

Technische Universität München
TUM School of Life Sciences



Entwicklung eines Hochleistungs-Raman-Lidars für die Messung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen in der Atmosphäre

Lisa Klanner

Vollständiger Abdruck der von der TUM School of Life Sciences der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades einer

**Doktorin der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)**

genehmigten Dissertation.

Vorsitz: Prof. Dr. Annette Menzel

Prüfer*innen der Dissertation:

1. Prof. Dr. Hans Peter Schmid
2. Prof. Dr. Bernadett Weinzierl

Die Dissertation wurde am 07.07.2022 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die TUM School of Life Sciences am 18.07.2022 angenommen.

Kurzfassung

Wasserdampf liefert mit etwa 60 % den größten Beitrag zum Treibhauseffekt. Forschungsarbeiten weisen darauf hin, dass das Klima besonders stark durch Änderungen des Wasserdampfgehalts in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre beeinflusst wird. Daher ist es wichtig, die Entwicklung des Wasserdampfgehalts nicht nur in der Troposphäre sondern bis hinauf in die untere Stratosphäre zu verfolgen und dabei auch die Auswirkungen auf die Temperatur bis an die Grenze zur Thermosphäre hin zu erkunden.

Ziel dieser Arbeit war es, ein Hochleistungs-Raman-Lidar zu entwickeln, mit dem sich erstmalig zeitgleich die vertikale Wasserdampfverteilung bis 25 km und die vertikale Temperaturverteilung bis 80 km bestimmen lassen. Wegen der geringen Rückstreuung ist diese Technik sehr empfindlich gegen Hintergrundstrahlung. Daher können Messungen mit großer Reichweite nur bei Nacht durchgeführt werden. Um auch die Durchführung mehrerer Messungen pro Nacht zu ermöglichen, sollte die für eine Messung erforderliche Zeit nicht über einer Stunde liegen.

Der Aufbau der Lidar-Anlage erfolgte im KIT-Labor auf der Zugspitze (Schneefernerhaus, 2.675 m). Die Anlage verfügt über eine Sende- und eine Empfangseinheit. In der Sendeeinheit wird ein ultravioletter Laser-Strahl erzeugt und über einen Aussendespiegel senkrecht nach oben in die Atmosphäre gepulst (Strahlquerschnitt $18\text{ cm} \times 19\text{ cm}$). Der Strahl wird von den Molekülen der Atmosphäre gestreut. In der Empfangseinheit wird ein Teil des zurückgestreuten Lichts über Teleskope aufgefangen und in Polychromatoren auf die Strahlung bei ausgewählten Linien reduziert. Es handelt sich dabei um Linien der Rayleigh-Streuung und der Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen sowie der Vibrations-Raman-Streuung an Wasserdampf- und an Stickstoffmolekülen. Gemessen werden die Intensitäten dieser Linien. Aus den Messsignalen ergeben sich dann mit Hilfe der Lidar-Gleichungen die Wasserdampf- und Temperaturprofile.

Zur Erzeugung des Sendestrahls kommt ein sehr leistungsstarker und robuster Industrie-Exzimer-Laser mit bis zu 350 W Durchschnittsleistung und 350 Hz Pulsfolgefrequenz zum Einsatz. Damit ist hinsichtlich des Laser-Systems die Voraussetzung gegeben, die geforderten Reichweiten bei der kurzen Messdauer zu realisieren. Zur Erreichung der für die Wasserdampf- und Temperaturmessungen erforderlichen spektralen Schmalbandigkeit und linearen Polarisation des Laser-Pulses bei gleichzeitiger hoher spektraler Reinheit wurden mehrere Modifikationen am Laser vorgenommen, darunter der Einbau eines Fabry-Perot-Interferometers und eines Dünnschichtpolarisators. Als Ergebnis der Modifikationen liefert der Laser Pulse bei einer Wellenlänge von 307,925 nm und einer Halbwertsbreite von etwa 0,057 nm. Die spektrale Reinheit liegt je nach Pulsfolgefrequenz zwischen 98,5 % und 99,5 % und der Polarisationsgrad bei 99,6 %. Die maximale Dauerleistung des derart aufbereiteten Laser-Strahls liegt bei der Laser-Betriebsart "energiekonstant" bei ca. 150 W und bei der Betriebsart "spannungskonstant" bei ca. 180 W, und damit beim Neun- bis Zehnfachen der Leistung bisheriger Systeme. In einer eigens entwickelten Raman-Zelle wird im Laser-Strahl, zusätzlich zu dieser Primärwelle bei 307,925 nm, eine Referenzwelle mit 353,11 nm erzeugt. Damit lässt sich mit der Anlage mittels des DIAL-Prinzips auch die vertikale Ozonverteilung bestimmen und damit die durch Strahlungsabsorption infolge des Ozons auftretenden Messfehler kompensieren. Vor allem aber dient die Emission bei 353,11 nm auch der Temperaturmessung bis in große Höhen.

