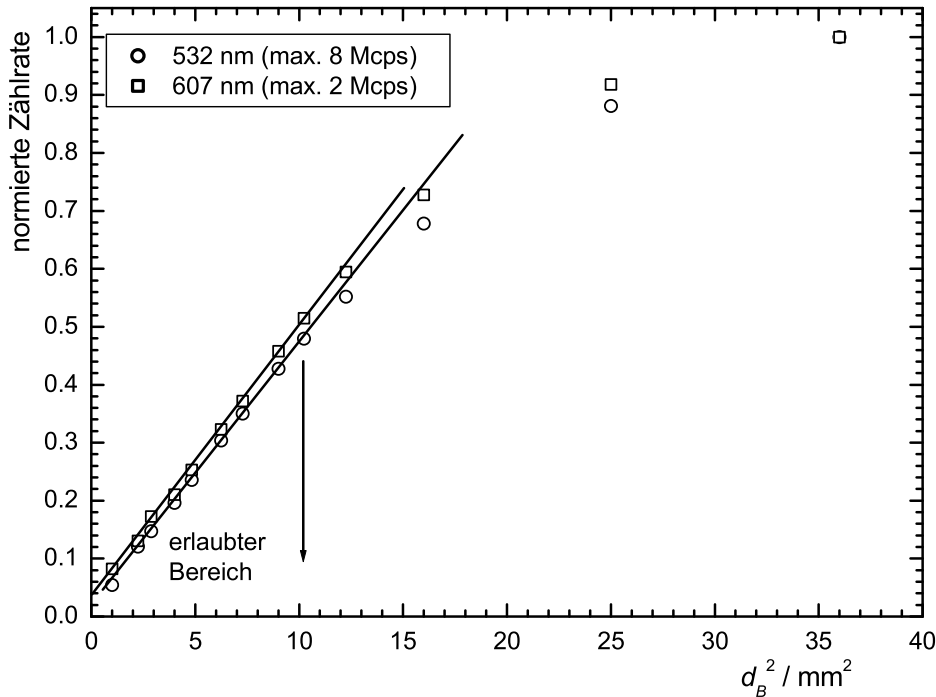


Abbildung 12: Darstellung zur Bestimmung des maximal möglichen Blendendurchmessers. Es ist die auf eins normierte Zählrate von Himmelshintergrundlicht in Abhängigkeit vom Quadrat des Blendendurchmessers gezeigt.

Fangspiegel

Da ein relativ schnelles Teleskop⁹ justiert wurde, musste der Fangspiegelversatz s_F berücksichtigt werden. Dieser beschreibt, wie weit der Fangspiegel von der Teleskopachse¹⁰ verschoben werden muss, damit das vom Hauptspiegel reflektierte Licht den Fangspiegel mittig trifft. In Abb. 13 ist die Geometrie verdeutlicht. Der Spiegel muss entgegengesetzt der Reflexionsrichtung verschoben werden, um alles Licht umzulenken. Der Versatz lässt sich nach der einfach abzuleitenden Gleichung

$$s_F = \frac{(d_0/2)^2 d_2}{f_T^2} \quad (29)$$

bestimmen. Mit den in Tab. 4 angegebenen Parametern zum Empfangsteleskop ergibt sich ein Versatz von 2.5 mm. Dieser wurde bei der Justierung als erstes eingestellt. Die weitere Einstellung von Hauptspiegel, Fangspiegel und Blende erfolgte ohne die Linse L0 mit einem Justierlaser. Dessen Strahl wurde parallel zur optischen Bank zuerst durch eine Hilfsblende und die Gesichtsfeldblende, danach durch Justierung des Fangspiegels auf die Mitte des Hauptspiegels gelenkt. Die Mitte des Hauptspiegels wurde dazu durch ein Kreuz markiert.

Hauptspiegel

Der Hauptspiegel ist in einer justierbaren Halterung gefasst. Seine optische Achse wurde so eingestellt, dass der von ihm reflektierte Justierlaserstrahl wieder genau die Blende erreichte. Dabei ließen sich gut die Beugungsmuster des Hauptspiegelkreuzes nutzen.

⁹Ausdruck für kleines f/d -Verhältnis.

¹⁰Die Teleskopachse wird durch den Hauptspiegel festgelegt.

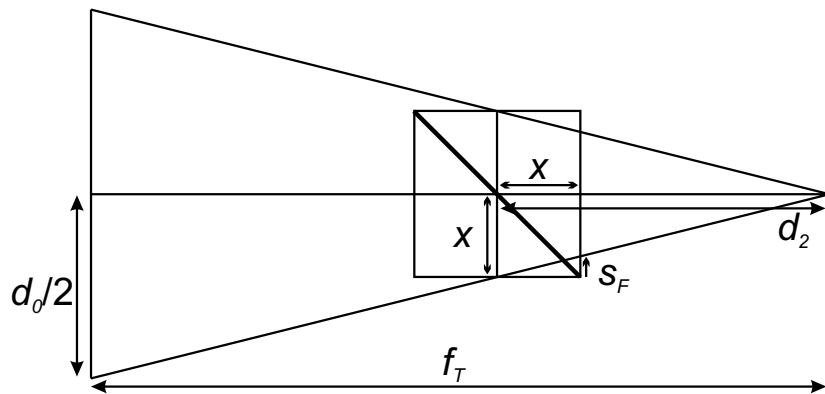


Abbildung 13: Darstellung zur Berechnung des Fangspiegelversatzes s_F , $d_0/2$ – Hauptspiegelradius, f_T – Brennweite des Hauptspiegels, der Abstand x wird bei der Herleitung von Gl. (29) benötigt.

Blendenposition

Eine Rechnung mit ZEMAX zur Überlappungsfunktion des Teleskops in Abhängigkeit von der Blendenposition zeigt, dass die Blende längs der Achse mindestens auf einen Millimeter genau zu positionieren ist. Diese Rechnung erfolgte nach dem Verfahren der Strahlverfolgung. Dazu wurden 3000 gaußverteilte Strahlen vom Ort des Laserstrahls in Richtung Hauptspiegel ausgesendet. Danach wurde gezählt, wie viele von ihnen die Detektorfläche erreichen. Dieser Vorgang wurde für verschiedene Entfernungen vom Lidar und verschiedene Blendenpositionen wiederholt. In Abb. 14 sind die Überlappungsfunktionen für verschiedene Abstände der Blende vom Hauptspiegel dargestellt. Die Blendenposition null steht dabei für die Entfernung f_T , die Brennweite des Hauptspiegels. Der Blendendurchmesser wurde auf 1 mm gesetzt, was ein Gesichtsfeld δ_T von 1.25 mrad bedingt. Die Divergenz des ausgesendeten Laserstrahls δ_L wurde zu 0.48 mrad angenommen. Der Abstand d_0 zwischen ausgehendem Laserstrahl und Teleskopachse (s. Abb. 1 und 4) wurde für die Rechnungen auf 200 mm gesetzt. Es wurde der dabei optimale Winkel $\varepsilon_{opt} = 0.385$ mrad zwischen Laserstrahl- und Teleskopachse angenommen.

Aus Abb. 14 ist zu erkennen, dass bei zu geringem Abstand der Blende vom Hauptspiegel das Plateau erst später erreicht wird, und die maximale Überlappungsfunktion¹¹ nicht mehr bei eins liegt, weil sich für jede Entfernung die Bildebene noch hinter der Blende befindet. Bei größerem Abstand (1 bis 2 mm mehr als f_T) wird das Maximum der Überlappung zwar schneller erreicht, aber in größerer Entfernung nimmt die Funktion wieder ab. In diesem Fall wird ein Objekt in endlicher Entfernung optimal in die Blendenebene abgebildet. Aus dieser endlichen Entfernung ist die Wahrscheinlichkeit der Strahltransmission zum Detektor am größten. Weiterhin sind in Abb. 14 die in Kap. 2.4 diskutierten Entfernungen z_1 , z_2 , z_3 und z_4 für den Fall der korrekt im Brennpunkt positionierten Blende eingezeichnet. Mit den in der Abbildung angegebenen Werten zum Teleskop, zum Laserstrahl und dem eingestellten Winkel ε ergeben sich diese Entfernungen zu 58, 166, 218 und 425 m. Es ist deutlich zu erkennen, wie ab z_1 die Überlappungsfunktion den Wert null verlässt. Bei z_2 beginnt der Bereich des

¹¹In diesem Fall war der Normierungsfaktor für alle Überlappungsfunktionen gleich. Deshalb ist hierbei auch die Empfangseffizienz zu erkennen.

wurde aus Hauptspiegelrichtung mit Papier in der Blende ein Objekt erzeugt. Direkt hinter der Linse war eine Blende mit dem berechneten Strahldurchmesser von 19 mm aufgestellt, die den Strahlverlauf des Lichts, das vom Hauptspiegel kommt, simuliert. Die Linse wurde so positioniert, dass ein paralleles Strahlenbündel entstand. Dieses Bündel musste danach durch alle weiteren optischen Elemente bis auf die Detektorflächen gelenkt werden.

Weitere Elemente im Empfänger

Der erste Umlenkspiegel wurde so positioniert, dass das Lichtbündel eine parallele Ausrichtung zum optischen Tisch erhielt. Anschließend wurden der Reihe nach der erste Umlenkspiegel und der Strahlteiler unter 45° eingesetzt, weiterhin die Neutralfilterhalterungen und der zweite Umlenkspiegel. Die Interferenzfilter und Abbildungslinsen L1 und L2, die in diesem Fall mit der planen Seite zu den Detektoren gerichtet wurden, sind in die Detektorgehäuse integriert. Die zwei Linsen haben den in Abschnitt 3.2.6 angegebenen Abstand zu den Detektoren. Daraufhin ließen sich die kompletten Detektoreinheiten, bestehend aus Interferenzfiltern, Linsen, Photomultipliern und Vorverstärkern, mittig auf das erzeugte Lichtbündel einstellen.

Laser und Aufweitungsteleskop

Nach der Befestigung des Lasers, des Aufweitungsteleskops und der zwei Sendespiegel auf dem optischen Tisch erfolgte die Justierung der Sendeseite. Dazu wurde der mit minimaler Pulsenergie eingeschaltete Laser so positioniert, dass der Laserstrahl das Aufweitungsteleskop mittig passiert. Eine anschließend in den Empfängerstrahlengang eingesetzte CCD-Kamera (CCD für engl. charge-coupled devices) mit einem 80-mm-Objektiv half bei der Justierung der Sendespiegel. Mit dieser Methode ließ sich der optimalen Winkel ε_{opt} leicht einstellen. Das mit der Kamera durch die Blende aufgenommene Bild des Laserstrahls ist in Abb. 15 dargestellt.

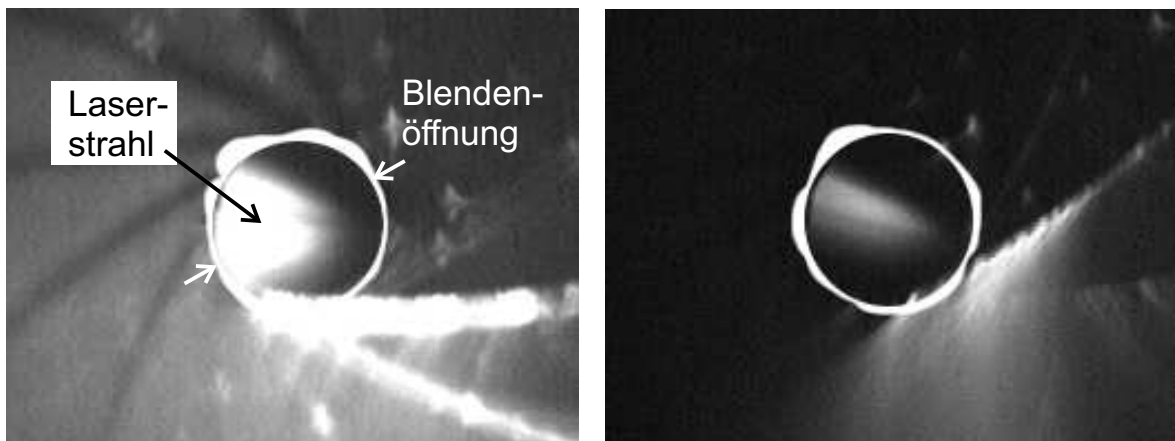


Abbildung 15: Strahlabbildung in der Irisblende vor und nach der Messung zur Bestimmung der Überlappungsfunktion am 6.11.2002 (s. Kap. 5.1) betrachtet mit einer CCD-Kamera.

4 Windlidar

Im folgenden Kapitel wird die Entwicklung der Sende- und Empfangsoptik des Windlidar erläutert. Dazu wird in Abschnitt 4.1 zunächst das gesamte Windlidar beschrieben. Danach werden in Abschnitt 4.2 Bedingungen für die Sende- und Empfangsoptik abgeleitet. In Abschnitt 4.3 werden die notwendigen Parameter für die optischen Elemente erarbeitet und mit den erreichten Parametern verglichen. Schließlich wird in Abschnitt 4.4 die Justierung der entwickelten Optik beschrieben.

4.1 Optischer Gesamtaufbau

Zum weiteren Verständnis und als Grundlage für die Entwicklung der Sende- und Empfangsoptik wird hier kurz ein Überblick über das Gesamtsystem gegeben. Das Windlidar verwendet eine Laserwellenlänge von $2.022 \mu\text{m}$ ¹². Bei dieser Wellenlänge besitzt die Atmosphäre ein Transmissionsfenster, d.h. die Absorption durch atmosphärische Gase wie Wasserdampf und CO_2 ist gering. Da das Windlidar später als abtastendes System eingesetzt werden soll, wurde diese Laserwellenlänge auch deshalb gewählt, weil sie Augensicherheit gewährleistet. Die Laserkristalle sind Tm:LuAG-Kristalle (Thulium-dotiertes Lutetium-Aluminium-Granat). Zum optischen Pumpen der Kristalle werden Laserdioden mit der Wellenlänge von 785 nm genutzt. In Abb. 16 sind die optischen Elemente des Systems schematisch dargestellt. Hervorgehoben durch eine gepunktete Einrahmung ist der Teil, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

Der lokale Oszillator liefert einen kontinuierlichen, einmodigen Laserstrahl, der als Referenzquelle dient. In diesem Laser befindet sich ein einseitig beschichteter Laserkristall. Die Beschichtung ist für die Pumpwellenlänge durchlässig, bei der Laserwellenlänge jedoch hochreflektierend. Weiterhin sind eine Brewsterwinkelplatte zur Erzeugung einer parallelen¹³ Polarisationsrichtung und zwei Etalons, die aus der Vielzahl der möglichen longitudinalen Moden die gewünschte herausfiltern, vorhanden. Das andere Ende der Laserkavität wird durch den Auskoppelspiegel begrenzt. Die vom lokalen Oszillator emittierte Strahlung wird durch eine Linse kollimiert. Dann wird die Referenzlaserstrahlung von einem Strahlteiler aufgespalten. Der eine Teil wird für die heterodyne Detektion genutzt, der andere Teil wird zur Injektion in den L-förmigen Puls laser verwendet. Dazu wird der Strahl nach dem Passieren zweier optischer Dioden, die insgesamt die Polarisationsrichtung um 90° drehen, und nach dem Passieren des Phasenmodulators über den akusto-optischen Modulator (AOM) in die Kavität des Puls lasers injiziert. Der AOM verschiebt dabei die Referenzfrequenz ν_0 um die Frequenz $\Delta\nu_i = 80 \text{ MHz}$. Gepumpt wird der Laserkristall von zwei Laserdioden mit je 20 W optischer Ausgangsleistung. Zum Auslösen des Laserpulses wird der AOM kurzzeitig ausgeschaltet, wodurch die Verluste in der Laserkavität sinken und der Laserpuls ausgebildet wird. Während der Zeit zwischen den Laserpulsen wird mit der Pound-Drewer-Methode die Länge der Laserkavität über einen Piezokristall am Endspiegel so geregelt, dass sie auf die stimulierende Frequenz $\nu_0 + \Delta\nu_i$ abgestimmt ist (s. z.B. Wulfmeyer et al. 2000).

Der senkrecht polarisierte Laserpuls wird mit zwei Umlenkspiegeln so in eine andere Ebene des Systems geleitet, dass die Polarisationsrichtung erneut um 90° gedreht wird.

¹²Im Weiteren wird Strahlung dieser Wellenlänge verallgemeinernd als Licht bezeichnet, auch wenn sie außerhalb des für das menschliche Auge sichtbaren Spektralbereichs liegt.

¹³Parallel bezieht sich hier auf den optischen Tisch.

Divergenz auf das Rückstreulicht angepasst. Eine Linse fokussiert beide Strahlen auf den InGaAs-Photodetektor (Indium-Gallium-Arsenid). Dort wird ein elektrisches Signal entsprechend der Schwebung mit der Frequenz $|\Delta\nu_i + \Delta\nu_d|$ erzeugt. Dieses wird elektronisch so gefiltert, dass nur noch Frequenzen zwischen 60 und 100 MHz¹⁴ bestehen bleiben, die anschließend von einem Analog-Digital-Konverter in einem Computer digitalisiert und weiterverarbeitet werden.

Das gesamte Windlidar soll später in einem Container installiert werden. Deshalb wurde bei der Planung auch die Größe des Systems berücksichtigt. Dabei wurde festgelegt, dass die Konstruktion aus zwei Ebenen bestehen soll, die in einem Rahmen übereinander liegen. In der unteren Ebene erfolgt die Strahlerzeugung. Dort befinden sich der lokale Oszillator und der Puls laser. Beide Strahlen werden von dort auf die obere Ebene geleitet, wo der Puls laserstrahl in die Atmosphäre gesendet wird. Hier findet auch die heterodyne Detektion statt. Beide Ebenen sind 500 mm voneinander entfernt. Dieser optische Aufbau in zwei Ebenen erfordert einen Abstand von ca. 1500 mm zwischen dem Puls laser und dem Fangspiegel des Sendeteleskops. Der Abstand vom lokalen Oszillator zur ersten Linse L1 kann aufgrund der Zwei-Ebenen-Konstruktion zwischen 600 und 1100 mm betragen.

4.2 Konzeption der Sende- und Empfangsoptik

In diesem Abschnitt werden die Eingangsparameter für die Sende- und Empfangsoptik des Windlidar festgelegt. Diese waren die Grundlage für die weiteren Berechnungen. Der lokale Oszillator war zu Beginn dieser Arbeit bereits vorhanden. Deshalb waren die Strahlparameter gegeben. Der Puls laser wurde parallel zu dieser Arbeit entwickelt. Für ihn wurden deshalb einige Annahmen gemacht. Die vorgegebenen Parameter der Strahlungsquellen sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Tabelle 5: Vorgegebene Parameter der Strahlungsquellen.

Lokaler Oszillator	
Strahltaile	$w_{0LO} = 0.89$ mm
Abstand Strahltaile – Laserendspiegel	–618.9 mm
Puls laser	
Länge	$l_{PL} = 500$ mm
Strahltaile am Rückspiegel (plan)	$w_{01} = 0.17349$ mm
Abstand vom Rückspiegel zum Laserkristall	$s_1 = 50$ mm
Brennweite des gepumpten Laserkristalls	$f_{LC} = 150$ mm
plankonkaver Auskoppelspiegel	
Radius	$r_m = -500$ mm
Dicke	$d_m = 5$ mm
Brechungsindex	$n_m = 1.43659$
Wellenlänge	$\lambda = 2.022$ μm
Energie pro Puls	ca. 20 mJ

Mit der *ABCD*-Matrixmethode lassen sich aus den gegebenen Werten für den Puls laser die Parameter für den ausgehenden Strahl berechnen. Da sich die Strahltaile am

¹⁴Dieser Frequenzbereich entspricht Windgeschwindigkeiten von -20 bis $+20$ ms^{-1} .

gleichen Ort wie der Laserrückspiegel (RSP) befindet, ist die Anfangsgröße

$$\underline{q}_{in_0} = 0 + i \frac{w_{01}^2 \pi}{\lambda} \quad (30)$$

rein imaginär. Es wird angenommen, dass die strahlbeeinflussenden Elemente nur der Laserkristall, der durch das optische Pumpen zu einer thermischen Linse wird, und der plankonkave Auskoppelspiegel sind. Dazu wird die Matrix

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_p(n_1 = n_m, n_2 = 1) \mathbf{M}_t(d_m) \mathbf{M}_c(n_1 = 1, n_2 = n_m, r_m) \mathbf{M}_t(l_{PL} - s_1) \mathbf{M}_f(f_{LC}) \mathbf{M}_t(s_1) \quad (31)$$

als Produkt der Matrizen der einzelnen Oberflächen und Abstände berechnet (s. Tab. 1). Mit den in Tab. 5 angegebenen Werten des Puls lasers ergibt sich durch Anwenden der *ABCD*-Matrix auf \underline{q}_{in_0} nach Gl. (27) die Strahldefinition

$$\underline{q}_{out_0} = 346.26 \text{ mm} + i \cdot 42.51 \text{ mm} \quad (32)$$

des Puls lasers.

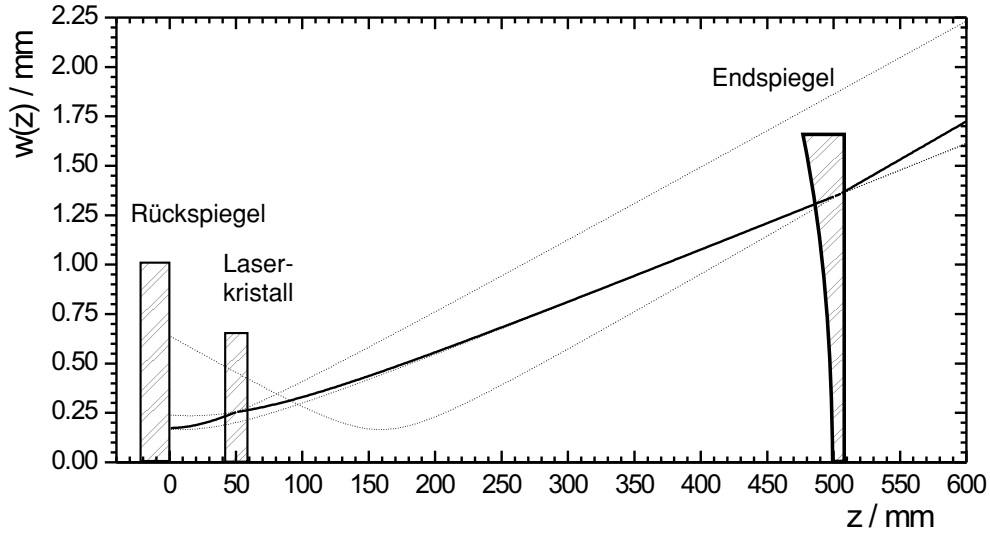


Abbildung 17: Verlauf des Strahlradius im Puls laser (durchgezogene Linie) und die theoretisch weiterlaufenden Radien für die jeweiligen Strahlabschnitte (gepunktet). Zusätzlich sind die optischen Elemente schematisch eingezeichnet.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 17 der Strahlverlauf im Puls laser dargestellt. Der Strahlradius ist über der Entfernung vom ersten Laserspiegel aufgetragen. Weiterhin sind die theoretisch weiterlaufenden Radien der Gaußschen Strahlen gepunktet angegeben. Zur Veranschaulichung sind die strahlbeeinflussenden Elemente schematisch eingezeichnet. Hinter dem Auskoppelspiegel hat der Strahl einen Radius von 1.4 mm und einen Winkel $\Theta = 3.9$ mrad. Dieser ergibt sich aus Gl. (23). Daraus folgt ein voller Divergenzwinkel von 7.8 mrad. Der Strahl hat nach der Strecke von 1500 mm zwischen Puls laser und Fangspiegel des Teleskops einen e^{-2} -Durchmesser von 14.5 mm. Dieser Strahl muss anschließend vom Sendeteleskop aufgeweitet werden.

4.3 Kombinierte Sende- und Empfangsoptik

In Abb. 18 ist maßstabgetreu der Aufbau der Sende- und Empfangsoptik dargestellt. Der Laserstrahl vom Puls-laser wird auf die obere Ebene geleitet. Nach Passieren des Polarisationswürfels PW und der Verzögerungsplatte VP1 trifft das Licht auf den Fangspiegel FS und wird dort zum Hauptspiegel HS reflektiert. Nicht eingezeichnet ist der ebene Goldspiegel SP3 mit einem Durchmesser von 200 mm, der das Licht nach dem horizontal ausgerichteten Teleskop vertikal in die Atmosphäre umlenkt. Dieser Spiegel von Edmund Industrie Optik mit einer Oberflächengenauigkeit von $\lambda/10$ bei 632 nm kann mit einer Justierung genau so eingestellt werden, dass die Sende- und Empfangsrichtung exakt vertikal ausgerichtet ist und nur der Vertikalwind erfasst wird. Da die Horizontalwindkomponente im Allgemeinen viel größer ist, muss zur Vermeidung von Fehlern diese Einstellung sehr genau erfolgen. Das zurückgestreute Licht wird nach erneutem Durchqueren der Verzögerungsplatte vom PW reflektiert. Am Strahlteiler ST1 wird dieses atmosphärische Signal mit dem Referenzsignal des lokalen Oszillators überlagert. Dieses wird zuvor von der Linsenkombination L1 und L2 aufgeweitet und auf das Rückstreulicht angepasst. Mit zwei Umlenkspiegeln (SP) können zusätzlich die Achsen und die Richtungen übereinander gebracht werden. Die Linse L3 fokussiert schließlich das überlagerte Licht auf den Photodetektor PD1.

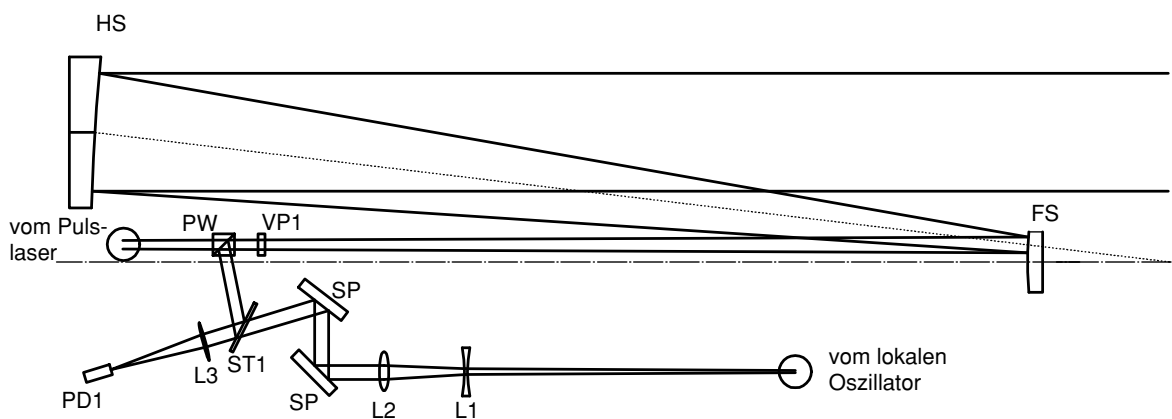


Abbildung 18: Maßstabgerechte Zeichnung der entwickelten Sende- und Empfangsoptik (Draufsicht).