Der Empfangsbereich besteht aus zwei Bereichen, dem Nahbereich für Messungen bis etwa 10 km Höhe und dem Fernbereich für Messungen bis zur maximal möglichen Höhe. Für den Fernbereich wird ein besonders großes Teleskop (Durchmesser des Primärspiegels 1,5 m) sowie eine neue Generation von Detektoren und eine eigens für das Lidar entwickelte Detektionselektronik eingesetzt, um die hohen Reichweiten zu ermöglichen.

Die praktische Erprobung geschah zunächst im Rahmen von Komponententests. Wichtige Ergebnisse dieser Tests sind die Bestimmung der optimalen Einstellwerte und Parameter zum Betrieb der Anlage. Abschließend erfolgte die Erprobung des Gesamtsystems im Rahmen von Atmosphärenmessungen. Die Messungen dienten zum einen der Überprüfung und Optimierung des Lidar-Systems, zum anderen konnten bereits einige im Hinblick auf das zukünftige Messprogramm interessante atmosphärische Szenarien untersucht werden wie z.B. Intrusionen von stratosphärischer Luft in die Troposphäre und extrem trockene Bedingungen in der Tropopausenregion vermutlich durch gefriergetrocknete Luft aus den Subtropen.

Für den Wasserdampf ergab sich eine Reichweite von 21 km, für die Temperatur von 52 km (mit nachträglicher Optimierung 89 km) und für den Ozongehalt von 40 km. Damit ist die grundsätzliche Funktionalität der Anlage, nämlich die zeitgleiche Bestimmung von Wasserdampf-, Temperatur- und Ozonprofilen, nachgewiesen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Aufgabenstellung	5
1.3. Der Einfluss des Wasserdampfs auf das Klima	5
1.3.1. Beitrag zum Treibhauseffekt	5
1.3.2. Wasserdampfverteilung und Transportmechanismen	7
1.3.3. Einfluss des stratosphärischen Wasserdampfs auf das Klima	10
1.3.4. Fazit	12
2. Raman-Lidar	13
2.1. Grundlagen	13
2.1.1. Lidar	13
2.1.2. Grundlagen der Raman-Streuung	15
2.2. Stand der Technik Wasserdampfbestimmung	16
2.3. Stand der Technik Temperaturbestimmung	18
2.3.1. Temperaturbestimmung über die Luftdichte	18
2.3.2. Temperaturbestimmung über die Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen	19
3. Anforderungen an das zu entwickelnde System	19
4. Entwicklung des Hochleistungs-Raman-Lidars am Schneefernerhaus	21
4.1. Das Gesamtsystem	21
4.2. Die Sendeeinheit des Raman-Lidar-Systems	23
4.2.1. Anordnung und Merkmale der Komponenten	23
4.2.2. Laser-System	27
4.2.2.1. Auswahl des Laser-Systems	27
4.2.2.2. Transport des Laser-Systems vom Hersteller bis ins KIT-Labor im 8. OG der UFS	28
4.2.2.3. Reichweite für Wasserdampf- und Temperaturmessungen	30
4.2.2.4. Anforderungen an das Emissionsspektrum und den Polarisationsgrad des Laser-Lichts	32
4.2.2.5. Modifikation des Laser-Systems	36
4.2.2.6. Einfluss der Absorption durch Ozon	39
4.2.3. Raman-Zelle zur Erzeugung der Referenzlinie bei 353 nm	41
4.3. Sende- und Empfangsspektrum	43
4.4. Die Empfangseinheit des Raman-Lidar-Systems	45
4.4.1. Die Komponenten der Empfangseinheit	45
4.4.2. Lidar-Turm	48
4.4.3. Empfangsteleskope und Polychromatoren	50
4.4.4. Detektoren, Signalaufzeichnung und Triggerung	57
4.4.5. Auswerte- und Steuerrechner	60

5. Datenanalyse	61
5.1. Bestimmung des Wasserdampfgehalts anhand des an Wasserdampf- und Stickstoffmolekülen Vibrations-Raman-gestreuten Laser-Lichts (Kanal 5 und 4)	61
5.2. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 353,11 nm (Kanal 6)	66
5.3. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an Stickstoffmolekülen Vibrations-Raman-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 331,71 nm (Kanal 4)	69
5.4. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 307,925 nm (Kanal 3)	70
5.5. Bestimmung der Temperatur anhand des an allen Molekülen Rotations-Raman-gestreuten Laser-Lichts mit den Wellenlängen 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2)	72
5.5.1. Gleichungen für das Produkt Rückstreuquerschnitt×Kanalwirkungsgrad	75
5.6. Bestimmung des Ozongehalts anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit Wellenlänge 307,925 nm (Kanal 3) und 353,11 nm (Kanal 6)	77
6. Messergebnisse zum Laser	78
6.1. Einzellinienspektrum und spektrale Reinheit	78
6.2. Polarisationsgrad und Leistungsminderung durch den Polarisator	82
6.3. Konversionsrate und Energieverlust in der Raman-Zelle	84
6.4. Energieverluste im Konkav- und im Aussendespiegel	87
6.5. Energiebilanz in der Sendeeinheit, Charakterisierung der erzielbaren Laser-Emission und Betriebsempfehlungen	88
7. Erprobung des Gesamtsystems im Rahmen von Atmosphärenmessungen	92
7.1. Einleitung	92
7.1.1. Vergleichsdaten	92
7.1.2. Signalkorrekturen, Reichweitenbeschränkung und Signalglättung	95
7.1.2.1. Höhenoffset-Korrektur und Reichweitenbeschränkung	95
7.1.2.2. Signaloffset-Korrektur und Signalglättung	96
7.1.3. Kalibrierung für die Wasserdampfbestimmung	98
7.1.4. Referenzhöhe und Referenzdichte für die Temperaturbestimmung	99
7.1.5. Starthöhe für die Temperaturbestimmung	100
7.2. Erste Orientierungsmessungen zur Feststellung der grundsätzlichen Funktionalität des Raman-Lidars	101
7.3. Wasserdampfbestimmung mit dem Wasserdampf- und dem Stickstoffkanal	103
7.3.1. Messung vom 25.04.2013 - Detektion von Stratosphärenluftintrusionen	104
7.3.1.1. Randbedingungen	104
7.3.1.2. Ergebnisse	104
7.3.1.3. Interpretation der Ergebnisse - Detektion von Stratosphärenluftintrusionen	107
7.3.2. Messung vom 11.02.2015 - erster Vergleich von Analog- und Photonenzählmessung	109

7.3.3.	Messung vom 01.07.2015 - extrem trockene Luft in der unteren Stratosphäre durch gefriergetrocknete Luft aus den Subtropen	111
7.3.3.1.	Vorbereitende Maßnahmen und Randbedingungen	111
7.3.3.2.	Ergebnisse und Ausblick	111
7.3.3.3.	Interpretation der Ergebnisse - extrem trockene Luft in der unteren Stratosphäre durch gefriergetrocknete Luft aus den Subtropen - schwere Testbedingungen für das Lidar	115
7.4.	Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 353,11 nm	116
7.4.1.	Messung vom 25.04.2013	117
7.4.2.	Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 353,11 nm	120
7.5.	Temperaturbestimmung mit dem Stickstoffkanal	122
7.5.1.	Messung vom 25.04.2013	122
7.5.2.	Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Stickstoffkanal	125
7.6.	Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 307,925 nm	128
7.6.1.	Messung vom 01.07.2015	129
7.6.2.	Vergrößerung der Reichweite, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 307,925 nm	131
7.7.	Temperaturbestimmung mit den Rotations-Raman-Kanälen 306,762 nm und 307,360 nm	133
7.7.1.	Messung vom 25.04.2013	133
7.7.2.	Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit den beiden Rotations-Raman-Kanälen	135
7.8.	Ozonbestimmung mit den Rayleigh-Kanälen 307,925 nm und 353,11 nm	136
7.8.1.	Messung vom 25.04.2013	137
7.8.2.	Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Ozonbestimmung mit den beiden Rayleigh-Kanälen	137
8.	Diskussion der Ergebnisse hinsichtlich der Anwendung des Systems	138
9.	Zusammenfassung und weitere Entwicklung	142
	Begriffe, Abkürzungen und Formelzeichen	147
	Abbildungsverzeichnis	153
	Tabellenverzeichnis	163
	Literaturverzeichnis	165
	Danksagung	177

1. Einleitung

1.1. Motivation

Wasserdampf ist das wichtigste Treibhausgas in der Atmosphäre. Er verursacht ca. 60 % des gesamten Treibhauseffekts [Inamdar & Ramanathan (1998), Hurst et al. (2011)]. Grund hierfür ist seine im Vergleich zu den anderen Treibhausgasen große Konzentration und die hieraus entstehende hohe Absorption der von der Erde emittierten Infrarotstrahlung. Mit der Höhe nimmt die absolute Wasserdampfkonzentration überproportional stark ab. Fast die gesamte von der Erde emittierte Oberflächenstrahlung wird in den untersten Luftschichten bis ca. 5 km Höhe absorbiert. Der überwiegende Teil der dort absorbierten Strahlung gelangt als Gegenstrahlung wieder zurück zur Erde. Darüber sind die Wasserdampfkonzentrationen und damit die Absorption so gering, dass die aus diesen untersten Schichten weiter nach oben emittierte Strahlung größtenteils ungehindert direkt in den Weltraum entweichen kann und so kaum mehr zum Treibhauseffekt beiträgt. Vergrößern sich hier die Wasserdampfkonzentrationen, so verstärken sich die Absorption und dadurch auch der Treibhauseffekt. Schon kleine Änderungen der Wasserdampfkonzentrationen in diesen Höhen haben einen größeren Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Erde als Konzentrationsänderungen in den untersten Luftschichten (z.B. [Harries (1996)]). Besonders sensitiv reagiert das Klima auf Änderungen der Wasserdampfkonzentration in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (upper troposphere and lower stratosphere - UTLS), das heißt grob zwischen 8 km und 20 km [Gettelman et al. (2011)].