Für eine möglichst hohe Heterodyneeffizienz ist ein Gaußprofil des Puls-lasers notwendig (Zhao et al. 1990; Frehlich und Kavaya 1991). Dieses Profil wird mit dem Teleskop ausgesendet, und das Rückstreulicht wird mit demselben Teleskop empfangen. Deshalb wurde ein außeraxiales Teleskop konstruiert, das keine mittige Abschattung aufweist. Die wichtigste Voraussetzung für eine hohe Heterodyneeffizienz ist, dass die Wellenfront des Gaußschen Strahlprofils beim Durchgang durch die optischen Elemente erhalten bleibt. Deshalb wurden einige Bedingungen an die Sende- und Empfangsoptik gestellt:

- Die Abbildungsfehler des Teleskops sollen so gering wie möglich sein.
- Die optischen Elemente sollen Interferometriequalität gewährleisten.
- Reflexions- und Transmissionsverluste von mehr als 30% sind zu vermeiden.
- Eine präzise und stabile Justierung ist Voraussetzung.

4.3.1 Teleskop

Die erste Bedingung an ein Teleskop mit geringen Abbildungsfehlern kann durch geeignete Wahl der Teleskopspiegel erfüllt werden. Preiswerte sphärische Teleskopspiegel, die oft in außermittigen Teleskopen wie z.B. dem Schiefspiegler nach A. Kutter (Kutter 1953) verwendet werden, besitzen eine sphärische Abberation, d.h. Licht vom Außenrand des Spiegels wird in einer anderen Ebene abgebildet als Licht, das im Zentrum des Spiegels reflektiert wurde. Weiterhin tritt durch die außermittige Anordnung der Effekt des Astigmatismus (unterschiedliche Brennweiten in x- und y-Ausdehnung) und des Koma (kometenförmige Abbildung) auf. Diese Abbildungsfehler können durch entsprechend gegenläufiges Verkippen von Fangspiegel und Detektor verkleinert werden. Ab einem Teleskopdurchmesser von ca. 150 mm müssen verkippte Korrekturlinsen in den Strahlengang eingesetzt werden, um diese Abbildungsfehler weiter zu minimieren.

Für das Windlidar wurde ein außeraxiales Mersenne-Teleskop (Korsch 1991; Bass et al. 1995) entwickelt, damit keine Abbildungsfehler, die durch sphärische Spiegel und verkippte Optiken entstehen, auftreten. Dieses Teleskop besteht aus zwei parabolischen Spiegeln, die zusammen frei von sphärischer Abberation sind (Malacara und Malacara 1994). Beide Spiegelachsen liegen auf der gemeinsamen Teleskopachse. Dadurch entstehen bei idealer Justierung keine Astigmatismus- und Komafehler¹⁵ (Korsch 1991). Da eine außeraxiale Variante des Mersenne-Teleskops benötigt wird, ist der Hauptspiegel ein Ausschnitt aus dem Außenbereich eines größeren parabolischen Spiegels. Bei der Herstellung eines solchen Spiegels muss zunächst ein kompletter Parabolspiegel geschliffen werden, aus dem später der gewünschte Bereich ausgeschnitten wird.

Zhao, Grund und Lehmann (Zhao et al. 1990; Grund et al. 2001; Lehmann 2002) geben Angaben zu benötigten Spiegeldurchmessern von heterodyn Lidarsystemen in Abhängigkeit von Wellenlänge und gewünschter Reichweite. Die Tatsache, dass nur das Rückstreulicht, das in der Nähe der optischen Achse entsteht, als kohärentes Signal nutzbar ist, liefert eine Größenbeschränkung für das Teleskop. Davon ausgehend wurde ein Hauptspiegel mit einer freien Apertur von 140 mm ausgewählt. Justierfehler wirken sich bei Teleskopen mit größerem f/d -Verhältnis geringer aus, weshalb mit Rücksicht auf die Gesamtgröße des Teleskops ein Spiegel mit einer Brennweite von 1000 mm gewählt wurde. Dennoch ergibt sich mit dem Abstand von der optischen Achse zum Spiegelmittelpunkt von 120 mm ein Durchmesser des ursprünglichen rotationssymmetrischen Spiegels von ca. 400 mm und damit ein für Teleskopspiegel immer noch recht kleines f/d -Verhältnis von 2.5. Da die Herstellung solcher Spiegel mit konventionellen Methoden nicht möglich ist, gibt es nur sehr wenige Firmen, die sich darauf spezialisiert haben. Die Teleskopspiegel wurden von Optical Surfaces Ltd. aus England gefertigt.

Vom Teleskop wird der Strahl des Pulsasers mit dem Durchmesser von 14.5 mm auf ca. 100 mm aufgeweitet. Der 20 mm breite Randbereich des Hauptspiegels ist für den Bereich des Gaußprofils vorgesehen, in dem die Intensität kleiner als $I_0 e^{-2}$ ist. Der Aufweitungsfaktor beträgt damit sieben. Da der Aufweitungsfaktor eines Teleskops durch das Verhältnis der Brennweiten bestimmt wird, ergibt sich mit diesen Werten eine geforderte Brennweite des Fangspiegels von -140 mm. Der Abstand beider Spiegel beträgt für eine Aufweitung von kollimiertem Licht 860 mm. Der einzustellende Abstand,

¹⁵Das gilt nur für den Fall, dass der Streuprozess auf der Teleskopachse stattfindet.

der sich aus den vorgegebenen Strahlparametern und den Parametern der tatsächlich gelieferten Teleskopspiegel ergibt, wurde im Folgenden berechnet. Er ist etwas größer als 860 mm, da der Strahl vom Puls laser divergent ist.

Um die Anforderungen zur Interferometriequalität zu gewährleisten, wurden Oberflächengenauigkeiten von $\lambda/10$ bei 632 nm Wellenlänge gefordert. Damit ergibt sich eine Genauigkeit von ca. $\lambda/30$ bei 2 μm Wellenlänge. Weiterhin sind beide Teleskopspiegel mit einer geschützten Goldbeschichtung versehen. Die Verluste bei der Reflexion betragen bei 2 μm Wellenlänge pro Spiegel weniger als 3%. Beide Spiegel sind mit Mikrometerschrauben justierbar. Tab. 6 fasst die Parameter der gelieferten Teleskopspiegel zusammen.

Tabelle 6: Parameter der Teleskopspiegel in der Sende- und Empfangsoptik des Windlidar.

	Hauptspiegel	Fangspiegel
Durchmesser	152 mm	70 mm
freie Apertur	140 mm	56 mm
Brennweite	1003 mm	-142 mm
Mittenabstand	120 mm	0
Typ	parabolisch, konkav	parabolisch, konvex
Material	Zerodur	Zerodur
Beschichtung	geschütztes Gold	geschütztes Gold
Oberflächengenauigkeit bei 632 nm	$\lambda/10$	$\lambda/10$

Das Teleskop als Sender

Der notwendige Abstand der Teleskopspiegel wurde unter der Annahme des folgenden Modells berechnet (s. auch Abb. 16 und 18). Ein Gaußscher Strahl, der sich durch $q_{PL} = q_{out_0} = 346.26 \text{ mm} + i \cdot 42.51 \text{ mm}$ beschreiben lässt und den Laserstrahl vom Puls laser repräsentiert, trifft nach einer Strecke von 1500 mm auf einen konvexen Spiegel mit der Brennweite -142 mm. Anschließend, nach einer variablen Strecke x_1 , trifft der Strahl auf den konkaven Hauptspiegel der Brennweite 1003 mm. Der Polarisationswürfel und die Verzögerungsplatte werden nicht berücksichtigt, da diese Elemente planparallele Oberflächen besitzen und deshalb nur die Strecke von 1500 mm etwas verlängern. Die $ABCD$ -Matrix für dieses Modell lautet:

$$\mathbf{M}_S = \mathbf{M}_f(1 \text{ m})\mathbf{M}_t(x_1)\mathbf{M}_f(-0.142 \text{ m})\mathbf{M}_t(1.5 \text{ m}) . \quad (33)$$

Abb. 19 zeigt die berechnete Rayleighlänge und den Ort der Strahltaile nach dem Teleskop in Abhängigkeit des Abstands der beiden Spiegel. Für den Ort der Strahltaile gilt, dass ein negativer Wert für einen Punkt in der Atmosphäre steht. Diese Werte sind unter der Annahme errechnet, dass die Atmosphäre durch turbulente Effekte den Strahlverlauf nicht verändert. Es ist erkennbar, dass die Rayleighlänge am größten ist, wenn sich die Strahltaile genau am Ort des Hauptspiegels befindet. In diesem Fall ist auch die Divergenz des Laserstrahls am geringsten. Die Streuung an Partikeln in der Nähe der optischen Achse trägt am meisten zum Heterodynempfang bei, deshalb ist der Laserstrahl zu fokussieren. Dieses muss so weit wie möglich vom Teleskop entfernt

erfolgen. Dadurch wird das Signal aus dem Nahbereich unterdrückt, in größerer Entfernung jedoch verstärkt. Nach dem Fokuspunkt nimmt die Heterodyneeffizienz stark ab (Frehlich und Kavaya 1991). Es ist erkennbar, dass zur Fokussierung der Spiegelabstand von 871.15 mm auf 871.35 mm verlängert werden muss. Diese sehr genaue Einstellung kann nicht nachgemessen werden, sondern muss experimentell anhand des gemessenen Heterodynsignals bestimmt werden. Weiterhin ist zu erkennen, dass die maximal erreichbare Entfernung für eine Fokussierung des Laserstrahls mit der vorgegebenen Sendespiegelgröße ca. 2300 m beträgt. Für diesen Fall ist die Rayleighlänge ca. 2500 m und der Durchmesser des Fokuspunkts (der Strahltaille) 8 cm. In Abb. 20 sind der Radius der Strahltaille und der halbe Divergenzwinkel Θ im Bereich eines Teleskopspiegelabstands von 870 bis 872 mm dargestellt. Für die gewählte Entfernung von 871.35 mm beträgt die volle Divergenz des Strahls hinter dem Fokus 0.03 mrad. Dies ergibt sich auch daraus, dass der Laserstrahl mit der Strahltaille von 0.165 mm und einer Divergenz von 7.8 mrad auf einen Strahltaillenradius von 40 mm aufgeweitet wurde. Dies entspricht dem Faktor 240.

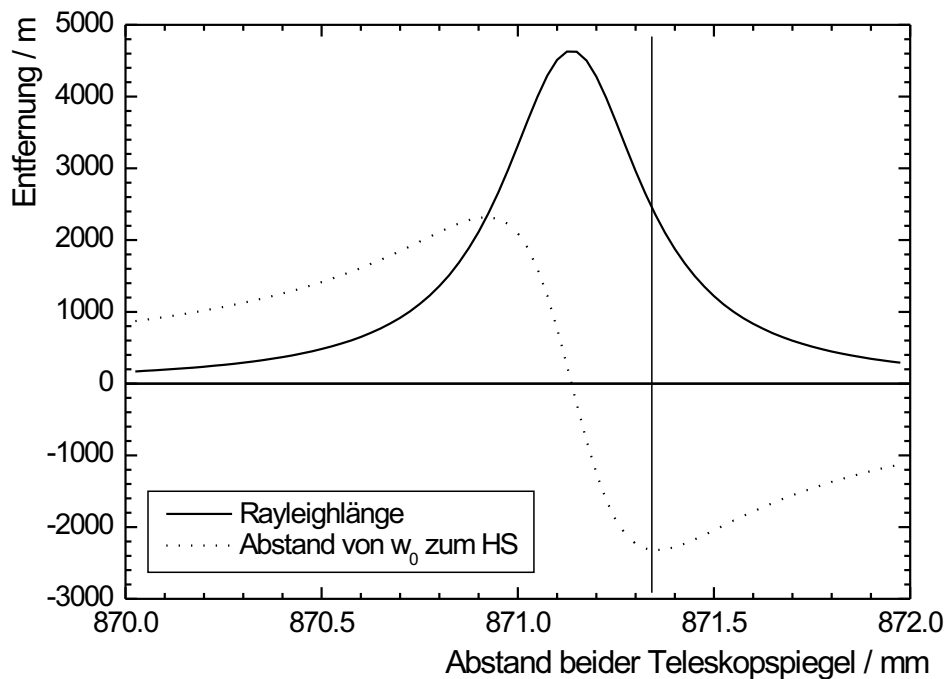


Abbildung 19: Rayleighlänge und Ort der Strahltaille¹⁶ in Abhängigkeit des Abstands der Teleskopspiegel. Verwendet wurden die oben angegebenen Strahl- und Teleskopparameter.

Berücksichtigt wurde hierbei nicht, dass die Atmosphäre in Bezug auf den kleinen Divergenzwinkel einen erheblichen Einfluss hat. Das von Astronomen definierte „Seeing“ beträgt bei uns im Mittel zwei bis drei Bogensekunden. Es gibt an, wie groß die maximale Winkelauflösung bei astronomischen Beobachtungen ist (Malacara und Malacara 1994). Der Winkel entspricht ca. 0.01 mrad. Er liegt damit in dem Bereich der verwendeten Divergenz. Der Einfluss der turbulenten Atmosphäre auf eine heterodyne Lidardetektion wurde bereits ausführlich untersucht

¹⁶Ein negatives Vorzeichen bedeutet „in der Atmosphäre“.