Der zentrale Parameter zur Überwachung der Klimaentwicklung ist die Temperatur. Eine steigende Wasserdampfkonzentration in der UTLS verändert das Temperaturprofil besonders deutlich. Daher ist das regelmäßige Messen von Wasserdampf- und Temperaturprofilen ein bedeutendes Element der modernen Klimaforschung [Solomon et al. (2010)].

Weltweit gibt es verschiedene Stationen zur Messung der Vertikalverteilung von Wasserdampf und Temperatur bis in große Höhen. Um Wasserdampfverteilungen an solchen Stationen zu messen, werden Ballon-getragene In-Situ-Messgeräte, Mikrowellenradiometer, GPS-basierte Instrumente, Fourier-Transform-Spektrometer und Lidar-Systeme verwendet. Eine umfassende Beschreibung der relevanten bodengestützten Messtechniken findet man in Kämpfer et al. (2013). Die Verfahren sind meist entweder auf die Troposphäre oder die Stratosphäre oberhalb von 20 km beschränkt. Im Bereich der unteren Stratosphäre werden Lyman-Alpha-Hygrometer oder Kryosonden für präzise Wasserdampfmessungen eingesetzt [Kley & Stone (1978), Weinstock et al. (1990), Hurst et al. (2011), Vömel et al. (2016)]. Die Messreihe mit der Kryosonde in Boulder erstreckt sich schon über einen Zeitraum von 30 Jahren und gilt als die einzige in ihrer Genauigkeit belastbare Wasserdampfserie in der unteren Stratosphäre [Hurst et al. (2011)]. Diese Ballon-getragenen Präzisionsgeräte werden in der Regel nur ein- bis zweimal pro Monat gestartet. Damit ist die zeitliche Auflösung sehr begrenzt [Vömel et al. (2007), Hurst et al. (2011)] und erlaubt nicht die Beobachtung von Auswirkungen dynamischer Vorgänge auf den Wasserdampfgehalt der unteren Stratosphäre, welche sich in Zeitskalen von Stunden bis wenigen Tagen abspielen.

Messungen mit deutlich kürzerem Zeitabstand sind prinzipiell mit der Lidar-Messtechnik möglich. Im Rahmen des "Network for the Detection of Atmospheric Composition Change"

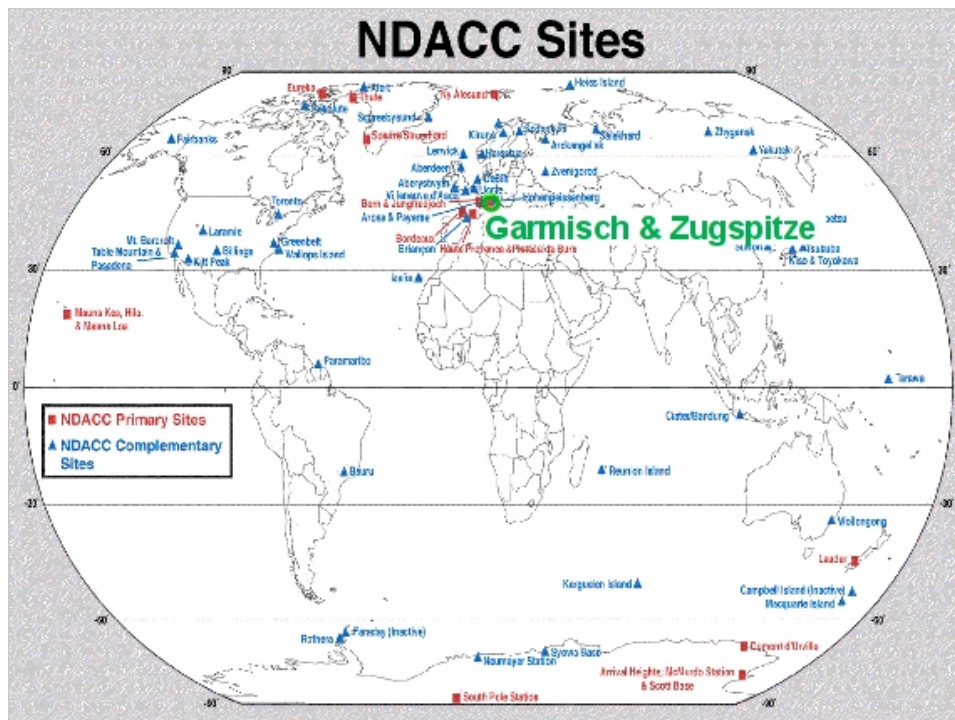


Abb. 1: Messstationen des NDACC. Die meisten Stationen führen atmosphärische Wasserdampf- und Temperaturmessungen durch.

(NDACC)⁽¹⁾ wurden daher leistungsstarke Lidar-Systeme entwickelt, mit denen erste Erfolge bei der Messung von Wasserdampf bis zu 22 km erzielt werden konnten - allerdings bei teilweise einer Messdauer von fast einer ganzen Nacht, mit deutlich verringerter Genauigkeit und gröberer vertikaler Auflösung als es im Bereich bis 10 km schon möglich ist [Leblanc et al. (2012), Reichardt et al. (2012)].