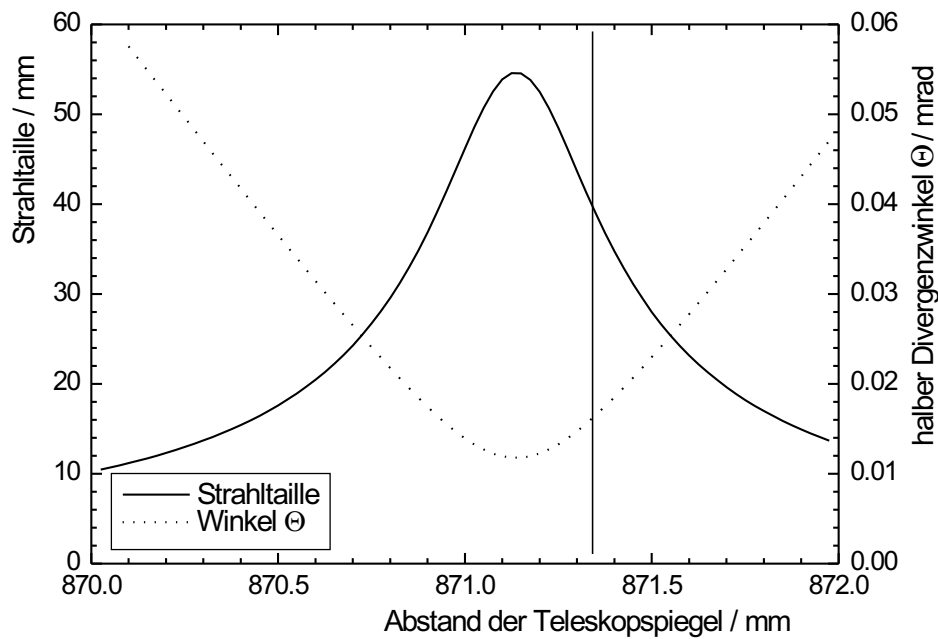


Abbildung 20: Strahltaille und halber Divergenzwinkel Θ in Abhängigkeit des Abstands der Teleskopspiegel.

(Frehlich und Kavaya 1991).

Für den ermittelten Abstand der Teleskopspiegel von 871.35 mm ist in Abb. 21a) der Verlauf des Strahlradius im Sendeteleskop dargestellt. Nach einer Entfernung von 1.5 m nach dem Puls laser wird der Strahl mit einem Radius von etwas über 7 mm im Teleskop auf 55 mm aufgeweitet. Dies ist etwas größer als der oben angenommene Wert von 50 mm mit dem Aufweitungsfaktor sieben, aber für den benutzten Hauptspiegeleradius von 70 mm nicht zu groß. Weiterhin ist in Abb. 21b) der Strahlverlauf in der Atmosphäre dargestellt. Es ist deutlich die Fokussierung bei ca. 2300 m zu erkennen.

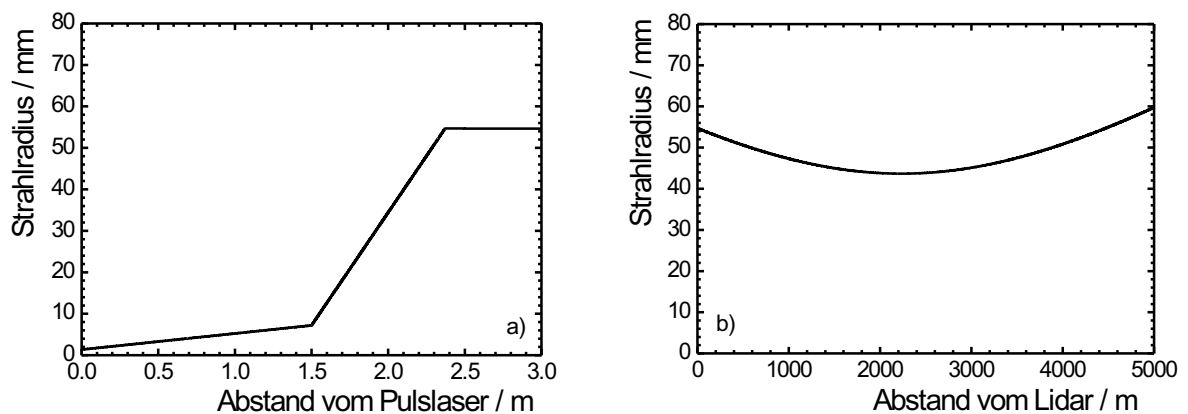


Abbildung 21: Sendestrahilverlauf a) im Sendeteleskop und b) nach dem Teleskop für einen Spiegelabstand von 871.35 mm.

Das Teleskop als Empfänger

Für die Detektion des Heterodynsignals müssen sich, bei der Überlagerung von Rückstreu- und Referenzsignal, beide Strahlen in Durchmesser und Wellenfrontradius gleichen. Dazu wird die lokale Oszillatorstrahlung mit einem Teleskop, bestehend aus zwei Linsen, an die rückgestreute Strahlung angepasst. Zur Berechnung dieses Teleskops wurde die Methode des rückwärtspropagierten Oszillators (BPLO) angewendet (s. Kap. 2.6). Es wurde ein Modell erstellt und mit der $ABCD$ -Matrixmethode berechnet (s. auch Abb. 16): Ein Gaußscher Strahl mit einer Strahltaile von 0.9 mm und einer Strahldefinition von $\underline{q}_{inLO} = -0.6189 \text{ m} + i \cdot 1.2315 \text{ m}$, die durch die Eigenschaften des lokalen Oszillators bestimmt und gegeben war, trifft nach einer Strecke von 900 mm auf die Aufweitungslinse L1 mit der Brennweite f_{L1} . Nach einem variablen Abstand x_2 folgt die Kollimierungslinse L2 mit der Brennweite f_{L2} . Die Strecke von der Linse L2 bis zum Strahlteiler ist 0.2 m. Von dort wird der Strahl \underline{q}_{outLO} nicht durch die Linse und auf den Detektor propagiert, sondern zum Polarisationswürfel und von dort zum Fangspiegel des Teleskops. Bei der Rückwärtspropagation des Strahls am Strahlteiler ist zu beachten, dass die Strahlrichtung invertiert werden muss. Dazu wird der Realteil der Strahldefinition negiert, der Imaginärteil bleibt jedoch erhalten. Die Matrix

$$\mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} 1 & -2\text{Re}(\underline{q}_{outLO}) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (34)$$

vollzieht diese Transformation. Diese Matrix wird im Gegensatz zu den Gaußmatrizen durch die Strahldefinition und nicht durch die optischen Elemente des Systems erzeugt. Nach dem Strahlteiler folgt für den BPLO eine Strecke von 900 mm zum Fangspiegel. Danach passiert der Strahl die Teleskopspiegel mit dem zuvor berechneten Abstand von 871.35 mm. Das optische System zwischen lokalem Oszillator und Strahlteiler wird durch die Matrix

$$\mathbf{M}_{LO} = \mathbf{M}_t(0.2 \text{ m})\mathbf{M}_f(f_{L2})\mathbf{M}_t(x_2)\mathbf{M}_f(f_{L1})\mathbf{M}_t(0.9 \text{ m}) \quad (35)$$

beschrieben. Durch Anwenden dieser Matrix auf \underline{q}_{inLO} erhält man \underline{q}_{outLO} . Für den Strahlverlauf des BPLO vom Strahlteiler durch das Sendeteleskop wird die Matrix

$$\mathbf{M}_{BPLO} = \mathbf{M}_f(1.003 \text{ m})\mathbf{M}_t(0.87135 \text{ m})\mathbf{M}_f(-0.142 \text{ m})\mathbf{M}_t(0.9 \text{ m})\mathbf{M}_i(\underline{q}_{outLO}) \quad (36)$$

auf \underline{q}_{outLO} angewendet und erzeugt \underline{q}_{BPLO} .

In Abb. 22 sind die Rayleighlänge und der Abstand von der Strahltaile des BPLO zum Hauptspiegel in Abhängigkeit vom Abstand der Linsen L1 und L2 dargestellt. Die plankonkave Linse L1 und die plankonvexe Linse L2 haben dafür die Brennweiten -50 mm und $+200 \text{ mm}$. Diese Werte für die Brennweiten erwiesen sich während der Simulation als bestmögliche Auswahl unter Standardlinsen. Die beiden Brennweiten bestimmen den Faktor der Strahlaufweitung und die Länge der Strahlaufweitungsoptik. Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass ein Abstand x_2 zwischen 193 und 194 mm eine Fokussierung des rückwärtspropagierten Strahls in ca. 2300 m hervorruft. Das ist der gleiche Wert wie für den ausgesendeten Laserstrahl. In Abb. 23 ist der Verlauf des Strahlradius des BPLO mit der Entfernung dargestellt. Zum Vergleich ist der Radiusverlauf des Sendestrahls eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass beide Strahlen nahezu dasselbe Streuvolumen überschneiden, womit eine maximale Heterodyneffizienz

erreicht wird.

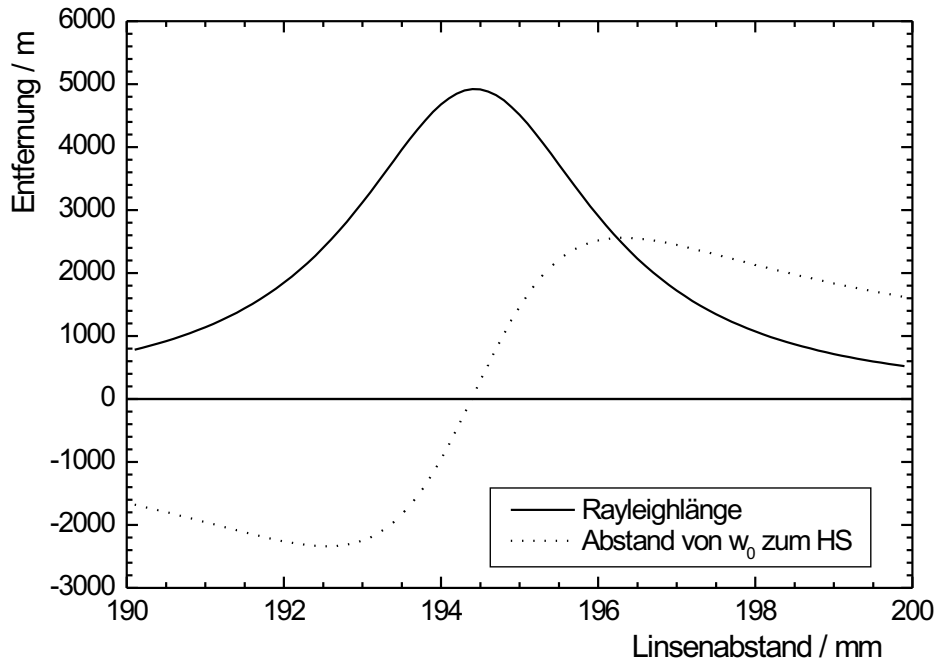


Abbildung 22: Rayleighlänge und Ort der Strahlteile des rückwärtspropagierten lokalen Oszillators in Abhängigkeit des Linsenabstands von L2 und L3.

Der so eingestellte Referenzlaserstrahl $q_{out_{LO}}$ wird durch den Strahlteiler und die Linse L3 auf den Detektor geleitet (s. Abb. 18). Dazu wird der Laserstrahl 100 mm nach dem Strahlteiler durch die Linse L3 mit einer Brennweite von 100 mm propagiert. Die entsprechende Matrix

$$\mathbf{M}_D = \mathbf{M}_f(f_{L3})\mathbf{M}_t(0.1 \text{ m}) \quad (37)$$

wird auf den Strahl $q_{out_{LO}}$ angewendet.

Für das berechnete Aufweitungssteleskop aus L1 und L2 ergibt sich eine Strahlteile der lokalen Strahlung von $17 \mu\text{m}$ in einem Abstand von 89.5 mm hinter der Linse L3. Das bedeutet, dass der Durchmesser des Referenzlaserstrahls, bei dem die Intensität des Gaußstrahls auf $I_0 e^{-2}$ abgefallen ist, auf dem Detektor $34 \mu\text{m}$ unter Annahme idealer Linsen beträgt. Eine Rechnung mit dem Optikprogramm ZEMAX ergab bei Verwendung realer Linsen einen Strahldurchmesser von ca. $40 \mu\text{m}$ im Fokuspunkt. Dieser liegt 89.2 mm hinter der plankonvexen Linse L3. Der Detektor hat eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von $75 \mu\text{m}$. Diese ist somit ausreichend, um mit der beschriebenen Optik das Heterodynsignal zu detektieren. In Tab. 7 sind alle festgelegten Werte aus diesem Abschnitt zusammengefasst.

4.3.2 Weitere optische Elemente

Polarisationswürfel

Der Glan-Taylor-Polarisationswürfel PW (s. Abb. 18) wurde von der Firma Halbo Optics in England geliefert. Es wurde die Variante für Hochleistungslaser ausgewählt, da sie ein Austrittsfenster für den reflektierten Laserstrahl besitzt. Außerdem befindet sich in diesem Typ ein Luftspalt und keine Zementierung zwischen den beiden Oberflächen.

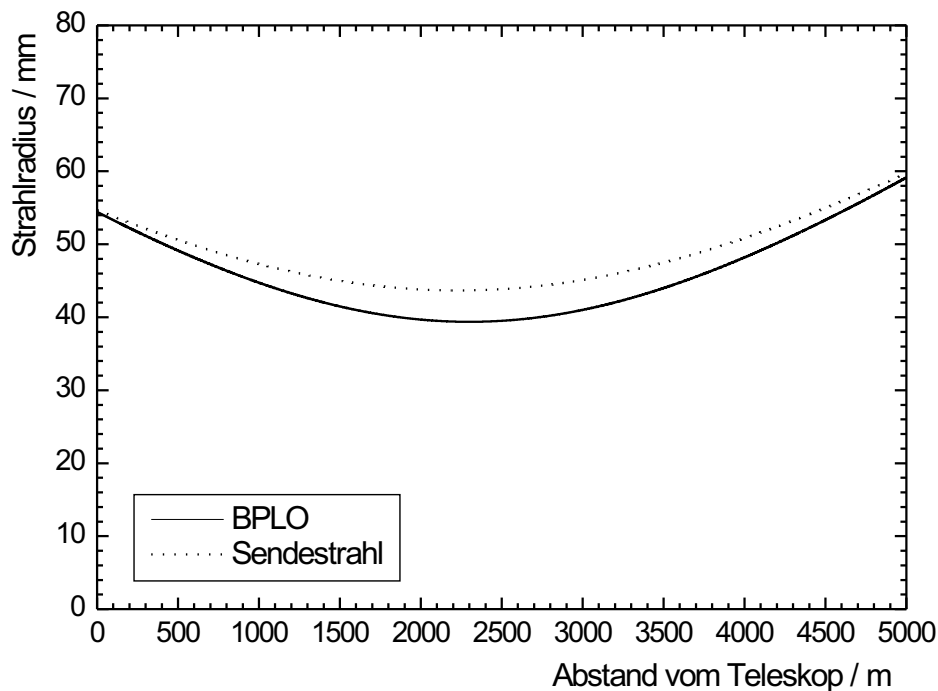


Abbildung 23: Strahlverlauf des BPLO nach dem Teleskop, Vergleich zum Sendestrahl.

Etwaige Absorptionseigenschaften eines Zements brauchen nicht berücksichtigt zu werden. Der angegebene Wellenlängenbereich ist 220 bis 2800 nm. Die Kantenlängen des Polarisationswürfels betragen 20 mm, was für den vorgegebenen Strahldurchmesser ausreichend ist. Die Oberflächengenauigkeit ist mit $\lambda/8$ bei 589 nm angegeben. Die Oberflächen wurden mit einer MgF_2 -Antireflexionsschicht für $2.022 \mu\text{m}$ versehen. Die gesamte Transmission dieses Elements wird vom Hersteller mit 88% angegeben. Bei der Verwendung wurde festgestellt, dass ein Teil des einfallenden Lichts mit der zu transmittierenden Polarisationsrichtung am Luftspalt reflektiert wurde. Dieses reflektierte Licht wies interferenzähnliche Erscheinungen (Streifenbildung) auf, die mit einer Pyrokamera beobachtet wurden. Insgesamt beträgt der Anteil des auf diese Weise reflektierten Lichts ca. 5%. Der Polarisationswürfel wurde in einer Halterung geliefert, die mit einem Adapterring in eine verkippbare Linsenhalterung eingesetzt wurde.

Verzögerungsplatte

Die $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte hat eine freie Apertur von 25 mm. Sie ist ebenfalls für $2.022 \mu\text{m}$ antireflexbeschichtet. Verluste beim Durchgang durch die Verzögerungsplatte waren nicht messbar. Aufgrund der Empfindlichkeit der verwendeten Pyrokamera können sie nur mit kleiner als 0.5% angegeben werden.

Strahlzusammenführung

Die Strahlzusammenführung ST1 ist aus Infrasil gefertigt. Sie wurde, wie auch die antireflexbeschichteten Infrasil-Linsen L1, L2 und L3, von der Firma Lens Optik geliefert. Da diese Strahlzusammenführung (bzw. der Strahlteiler) unter einem Winkel von 45° arbeitet und somit eine größere Fläche erfordert, wurde eine Apertur von 50 mm gewählt. Die Vorderseite der Strahlzusammenführung ist so beschichtet, dass einfallende Strahlung mit senkrechter Polarisation zu 90% reflektiert und zu 10% trans-

Tabelle 7: Zusammenfassung der festgelegten Parameter für die Sende- und Empfangsoptik des Windlidar (s. Abb. 18).

Sender		
Abstand	Pulslaser – FS	1500 mm
	FS – HS	871.35 mm
Empfänger		
Brennweite	L1	–50 mm
	L2	200 mm
	L3	100 mm
Abstand	lokaler Oszillator – L1	900 mm
	L1 – L2	193.5 mm
	L2 – ST1	200 mm
	ST1 – FS	900 mm
	ST1 – L3	100 mm
	L3 – PD1	89.5 mm
Strahldurchmesser auf PD1		34 μm

mittiert wird. So kann der größte Teil des atmosphärischen Rückstreusignals zum Detektor geleitet werden und mit einem ausreichenden Anteil der Strahlung vom lokalen Oszillator überlagert werden. Die Rückseite ist antireflexbeschichtet. Diese Strahlzusammenführung ist ebenfalls in eine justierbare Linsenhalterung gefasst, so dass die Strahlintensität des Rückstreusignals auf dem Detektor maximiert werden kann.

Goldspiegel

Zur Umlenkung der Strahlung von der unteren Ebene sowie zur Einstellung der Überlagerung von Referenz- und Rückstreusignal werden goldbeschichtete Spiegel der Firma Edmund Industrie Optik verwendet. Diese haben eine elliptische Form mit den Abmessungen 27 mm \times 38 mm. Die Oberflächengenauigkeit beträgt $\lambda/8$ bei 632 nm. Die Spiegel sind mit den Halterungen justierbar. Die Verluste betragen pro Spiegel weniger als 3%.

Detektor

Der Photodetektor besteht aus Indium-Gallium-Arsenid. Im Gegensatz zu Standard-InGaAs-Photodioden wurde die Wellenlängempfindlichkeit bis 2.2 μm erweitert. Diese Detektoren wurden von der Firma Polytec bezogen. Sensors Unlimited Inc. war der Hersteller. Die aktive Fläche hat einen Durchmesser von 75 μm . Die Empfindlichkeit bei 2 μm Wellenlänge beträgt ca. 1 AW^{-1} . Bei einer angelegten Rückwärtsspannung von –1 V beträgt der Dunkelstrom ca. 1 μA und die Kapazität der Raumladungszone 3 pF.

4.3.3 Verluste bei der Transmission durch die Optik

Die Gesamttransmission des optischen Aufbaus für die Sende- und Empfangsoptik des Windlidar, die sich bei der Reflexion bzw. bei der Transmission an den einzelnen optischen Elementen ergibt, setzt sich wie in Tab. 8 dargestellt zusammen. Es ist ersichtlich, dass die Energie des Pulslaserstrahls zu 75% in die Atmosphäre gesendet wird.

Das Rückstreusignal wird bei der Transmission durch den Empfangsweg auf 70% abgeschwächt. Diese Werte liegen innerhalb der oben vorgegebenen Anforderungen an das System.

Tabelle 8: Reflektivitäten und Transmission der einzelnen Elemente in der Sende- und Empfangseinheit des Windlidar (vgl. Abb. 16 und 18).

Sendeweg		Empfangsweg	
2 Goldspiegel	$0.97 \cdot 0.97$	Goldspiegel (SP3)	0.97
Polarisationswürfel	0.88	2 Teleskopspiegel	$0.97 \cdot 0.97$
Verzögerungsplatte	0.995	Verzögerungsplatte	0.995
2 Teleskopspiegel	$0.97 \cdot 0.97$	Polarisationswürfel	0.88
Goldspiegel (SP3)	0.97	Strahlteiler ST1	0.9
		Linse L3	0.97
insgesamt	0.75		0.70

4.4 Justierung

Für ein heterodynes Lidarsystem ist eine sehr gute und stabile Justierung erforderlich. Aus diesem Grund wurden für die Teleskopspiegel Halterungen mit Mikrometerschrauben ausgewählt. Alle anderen optischen Elemente wurden auf „Pillar Posts“ (25 mm dicke Stäbe aus Edelstahl) der Firma Newport gehalten und in gut justierbaren und stabilen Fassungen positioniert.

Zur Justierung wurde sowohl der Abstand der beiden Teleskopspiegelachsen auf 120 mm als auch der Abstand der Spiegel zueinander auf 871 mm eingestellt. Dann wurde die Achse des Fangspiegels parallel zum optischen Tisch in einer Höhe von 130 mm ausgerichtet. Dazu wurde ein Justierlaser, dessen Strahl auf den Spiegelmittelpunkt gerichtet war, und die Justiereinrichtung des Fangspiegels verwendet. Der Justierlaser wurde auf einem Verschiebetisch so aufgebaut, dass er sich quer zur Spiegelachse bewegen ließ. Nach Ausrichtung des Fangspiegels wurde der Justierlaser quer zur Achse um 16 mm Richtung Hauptspiegelachse verschoben. Dieser Wert ergab sich aus Strahlensatzbetrachtungen. Die wirkliche Verschiebung erfolgte genau so lange, bis der Justierlaserreflex vom Fangspiegel die Mitte des Hauptspiegels erreichte. Danach wurde der Hauptspiegel so ausgerichtet, dass der erneute Reflex an diesem genau parallel zum Strahl war, der auf den Fangspiegel auftraf. Damit waren die beiden Teleskopspiegel zueinander justiert. Die wirkliche Einstellung des Längsabstands der Spiegel erfolgte mit Autokollimation. Dazu wurde anstelle des Justierlasers der Puls laserstrahl vom Teleskop aufgeweitet. Dieser wurde mit zwei Planspiegeln auf die Sendeachse eingestellt. Der aufgeweitete Strahl wurde anschließend mit einem großen Planspiegel, der sich hinter dem Teleskop befand, wieder durch das Teleskop zurück gesendet. Der Planspiegel wurde dabei etwas verkippt, um die zurückreflektierte Strahlung von der einfallenden Strahlung zu separieren. Das Kriterium für einen parallel ausgesendeten Laserstrahl¹⁷ war, dass die durch dieselbe Optik zurückreflektierte Strahlung die gleichen Strahlparameter wie die ursprünglich aufzuweitende Strahlung hat, was mit einer

¹⁷Die Strahltaile ist dazu am Teleskopspiegel.

Pyrokamera überprüft werden konnte. Die dabei auftretenden Divergenzwinkel, die bei einem falschen Spiegelabstand entstanden wären, wurden durch zweifaches Durchlaufen des Teleskops verdoppelt. Dadurch ließ sich die Einstellung, bei der sich die Strahltaile des ausgehenden Strahls genau am Hauptspiegel befand, sehr genau vornehmen. Soll das Teleskop den Laserstrahl aber in 2.3 km Entfernung fokussieren, muss, wie in Abb. 19 zu sehen, der Abstand beider Spiegel um 0.2 mm vergrößert werden. Dieses geschah mit einer Mikrometerschraube.

Als nächstes wurden der Polarisationswürfel und die $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte im Strahlengang positioniert. Der Polarisationswürfel musste wegen seiner Konstruktion unter einem Winkel von ca. 5° eingesetzt werden. Zur Einstellung des Winkels wurde das Profil des transmittierten Laserstrahls mit einer Pyrokamera beobachtet und durch Verkippen des Würfels dem bestmöglichen Gaußprofil angepasst.

Anschließend wurde die Verzögerungsplatte eingesetzt. Die optische Achse dieser Verzögerungsplatte musste mit der ausgesendeten Polarisationsrichtung einen Winkel von 45° einschließen. Zur Einstellung wurde erneut die ausgesendete Strahlung mit einem Planspiegel durch Teleskop, Verzögerungsplatte und Polarisationswürfel zurückreflektiert und der im PW reflektierte Anteil durch Drehen des $\lambda/4$ -Plättchens maximiert.

Im Folgenden wird die Justierung zur heterodyn Überlagerung beschrieben. Die Entwicklung der Sende- und Empfangseinheit erfolgte parallel zu den Arbeiten am Puls-laser. Diese wurden noch nicht vollständig abgeschlossen, so dass die Einstellung zur heterodyn Überlagerung vor Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht möglich war. Die Schritte dazu sind von Rahm (Rahm et al. 1999) beschrieben und werden hier zur Vervollständigung der Justierungsbeschreibung in leicht veränderter Form angegeben. Dieser Teil der Justierung ist im Übrigen als kritischste Einstellung in der gesamten Sende- und Empfangseinheit des Windlidar anzusehen. Die Schritte verlaufen wie folgt:

1. Bei ausgeblendetem lokalem Oszillator wird der Detektor so positioniert, dass das atmosphärische Signal ein Maximum erreicht. Da dieses Signal bei der Rückstreuung an Partikeln sehr klein ist, wird der ausgesendete Laserstrahl z.B. auf ein festes Ziel (Schornstein, Funkturm) gerichtet. Der Detektor besitzt dazu einen Signalausgang für niedrige Frequenzen sowie für ein Gleichstromsignal.
2. Es wird eine Irisblende vor der Linse L3 positioniert. Sie wird dabei in Ort und Größe an die rückgestreute Strahlung angepasst.
3. Der Strahl des lokalen Oszillators wird mit den Goldspiegeln (SP) so eingestellt, dass auf dem Detektor ein maximales Heterodynsignal und gleichzeitig ein maximales lokales Oszillatorsignal messbar ist.

Der kritischste Parameter ist die Parallelität von Rückstreusignal und lokalem Signal hinter der Strahlzusammenführung. Nach Simulationen von Rahm (Rahm et al. 1999) wird durch eine Abweichung von 0.1° das Heterodynsignal um 8 dB und bei einer Abweichung von 0.2° um 36 dB gedämpft. Dies wird dadurch hervorgerufen, daß eine Winkeländerung vor der Linse eine Verschiebung des Fokuspunkts hinter der Linse bewirkt. In diesem Fall werden Referenz- und Rückstreustrahlung neben der Detektorfläche abgebildet. Ein Versatz der beiden Strahlen wirkt sich nicht so kritisch auf die Heterodyneffizienz aus.