Das NDACC ist ein weltweites Netzwerk aus vor allem optischen Präzisionsmessgeräten zur Bestimmung der Vertikalverteilung von Spurengasen und Aerosolen in der freien Troposphäre und unteren Stratosphäre. Das Netzwerk ermöglicht es bereits heute einen Beitrag dazu zu leisten, die Änderungen und Trends in der atmosphärischen Zusammensetzung (vor allem Ozon) zu erkennen sowie deren Einfluss auf die Temperatur in der Stratosphäre und Troposphäre zu verstehen. Zusätzlich werden Verbindungen und Rückkopplungen zwischen dem Klima und der atmosphärischen Zusammensetzung analysiert sowie entsprechende Modelle entwickelt und validiert. In Abb. 1 sind die Messstationen des NDACC dargestellt. Zwei Messsysteme des IMK-IFU auf der Zugspitze und in Garmisch-Partenkirchen sind bereits Teil des NDACC. Der Beitrag des Instituts an diesem Netzwerk soll insbesondere über das in dieser Arbeit entwickelte System weiter verstärkt werden.

Lidar-Messungen bieten nicht nur den Vorteil guter zeitlicher, sondern auch guter vertikaler Auflösung. Allerdings nimmt das Rückstreusignal stark mit der Höhe ab. Da die Wasserdampfkonzentration gleichzeitig bis in die Stratosphäre um über einen Faktor 1000 abnimmt [Kneizys et al. (1988)], stellen diese Bedingungen eine erhebliche Herausforderung an die Messtechnik dar.

In der Troposphäre konnte dieses Problem bereits mit einem differentiellen Absorption-Lidar (DIAL) gelöst werden. Dieses wurde 2004 vom IMK-IFU am Schneefernerhaus in Betrieb

⁽¹⁾www.ndsc.ncep.noaa.gov, De Mazière et al. (2018)

genommen [Vogelmann & Trickl (2008)] und liefert seit 2007 Routinemessungen. Das DIAL ist innerhalb der Troposphäre die beste Lösung, da die Messungen auch bei Tag mit voller Reichweite und einer zeitlichen Auflösung von unter einer Stunde bis zur Tropopause erfolgen können. Durch die Installation des DIAL auf 2.675 m Höhe vermeidet man die massive Absorption der Laser-Strahlung in der feuchten Grenzschicht und kann auch bei sehr trockenen Bedingungen in der freien Troposphäre große Höhen erreichen.

In der unteren Stratosphäre sind Absorptionsmessungen wegen des dort herrschenden extrem niedrigen Wasserdampfgehalts nur unter Verwendung einer Spektrallinie möglich, die von Wasserdampf besonders stark absorbiert wird. Voraussetzung für Messungen vom Boden aus ist dann allerdings, dass in der Troposphäre extreme Trockenheit herrscht, damit diese Spektrallinie nicht hier bereits voll absorbiert wird. Da diese Voraussetzung im Normalfall nicht gegeben ist, bleibt für Wasserdampf-Lidar-Messungen in der unteren Stratosphäre nur die Methode der Raman-Streuung übrig, wie sie schon von [Whiteman et al. (2008)] und [Leblanc et al. (2012)] versucht wurde. Hierbei findet eine Laser-Wellenlänge Verwendung, die in der Troposphäre nicht absorbiert wird. Allerdings ist die Raman-Streuung um mehr als drei Dekaden schwächer als die beim DIAL verwendete Rayleigh-Streuung. Daher sind Raman-Lidar-Systeme häufig ebenfalls nur auf Messungen in der Troposphäre beschränkt. Es besteht aber die Möglichkeit, die Reichweite mit entsprechend großer Laser-Leistung und Teleskopfläche in die Stratosphäre auszudehnen. Wegen des geringen Signals ist diese Technik aber deutlich empfindlicher gegen Hintergrundstrahlung als die DIAL-Technik. Daher können Messungen mit großer Reichweite nur bei Nacht durchgeführt werden.

Weltweit sind bislang zwei Raman-Lidar-Systeme in der Lage, Wasserdampfmessungen bei Nacht bis etwa 22 km durchzuführen [Whiteman et al. (2011), Leblanc et al. (2012)]. Die maximal emittierte Leistung beträgt 17 W bzw. 9 W und das Empfangsteleskop weist einen Durchmesser von 0,9 m bzw. 0,6 m auf. Um die Reichweite von 22 km zu erzielen, ist eine Messdauer von 6 h erforderlich. Die Vertikalauflösung in 22 km beträgt mehrere Kilometer. Mit dem Raman-Lidar des Deutschen Wetterdienstes in Lindenberg [Reichardt et al. (2012)] werden nachts Reichweiten bis 17 km erzielt, bei einer Messdauer von 8,5 h. Auch das Raman-Lidar der Maïdo Gebirgsstation (2.200 m) auf der Insel La Réunion liefert vielversprechende Wasserdampfmessungen mit einer Reichweite von 16 km bei 4 h Messdauer [Dionisi et al. (2015)] und einer Reichweite von über 20 km, allerdings bei Mittelung über mehrere Nächte [Vérèmes et al. (2019)].

Um in Zukunft dynamische Vorgänge häufiger und im gesamten UTLS-Bereich untersuchen zu können, soll im Rahmen dieser Arbeit ein Raman-Lidar-System zur Bestimmung des Wasserdampfgehalts mit größerer Reichweite (25 km) bei deutlich kürzerer Messdauer (<1 h) auf dem Schneefernerhaus entwickelt werden. Die Vertikalauflösung in 25 km soll dabei nicht über 1 km liegen.

Neben Wasserdampf ist die Temperatur der bedeutendste Parameter zur Überwachung der Klimaentwicklung. Um den Treibhauseffekt und andere klimatische Entwicklungen in unterschiedlichen Bereichen der Atmosphäre beurteilen zu können, interessiert Klimaforscher der Temperaturverlauf bis in möglichst große Höhen. Für die Messung von Temperaturprofilen werden standardmäßig Radiosonden und für den Bereich ab der Tropopause vor allem Messungen von Satelliten-getragenen Systemen verwendet. Die Radiosonden werden meist nur ein- bis zweimal pro Tag gestartet. Die Satellitenmessungen entstehen mit dem Abstand von einem bis mehreren Tagen.

Seit Anfang der 80er-Jahre werden auch Lidare zur Messung der Temperatur in der Atmosphäre verwendet [Hauchecorne & Chanin (1980)]. Hierbei kommen für verschiedene Höhenbereiche unterschiedliche Verfahren zur Anwendung. Bis etwa 30 km ist das Lidar-Verfahren auf der Basis von reiner Rotations-Raman-Streuung von Vorteil [Arshinov et al. (1983), Behrendt & Reichardt (2000)]. Die Raman-Streuung weist zwar eine geringe Streueffizienz auf, der Einfluss aerosolgestreuten Lichts lässt sich aber vernachlässigen. Über 30 km ist das Lidar-Verfahren auf der Basis von Rayleigh-Streuung besonders geeignet. Es ist jedoch nur begrenzt möglich, den Einfluss der Aerosole auf die Temperaturbestimmung zu eliminieren. Über 30 km Höhe treten aber nur in außergewöhnlichen Fällen Aerosole auf [Trickl et al. (2013)], sodass in diesem Höhenbereich der Nachteil nur selten zum Tragen kommt. Wesentlich ist hier die hohe Streueffizienz im UV-Bereich als Voraussetzung für große Reichweiten [Hauchecorne et al. (1992)].

Angesichts der großen Bedeutung der Temperatur soll das zu entwickelnde Raman-Lidar-System die Möglichkeit bieten, gleichzeitig mit dem Wasserdampf auch das Temperaturprofil zu bestimmen, und zwar bis zu einer Höhe von 80 km. Somit wird eine weitere im NDACC weltweit an vielen Stationen aufgezeichnete Größe künftig auch am Standort Garmisch-Partenkirchen/Zugspitze/Schneefernerhaus gemessen. Die Messungen sollen auf Grund eines deutlich verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses im obersten Höhenbereich auch einen Beitrag zu den am Schneefernerhaus durchgeführten Untersuchungen im Mesosphärenbereich [Bittner et al. (1998), Schmidt et al. (2013)] liefern.

Die gleichzeitige Messung von Wasserdampf und Temperatur an einem Standort ist eine wichtige Voraussetzung für experimentelle Klimauntersuchungen. Damit beide Messgrößen von einem Lidar-System erfasst werden, ist es erforderlich, dass das System sowohl Raman- als auch Rayleigh-gestreutes Licht detektiert.

Das neue Messsystem ergänzt das bereits zu Routinemessungen eingesetzte DIAL-System zu größeren Höhen hin. Das DIAL stellt gleichzeitig auf Grund seines Konzentrationsrauschens von im Nahbereich ca. 3,2% [Vogelmann et al. (2011)] und einer systematischen Unsicherheit von 1% bis ca. 6 km [Trickl et al. (2016)] eine ideale Kalibrierungsquelle für die Wasserdampfmessungen mit dem Raman-Lidar dar. Dies ist auf Grund der extremen Variabilität des Wasserdampfs [Vogelmann et al. (2011), (2015)] ein unschätzbare Vorteil: Andernorts müssen weit entfernte Radiosondenmessungen zur Kalibrierung herangezogen werden. Von dem neuen System wird eine Verkürzung der Messdauer um eine Größenordnung erwartet. Gleichzeitig werden Untersuchungen des Einflusses der Atmosphärendynamik auf den Wasserdampfgehalt im Tropopausenbereich und in der unteren Stratosphäre möglich.

Durch den Betrieb des Raman-Lidars am Schneefernerhaus entsteht nicht nur der Vorteil der idealen Vergleichbarkeit mit dem DIAL. Durch die Höhenlage ist über einen weiten Teil des Jahres der Einfluss des Aerosols auf die Messungen gering. Zudem stören auf der Zugspitze fast keine Streulichtquellen die Messungen. Beim Aufbau des komplexen Systems ist die gute Erreichbarkeit des Schneefernerhauses über die Zahnradbahn (auch mit Güterbahnhof) und mehrere Seilbahnen ein entscheidender Vorteil.