5 Messungen

In diesem Kapitel werden zur Veranschaulichung der Möglichkeiten des Mini-Ramanlidar Messungen mit dem System vorgestellt. Als erstes wird dargestellt, wie die Überlappungsfunktion des Systems experimentell bestimmt wurde. Es folgen eine winterliche und eine sommerliche Messung zur Beobachtung von Grenzschichtentwicklungen sowie Rückstreu- und Extinktionsmessungen, die im November und Dezember 2002 durchgeführt wurden. Eine Vergleichsmessung zwischen dem Lidar, einem DOAS-System und einem Nephelometer wird diskutiert.

5.1 Experimentelle Bestimmung der Überlappungsfunktion des Mini-Ramanlidar

Zur Auswertung von Messungen muss die in Kap. 2.2 eingeführte Überlappungsfunktion bestimmt werden. Mit ihr können die Lidarsignale, die aus geringen Entfernungen erhalten werden, korrigiert werden. Bei der Anwendung der Klettmethode zur Ermittlung des Partikel-Rückstreukoeffizienten und der Ramanmethode zur Bestimmung des Partikel-Extinktionskoeffizienten ist es damit möglich, auch Werte für die optischen Parameter im Nahbereich zu erhalten.

Die Messungen wurden am Abend des 6.11.2002, einem Tag mit einer niedrigen Grenzschichthöhe und geringer Partikelkonzentration, durchgeführt. Die vom Sonnenphotometer ermittelte optische Dicke bei 550 nm betrug tagsüber 0.24 ± 0.02 . Es wurde unter einem Zenitwinkel von 0° gemessen. In Abb. 24a) sind die überlappungsbehaftete Klett- und die überlappungsfreie Ramanlösung für den Partikel-Rückstreukoeffizienten β^P dargestellt. Es ist die planetare Grenzschicht mit einem konstanten Partikelrückstreukoeffizienten von $(3.8 \pm 0.2)10^{-3} \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$ bis zu einer Höhe von ca. 300 m zu erkennen. Darüber fällt der Partikelrückstreukoeffizient bis 800 m auf Werte nahe null ab. In noch größeren Höhen ist keine relevante Partikelrückstreuung zu beobachten. Am 6.11. ist bis zu einer Höhe von ca. 500 m ein Unterschied durch den Überlappungseinfluss zwischen Klett- und Ramanlösung zu erkennen. Erst ab ca. 1.5 km Entfernung ist kein Unterschied der beiden Profile feststellbar.

Mit der in Kap. 2.4 vorgestellten Ramanmethode zur Bestimmung der Überlappungsfunktion ergibt sich die in Abb. 24b) dargestellte Funktion. Es ist ersichtlich, dass, wie vermutet, bei 500 m der Überlappungseinfluss noch merklich ist. Allerdings ist die Funktion ab hier schon größer als 0.8. Auch der Anstieg der Überlappungsfunktion ist hier, im Vergleich zu unter 500 m Höhe, sehr gering. Dies ermöglicht eine Korrektur der gemessenen Lidarsignale mit der hier bestimmten Überlappungsfunktion ab mindestens 400 – 500 m Entfernung mit einem Fehler von weniger als 5%. Vollständig erreicht wird die Überlappung von eins aber erst bei ca. 1500 m.

In Abb. 25 sind zum Vergleich die am 6.11.2002 gemessene Überlappungsfunktion sowie ausgewählte berechnete Überlappungen, die in Kap. 3.3 bestimmt wurden, dargestellt. Bei der berechneten Entfernung z_1 beginnt auch die experimentell ermittelte Überlappung. Danach ist aber ein flacherer Anstieg als der zuvor berechnete sichtbar. Die Entfernungen z_2 bis z_4 stimmen nicht zufriedenstellend mit der gemessenen Überlappungsfunktion überein. Mögliche Ursachen für die Abweichung sind eine nicht genaue Einstellung des Winkels ε_{opt} zwischen Sendestrahle und Empfangsteleskopachse, eine ungenaue Einstellung des Durchmessers und der Position der Irisblende sowie die Abwei-

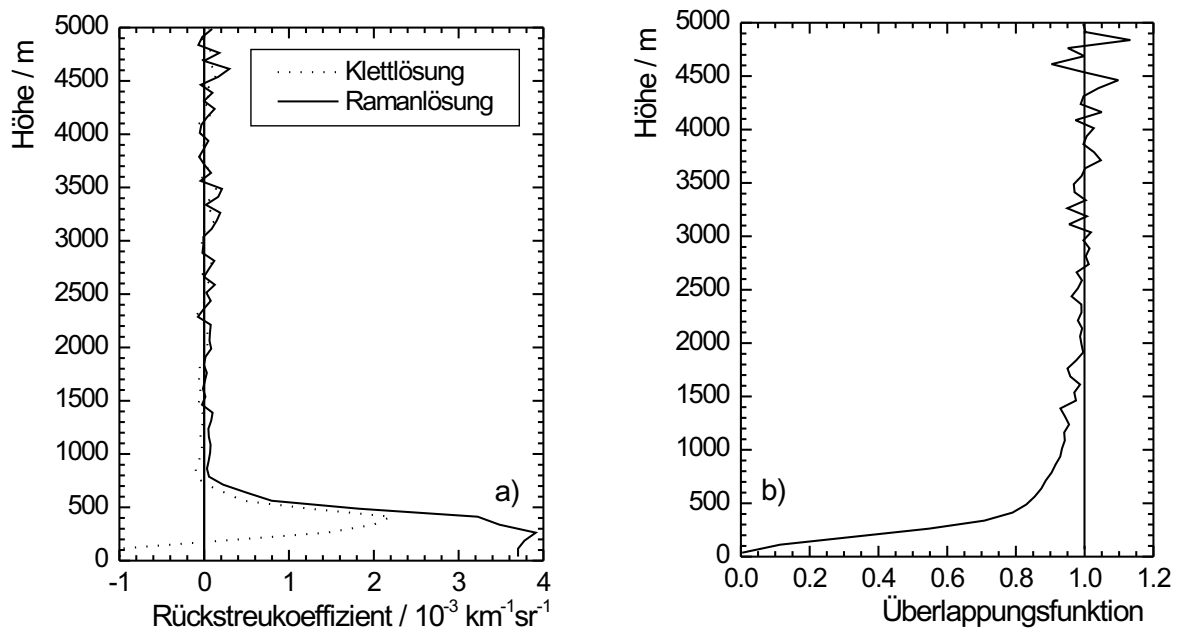


Abbildung 24: Überlappungsmessung vom 6.11.2002, a) das mit Klett- und Ramanmethode ermittelte Rückstreuprofil und b) ermittelte Überlappungsfunktion, Auflösung: 75 m, 40 min.

chung des Laserstrahlprofils von der angenommenen Gaußform. Abb. 15 lässt vermuten, dass der eingestellte Winkel ε_{opt} nicht groß genug war. Die Abweichung der experimentell bestimmten Überlappungsfunktion von der berechneten ist nicht ungewöhnlich und wird auch bei anderen Systemen beobachtet (Wandinger und Ansmann 2002). Dieser Vergleich zeigt die Notwendigkeit der experimentellen Bestimmung der Überlappungsfunktion, damit die Lidarsignale für geringe Entfernungen korrigiert werden können.

5.2 Messbeispiele

Abb. 26 zeigt eine Lidarmessung der winterlichen Grenzschichtentwicklung am 11.12.2002 in Leipzig. Das Minilidar war dazu unter einem Elevationswinkel von 23° aufgestellt, damit der durch die Überlappung beeinflusste Höhenbereich klein gehalten wird. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung des entfernungskorrigierten elastischen Lidarsignals. Rote Farben bedeuten hierbei ein höheres Signal, blaue Farben stehen für ein geringeres Signal. Unterhalb von etwa 100 m wird deutlich der Überlappungseinfluss sichtbar, denn dort ist das elastische Rückstreusignal stark unterdrückt. Zwischen 9.20 Uhr und 10.30 Uhr sowie zwischen 10.45 Uhr und 11.30 Uhr wurde die Messung unterbrochen. An diesem Tag betrug die Bodentemperatur -7°C , der Luftdruck 1030 hPa und die relative Luftfeuchtigkeit 80%. Es ist zu erkennen, dass die planetare Grenzschicht um 9.00 Uhr UTC ca. 200 m hoch war, während zur Zeit der höchsten Sonneneinstrahlung gegen 13.00 Uhr UTC die Grenzschichthöhe auf etwas über 300 m angestiegen war.

Zum Vergleich ist in Abb. 27 die sommerliche Grenzschichtentwicklung vom 4.9.2003 dargestellt. Die Messung erfolgte unter einem Elevationswinkel von 87° . Die Bodentemperatur betrug 19°C , der Luftdruck 1028 hPa und die relative Luftfeuchte 65%. Die Grenzschichtentwicklung fand unter einer geschlossenen Wolkendecke (rote Be-

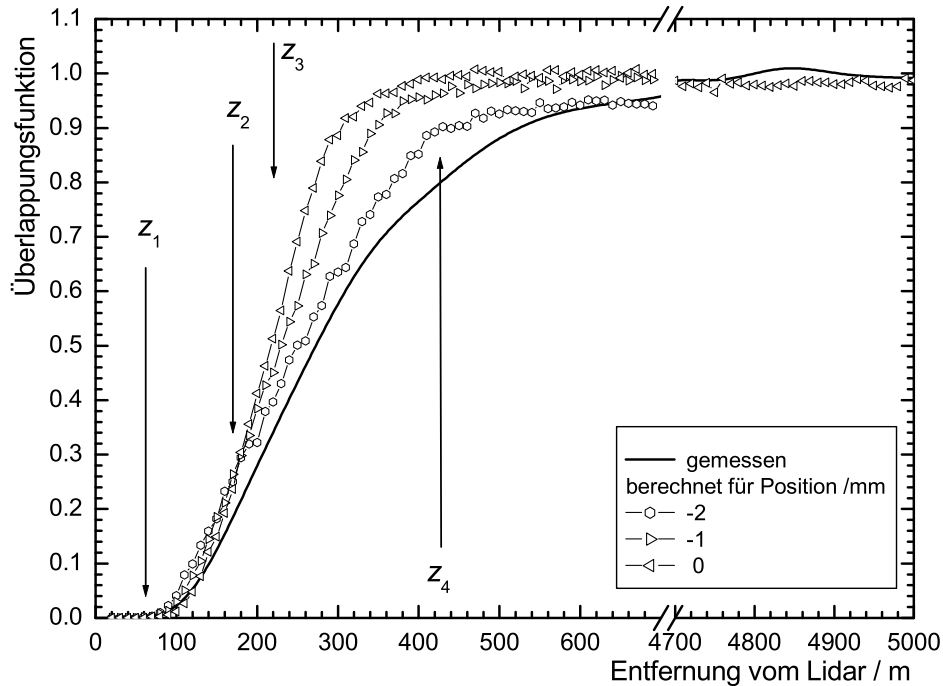


Abbildung 25: Vergleich der gemessenen Überlappungsfunktion vom 6.11.2002 mit den berechneten Überlappungsfunktionen für verschiedene Blendenpositionen (Abweichung von der Teleskopbrennweite f_T). Zusätzlich sind die berechneten Entfernungen $z_1 - z_4$ aus Kap. 3.3 angegeben.

reich zwischen 1300 und 1800 m) statt. Von oberhalb der Wolkendecke wurde kein Rückstreusignal empfangen, da der Laserstrahl die Wolken nicht durchdringen konnte. Kurz vor 8.00 Uhr UTC begann durch Konvektion die Entwicklung der Grenzschicht. Um ca. 9.30 Uhr UTC bildeten sich durch Aufsteigen von Luft konvektive Wolken an der Grenzschichtoberkante in etwa 1000 m Höhe, die der Laserstrahl nicht durchdrang. Um ca. 11.30 Uhr UTC erreichte die Grenzschichtoberkante die Wolkendecke in 1500 m Höhe über dem Boden. Die beiden Messungen zeigen, dass das Mini-Lidar für Beobachtungen von Grenzschichtentwicklungen geeignet ist.