1.2. Aufgabenstellung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Hochleistungs-Raman-Lidar-Systems zur Bestimmung von Wasserdampfprofilen in der Atmosphäre bis 25 km und von Temperaturprofilen bis 80 km. Schwerpunkte dieser Arbeit sind dabei:

- Feststellung des Standes der Technik und sich daraus ergebende Anforderungen an das zu entwickelnde System
- Konzepterstellung einschließlich der theoretischen Grundlagen
- Auswahl und Beschaffung der Systemkomponenten
- Modifikation und Anpassung der Komponenten
- Aufbau der Anlage einschließlich Baumaßnahmen
- Entwicklung der Auswerteverfahren zur Bestimmung der Wasserdampf- und Temperaturprofile aus den Messwerten (Datenanalyse)
- Test der Komponenten und des Gesamtsystems
- Erzielung erster wissenschaftlicher Ergebnisse

Aus den bei der Entwicklung und den Tests gemachten Erfahrungen soll abschließend ein Ausblick auf die weiterführenden Arbeiten gegeben werden, um die endgültige Einsatzreife für den täglichen Versuchsbetrieb zu erreichen.

1.3. Der Einfluss des Wasserdampfs auf das Klima

1.3.1. Beitrag zum Treibhauseffekt

Wasserdampf liefert mit 62 % den größten Beitrag zum natürlichen (nicht anthropogenen) Treibhauseffekt, gefolgt von Kohlendioxid mit 22 %. Der restliche Beitrag erfolgt insbesondere durch Distickstoffmonoxid, Methan und Ozon [Sirtl (2010)].

Die Wirkung der Treibhausgase beruht im Wesentlichen darauf, dass sie die langwelligere Rückstrahlung der Erde absorbieren und damit speichern und zum Teil wieder zur Erde zurückstrahlen, während reine Luft ohne Treibhausgase die Rückstrahlung der Erde fast vollständig zum Weltraum hin transmittieren würde. Das Absorptionsverhalten der einzelnen Treibhausgase ist aus Abb. 2 ersichtlich. Die Gesamtstrahlungsbilanz der Erde an ihrer Oberfläche ist in Abb. 3 dargestellt.

Darüber hinaus tritt bei Wasserdampf ein Sekundäreffekt auf: Infolge des Temperaturanstiegs durch die anthropogenen Treibhausgasemissionen kommt es zu einer erhöhten Verdunstung von Wasserdampf. Der zusätzliche Wasserdampf verstärkt die Absorption und Rückstrahlung und damit den anthropogenen Treibhauseffekt. Der Beitrag dieses zusätzlichen Wasserdampfs wird in Modellrechnungen derzeit mit etwa 50 % angesetzt.

Ein weiterer Effekt entsteht durch die zusätzliche Wolkenbildung: Wolken reflektieren die Sonnenstrahlung und reduzieren damit die bis zur Erdoberfläche gelangende Sonnenenergie. Gleichzeitig absorbieren sie auch Erdstrahlung. Je nach Art und Höhe der Wolken kann sich per Saldo eine Abkühlung oder eine Erwärmung ergeben.