Eine quantitative Aussage über die Partikeleigenschaften kann aus Abb. 28 abgeleitet werden. Hierbei ist für einen ähnlichen Zustand der Atmosphäre wie am 11.12.2002 und die gleiche Messanordnung in a) das vertikale Profil des Partikelrückstreukoeffizienten $\beta^P(z)$ und in b) des Partikelextinktionskoeffizienten $\alpha^P(z)$ bei der Wellenlänge von 532 nm dargestellt. Hierzu wurden die Messdaten über eine Stunde gemittelt. Der Überlappungseinfluss ist durch Anwenden der Ramanmethode für den Rückstreukoeffizienten nicht vorhanden. Es ist ebenfalls eine Grenzschichthöhe von ca. 300 m zu erkennen. Innerhalb der gut durchmischten Grenzschicht ist der Rückstreukoeffizient konstant bei $0.010 \text{ km}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Weiterhin sind bei 1000 m und 1400 m abgehobene Schichten erkennbar. Da das Extinktionsprofil hauptsächlich durch Ableitung einer vom inelastischen Lidarsignals bestimmten Größe ermittelt wird [s. Gl. (9)], sind die Ungenauigkeiten größer als beim Rückstreuprofil. Zusätzlich ist der Extinktionskoeffizient in geringer Höhe stark durch die Überlappung beeinflusst. Für den Vergleich mit den säulenintegrierten Werten eines Sonnenphotometers wurde das Profil des Extinktionskoeffizienten unterhalb von 200 m als konstant angenommen. Das ist sinnvoll, da auch der Rückstreukoeffizient in diesem Bereich konstant ist. Die Integration des Ex-

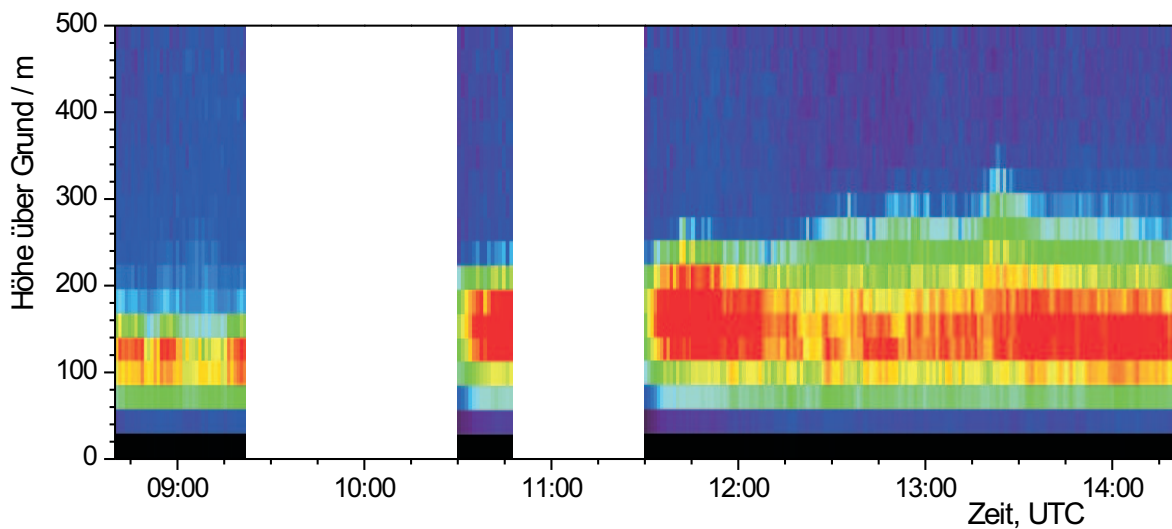


Abbildung 26: Entwicklung einer winterlichen Grenzschicht über Leipzig am 11.12.2002, entfernungskorrigiertes Signal bei 532 nm, Auflösung: 30 m, 60 s.

tinktionsprofils zwischen Boden und 1600 m ergibt einen Wert für die aerosoloptische Dicke von 0.14 ± 0.01 . Das stimmt sehr gut mit den Messdaten eines Sonnenphotometers überein, das bei 500 nm auch eine optische Dicke von 0.14 ermittelte.

Im November 2002 wurde eine Messkampagne zusammen mit einem DOAS und einem Nephelometer durchgeführt. Dazu wurde mit dem Mini-Ramanlidar entlang der DOAS-Strecke gemessen, um zum Vergleich ähnliche Luftvolumina zu beobachten. Das DOAS-System untersucht die Absorption von Licht durch Gase für verschiedene Wellenlängen auf einer durch das System und einen Retroreflektor vorgegebenen Strecke. Es kann zusätzlich Partikelextinktionswerte bei verschiedenen Lichtwellenlängen ermitteln, wenn eine Referenzstrecke vorhanden ist (Müller 2001). Mit dem Lidar und dem DOAS wurden Partikelextinktionskoeffizienten ermittelt, wobei die Werte mit dem Lidar entfernungsaufgelöst und mit dem DOAS über die gesamte Messstrecke integriert erhalten werden. Das Nephelometer bestimmt dagegen die Streuung an den Partikeln in der vom Dach des IfT angesaugten Luft. Der Anteil der Lichtschwächung, der durch die Absorption von den Partikeln entsteht, wird mit dem Nephelometer nicht erfasst. Deshalb sind die damit erhaltenen Werte erwartungsgemäß stets geringer. Die betrachtete Wellenlänge betrug, im Gegensatz zum Lidar, beim DOAS und beim Nephelometer 550 nm.

Der Vergleich zwischen den Ergebnissen, erhalten mit dem Mini-Lidar, dem DOAS und dem Nephelometer ist in Abb. 29 dargestellt. Dazu sind über der Zeit die ermittelten Extinktions- bzw. Streukoeffizienten, die mit den Messsystemen bestimmt wurden, dargestellt. Im oberen Teil ist zusätzlich die relative Feuchte der Luft angegeben. Die Werte für den Extinktionskoeffizienten aus den Lidarmessungen wurden durch Mittelung entlang der DOAS-Strecke erhalten. Es ist zu erkennen, dass die Messwerte von Lidar und DOAS sehr gut übereinstimmen. Die Schwankungen in den DOAS-Messungen sind durch die Turbulenz in der Atmosphäre zu erklären, wodurch der DOAS-Lichtstrahl den Reflektor nicht immer zuverlässig trifft. Die Werte, die vom Nephelometer für die Streuung an den Partikeln ermittelt wurden, sind wie erwartet stets kleiner als die

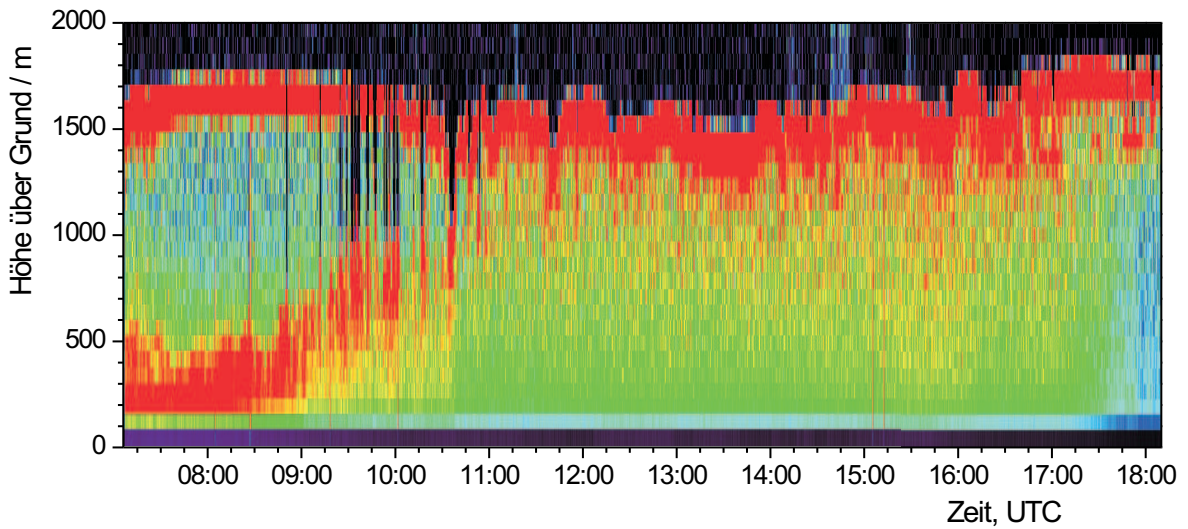


Abbildung 27: Entwicklung einer sommerlichen Grenzschicht unter einer geschlossenen Wolkendecke über Leipzig am 4.9.2003, entfernungskorrigiertes Signal bei 532 nm, Auflösung: 75 m, 10 s.

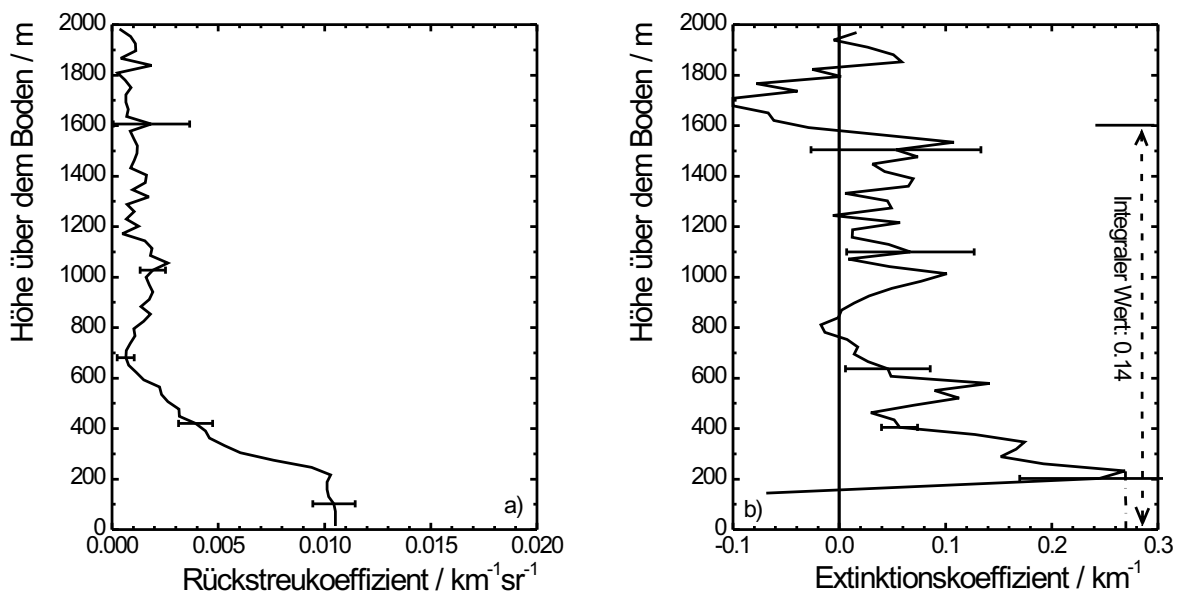


Abbildung 28: Bestimmung von a) Partikelrückstreu- und b) Partikelextinktionskoeffizienten am 10.12.2002, Auflösung: 60 m, 60 min für Rückstreu- und Extinktionskoeffizient, 60 m bis 250 m Höhe, 120 m zwischen 250 und 600 m Höhe, 240 m über 600 m Höhe, 60 min für Extinktionskoeffizient.

Extinktionswerte. Weiterhin ist erkennbar, dass bei hoher relativer Luftfeuchte (14. und 15. November) die Abweichung zwischen den direkt in der Atmosphäre messenden Systemen und dem Nephelometer, das die zu untersuchende Luft ansaugt, größer ist. Das liegt daran, dass beim Ansaugen in das Gerät die Partikel getrocknet werden und dabei an Größe verlieren. Bei einer geringeren relativen Luftfeuchte als 70% (12. und 18. November) wirkt sich dieser Effekt weniger stark aus.

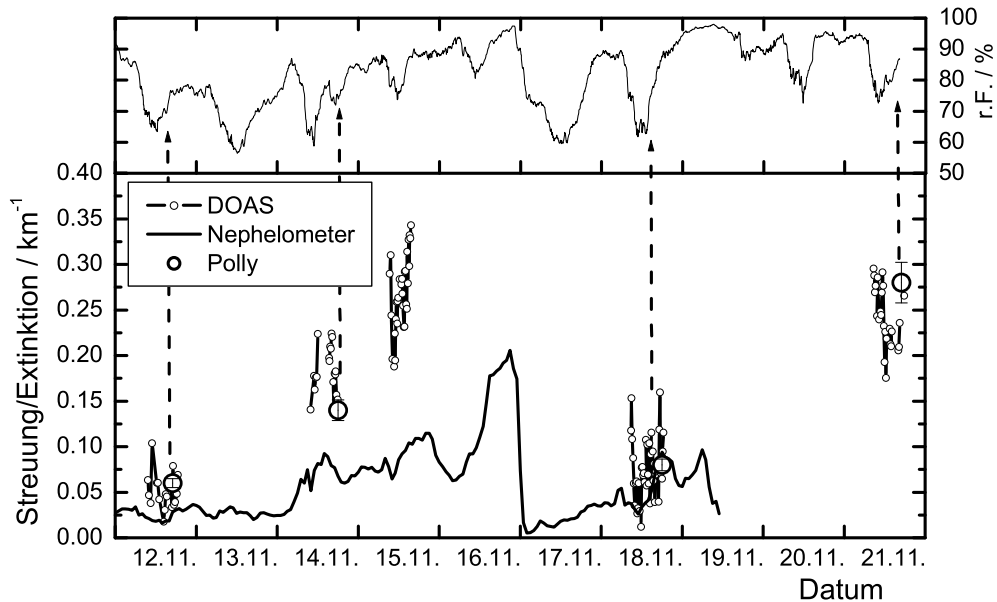


Abbildung 29: Vergleich der Extinktionskoeffizienten, erhalten mit dem Mini-Ramanlidar „Polly“ und einem DOAS, sowie der Streukoeffizienten, erhalten durch Messungen mit einem Nephelometer, während einer Messkampagne im November 2002. Die relative Feuchte ist im oberen Teil dargestellt.

6 Zusammenfassung

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand in der Entwicklung der Optik eines kleinen Ramanlidar und in der Konzeption und dem Aufbau einer kombinierten Sende- und Empfangseinheit für das Windlidar des IfT. In der Einleitung wurde die Notwendigkeit der Erforschung von Partikeleigenschaften und -transport dargelegt. In Kap. 2 wurden die verwendeten Methoden der Lidartechnik erläutert und Definitionen für weitere Berechnungen gegeben.

Unter Berücksichtigung von vorgegebenen Bedingungen und Anforderungen wurde für das Mini-Ramanlidar der optische Aufbau festgelegt und fertiggestellt. Die dazu durchgeführten theoretischen Überlegungen umfassten die notwendigen Parameter der optischen Elemente und die Diskussion zur späteren Überlappungsfunktion des Lidar. Es folgte die Charakterisierung der einzelnen Elemente sowie der Aufbau und die Justierung des Systems. Messungen mit dem System, in denen gezeigt werden konnte, dass es möglich ist, die planetare Grenzschichthöhe, Rückstreu- und nachts auch Extinktionskoeffizienten zu bestimmen, wurden durchgeführt. Weiterhin konnte mit diesen Messungen die Überlappungsfunktion experimentell bestimmt und ein Vergleich mit der berechneten Funktion durchgeführt werden. Dabei zeigte sich die Notwendigkeit, die Überlappungsfunktion experimentell zu bestimmen, damit diese zur Korrektur der Lidarsignale verwendet werden kann. Mit der gemessenen Überlappungsfunktion ist es möglich, die Lidarsignale bis auf eine Minimalentfernung von 400 bis 500 m ohne einen größeren Fehler als 5% zu korrigieren. In einer Messkampagne mit einem DOAS-System und einem Nephelometer konnte gezeigt werden, dass die ermittelten Extinktionswerte mit dem Mini-Ramanlidar in guter Übereinstimmung zu den Messwerten der anderen Instrumente stehen.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschäftigte sich mit der Konzeption der kombinierten Sende- und Empfangseinheit für ein Windlidar. Dazu wurden zunächst die Übergabeparameter der Strahlungserzeugung analysiert und daraus Anforderungen an die zu entwerfende Optik abgeleitet. Weiterhin wurde der Einfluss verschiedener Faktoren auf die Heterodyneeffizienz diskutiert. Mit diesen Vorgaben und weiteren Berechnungen zum Strahlverlauf im System konnten die optischen Komponenten spezifiziert und beschafft werden. Daraufhin wurden die Eigenschaften der einzelnen Elemente untersucht. Es folgte der Aufbau dieser Elemente auf dem optischen Tisch des Windlidar. Die Justierung erfolgte soweit wie zum derzeitigen Stand der Entwicklung des Gesamtsystems möglich. Eine endgültige Justierung des Systems kann erst dann vorgenommen werden, wenn der Puls laser vollständig funktioniert. Wird dessen Aufbau noch verändert, muss eventuell die Berechnung zum Teleskopspiegelabstand wiederholt und die exakte Anpassung des lokalen Oszillators an das Rückstreusignal durchgeführt werden. Die dazu notwendigen Arbeitsblätter für das Computeralgebrasystem Maple sind vorhanden und können leicht modifiziert werden.

Abschließend lässt sich sagen, dass es aufbauend auf das im IfT vorhandene Lidarwissen möglich war, ein kleines, transportables und weitgehend automatisiertes Zwei-Kanal-Ramanlidar zu entwickeln. Dieses kann die Rückstreueigenschaften atmosphärischer Partikel ermitteln und nachts zusätzlich den Partikelextinktionskoeffizienten angeben. Ab 2004 wird dieses Lidar kontinuierliche Beobachtungen der Atmosphäre auf dem Dach des IfT durchführen, erhebliche Informationen sammeln und hilfreiche Unterstützung bei der Einsatzplanung der großen Lidarsysteme, deren Betrieb kosten-

und personalintensiv ist, leisten. Die weiterhin entwickelte Sende- und Empfangsoptik stellt eine wesentliche Komponente für das Windlidar des IfT dar. Damit wurden die Voraussetzungen geschaffen, möglichst bald nach dem Zusammenstellen der noch fehlenden Komponenten des Windlidar, Laser (Žeromskis 2003) und Datenerfassung (Rhone 2003), einen Beitrag zur Erforschung der turbulenten Partikelaustauschprozesse zwischen planetarer Grenzschicht und freier Troposphäre zu leisten.

Literatur

- Althausen et al. 2000** ALTHAUSEN, D. ; MÜLLER, D. ; ANSMANN, A. ; WANDINGER, U. ; HUBE, H. ; CLAUDER, E. ; ZÖRNER, S.: Scanning 6-Wavelength 11-Channel Aerosol Lidar. In: *J. Atmos. and Oceanic Technol.* 17 (2000), S. 1469–1482
- Ansmann et al. 1992** ANSMANN, A. ; RIEBESELL, M. ; WANDINGER, U. ; 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.* 29 (1992), S. 3266–3272
- Ansmann et al. 2002** ANSMANN, A. ; WANDINGER, U. ; WIEDENSOHLER, A.: Lindenber Aerosol Characterisation Experiment 1998 (LACE 98): Overview. In: *J. Geophys. Res.* 107 (2002), S. 8129–8140
- Bass et al. 1995** BASS, M. ; STRYLAND, E. W. ; WILLIAMS, D. R. ; WOLFE, W. L.: *Handbook of Optics*. Bd. II. McGraw-Hill Inc., 1995
- Bösenberg et al. 2001** BÖSENBERG, J. et al.: EARLINET: A European Aerosol Research Lidar Network. In: *Laser remote sensing of the atmosphere. Selected papers of the 20th International Laser Radar Conference* (2001), S. 155–158
- Clauder 1996** CLAUDER, E. W.: *Konzeption und Aufbau einer Strahlseparationseinheit für ein Mehrwellenlängenlidar*, Universität Leipzig, Diplomarbeit, September 1996
- Fernald 1984** FERNALD, F. G.: Analysis of atmospheric lidar observations: some comments. In: *Appl. Opt.* 23 (1984), S. 652–653
- Frehlich und Kavaya 1991** FREHLICH, R. ; KAVAYA, M. J.: Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence. In: *Appl. Opt.* 30 (1991), S. 5325–5352
- Grund et al. 2001** GRUND, C. J. ; BANTA, R. M. ; GEORGE, J. L. ; HOWELL, J. N. ; POST, M. J. ; RICHTER, R. A. ; WEICKMANN, A. M.: High-Resolution Doppler Lidar for Boundary Layer and Cloud Research. In: *J. Atmos. and Oceanic Technol.* 18 (2001), S. 376–393
- Herzberg 1950** HERZBERG, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure*. Bd. I. 2nd edition. Krieger Publishing Company, 1950
- Houghton et al. 2003** HOUGHTON, J. T. ; DING, Y. ; GRIGGS, D. J. ; NOGUER, M. ; LINDEN, P. J. d. *IPCC - Intergovernmental Panel on Climate Change, Climate Change 2001: The Scientific Basis, Summary for Policymakers*. URL http://www.grida.no/climate/ipcc_tar/wg1/pdf/WG1_TAR-FRONT.PDF. Download Sep. 2003
- Klett 1981** KLETT, J. D.: Stable analytical inversion solution for processing lidar returns. In: *Appl. Opt.* 20 (1981), S. 211–220
- Klett 1985** KLETT, J. D.: Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. In: *Appl. Opt.* 24 (1985), S. 1638–1643

- Korb et al. 1992** KORB, C. L. ; GENTRY, B. ; WENG, C.: The edge technique – Theory and application to the lidar measurement of atmospheric winds. In: *Appl. Opt.* 31 (1992), S. 4202–4213
- Korsch 1991** KORSCH, D.: *Reflective Optics*. Academic Press Inc., 1991
- Kutter 1953** KUTTER, A.: *Der Schiefspiegler. Ein Spiegelteleskop für hohe Bilddefinition*. Biberach an der Riß : Buchhandlung Fritz Weichardt, 1953
- Lehmann 2002** LEHMANN, S.: *Ein Heterodyn-DIAL System für die simultane Messung von Wasserdampf und Vertikalwind: Aufbau und Erprobung*, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Diss., 2002
- Long 2002** LONG, D. A.: *The Raman Effect*. John Wiley & Sons, 2002
- Malacara und Malacara 1994** MALACARA, D. ; MALACARA, Z.: *Handbook of Lens Design*. Marcel Dekker Inc., 1994
- Mattis et al. 2002** MATTIS, I. ; ANSMANN, A. ; ALTHAUSEN, D. ; JAENISCH, V. ; WANDINGER, U. ; MÜLLER, D. ; ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; SERIKOV, I. B.: Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar. In: *Appl. Opt.* 41 (2002), S. 6451–6462
- Measures 1992** MEASURES, R. M.: *Laser Remote Sensing - Fundamentals and Applications*. Krieger Publishing Company, 1992
- Menzies und Hardesty 1989** MENZIES, R. T. ; HARDESTY, R. M.: Coherent Doppler Lidar for Measurement of Wind Fields. In: *Proceedings of IEEE* 77 (1989), S. 449–462
- Mie 1908** MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: *Ann. der Physik* 25 (1908), S. 337–455
- Müller 2001** MÜLLER, Thomas: *Bestimmung streckenintegrierter Aerosolparameter und Wasserdampfkonzentrationen aus spektralen Extinktionsmessungen*, Universität Leipzig, Diss., 2001
- Rahm et al. 1999** RAHM, S. ; OUISSE, A. ; HÄFNER, F.: Heterodyne Efficiency - Theory and Practice. In: *Proceedings of the 10th Coherent Laser Radar Conference* (1999), S. 187–190
- Ramanathan et al. 2001** RAMANATHAN, V. et al.: Indian Ocean Experiment: An integrated analysis of the climate forcing and effects of the great Indo-Asian haze. In: *J. Geophys. Res.* 106 (2001), S. 28371–28398
- Rhone 2003** RHONE, P. *Persönliche Kommunikation*. Sep. 2003
- Russell und Heintzenberg 2000** RUSSELL, P. B. ; HEINTZENBERG, J.: An overview of the ACE 2 clear sky column closure experiment (CLEARCOLUMN). In: *Tellus, Ser. B* 52 (2000), S. 463–483
- Rye 1979** RYE, B. J.: Antenna parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar. In: *Appl. Opt.* 18 (1979), S. 1390–1398

- Rye und Frehlich 1992** RYE, B. J. ; FREHLICH, R. G.: Optimal truncation and optical efficiency of an apertured coherent lidar focused on an incoherent backscatter target. In: *Appl. Opt.* 31 (1992), S. 2891–2899
- Rye und Hardesty 1997** RYE, B. J. ; HARDESTY, R. M.: Estimate optimization parameters for incoherent backscatter heterodyne lidar. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), S. 9425–9436
- Saleh und Teich 1991** SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons Inc., 1991
- Siegman 1966** SIEGMAN, A. E.: The antenna properties of optical heterodyne receivers. In: *Appl. Opt.* 5 (1966), S. 1588–1594
- Wandinger 1994** WANDINGER, U.: *Theoretische und experimentelle Studien zur Messung stratosphärischen Aerosols sowie zum Einfluß der Mehrfachstreuung auf Wolkenmessungen mit einem Polarisations-Raman-Lidar*, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht, Diss., 1994
- Wandinger 2004** WANDINGER, U. ; WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Raman Lidar*, In: *Lidar – Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Springer, im Druck, 2004
- Wandinger und Ansmann 2002** WANDINGER, U. ; ANSMANN, A.: Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar. In: *Appl. Opt.* 41 (2002), S. 511–514
- Whiteman 2003** WHITEMAN, D. N.: Examination of the traditional Raman lidar technique. – I. Evaluating the temperature-dependent lidar equations. In: *Appl. Opt.* 42 (2003), S. 2571–2592
- Wulfmeyer et al. 2000** WULFMEYER, V. ; RANDALL, M. ; BREWER, A. ; HARDESTY, R. M.: 2- μm Doppler lidar transmitter with high frequency stability and low chirp. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 1228–1230
- Žeromskis 2003** ŽEROMSKIS, E. *Persönliche Kommunikation*. Sep. 2003
- Zhao et al. 1990** ZHAO, Y. ; POST, M. J. ; HARDESTY, M.: Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 1: Theory. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), S. 4111–4119
- Zhao et al. 1990** ZHAO, Y. ; POST, M. J. ; HARDESTY, R. M.: Receiving efficiency of monostatic pulsed coherent lidars. 2: Applications. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), S. 4120–4132

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V. in Leipzig unter der Betreuung von Herrn Dr. Dietrich Althausen. Ihm möchte ich besonders für die ständige Unterstützung, die Bereitstellung aller notwendigen Hilfsmittel und die stets ermutigenden, aber auch kritischen Worte danken.

Mein Dank gilt auch Frau Dr. Ulla Wandinger, die stets ein offenes Ohr für auftretende Probleme hatte und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Außerdem hat sie sich die Zeit genommen, auf die kritischen Stellen in dieser Arbeit besonders hinzuweisen, sowie die vielen kleinen Fehler zu finden.

An dieser Stelle darf auf keinen Fall Herr Egidijus Žeromskis vergessen werden, von dem ich sehr viel über Laserphysik und die Rechenmethoden zur Gaußschen Optik gelernt habe.

Weiterhin danke ich Herrn Dr. Albert Ansmann für die Bereitstellung der Software zur Auswertung der Lidarsignale sowie Frau Dr. Heike Wex und Herrn Dr. Thomas Müller für die Messdaten des Nephelometers und des DOAS. Auch sollten alle Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt erwähnt werden, die sich mit meinen ständigen Wünschen zu mechanischen Konstruktionen schnell und zuverlässig auseinandersetzten. Auch allen anderen Mitarbeitern des IfT, die hier nicht erwähnt sind und zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, möchte ich für ihre Hilfe danken.

Eine Arbeit wie diese ließe sich jedoch ohne privaten Rückhalt nicht fertigstellen. Dabei sei zuallererst meiner Freundin Ines Wolter für den ständigen Ansporn, die Ermutigungen und die Unterstützungen gedankt. Ich war sicher oft nicht einfach zu ertragen, wofür ich mich hiermit entschuldigen möchte.

Meine Eltern haben mich moralisch und finanziell bei dieser Arbeit unterstützt. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Dafür möchte ich mich bei ihnen bedanken.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorgelegte Diplomarbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ronny Engelmann,
Leipzig im September 2003

Ich erkläre mich damit einverstanden, diese Arbeit bei positiver Bewertung der Bibliothek zur Verfügung zu stellen.

Ronny Engelmann