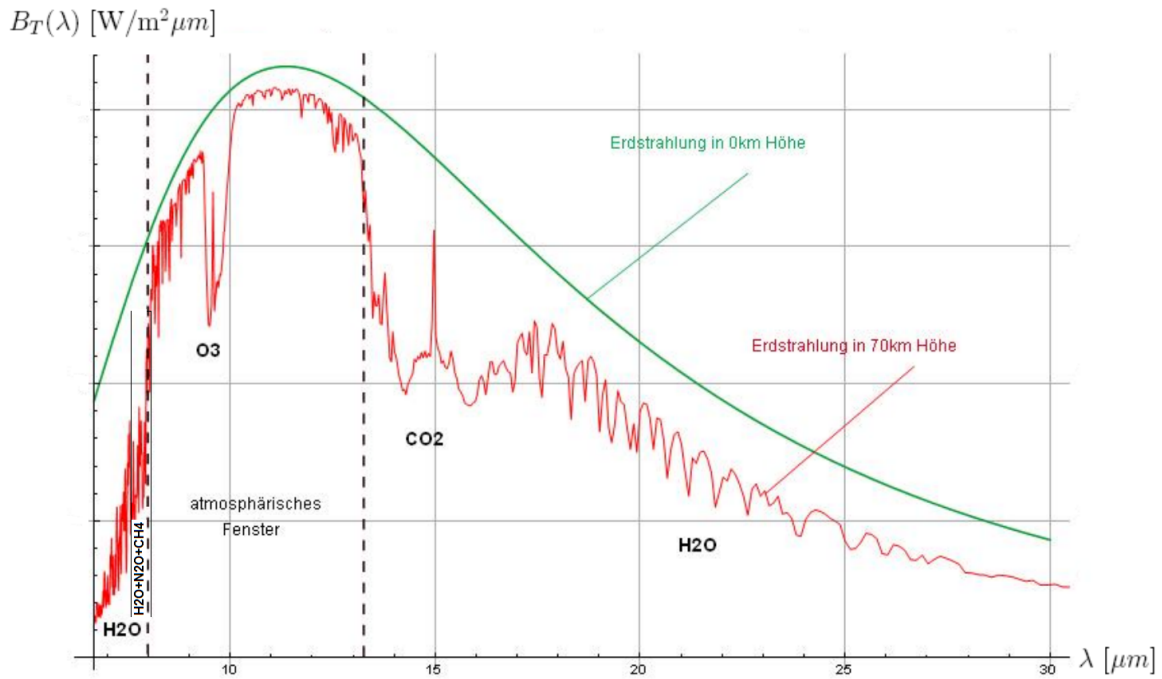


Abb. 2: Die Absorptionswirkung der einzelnen Treibhausgase: Erdstrahlung an der Erdoberfläche und nach Absorption in 70 km Höhe (Modellrechnung ohne Wolkeneinfluss, nach [Sirtl (2010)]).

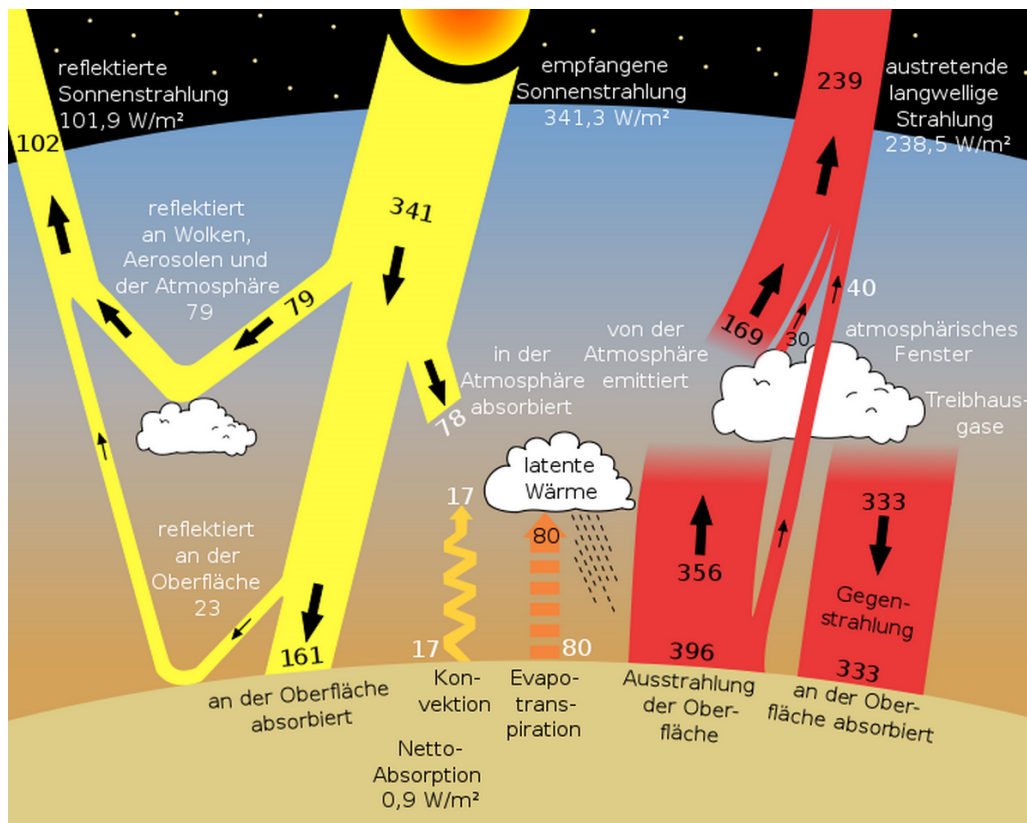


Abb. 3: Die Atmosphäre ist für einen großen Teil der solaren Strahlung durchsichtig. Von den empfangenen 341 W/m^2 gelangen 184 W/m^2 zur Erdoberfläche. 161 W/m^2 werden von der Oberfläche absorbiert. Die Ausstrahlung von der Oberfläche, 396 W/m^2 , ist langwelliger. 356 W/m^2 davon werden von den infrarotaktiven Treibhausgasen absorbiert. 333 W/m^2 davon kommen als Gegenstrahlung zurück zur Oberfläche und werden dort absorbiert. Mit steigendem Treibhausgasanteil steigt die Absorption und damit die Oberflächentemperatur. Nach [Trenberth et al. (2009)].

1.3.2. Wasserdampfverteilung und Transportmechanismen

Die Bewegung des Wassers folgt einem permanenten Kreislauf:

Verdunstung (Wasserdampf, Phasenübergang flüssig zu gasförmig mit Energiebindung) → atmosphärischem Feuchtetransport (Wasserdampf, Wolken (Phasenübergang gasförmig zu flüssig/fest mit Energiefreisetzung)) → Niederschlag (flüssig/fest) → Abfluss (flüssig).

Dieser Kreislauf ist in Abb. 4 mit Angaben über die transportierten Wassermengen (in $10^3 \text{ km}^3/\text{Jahr}$) dargestellt.

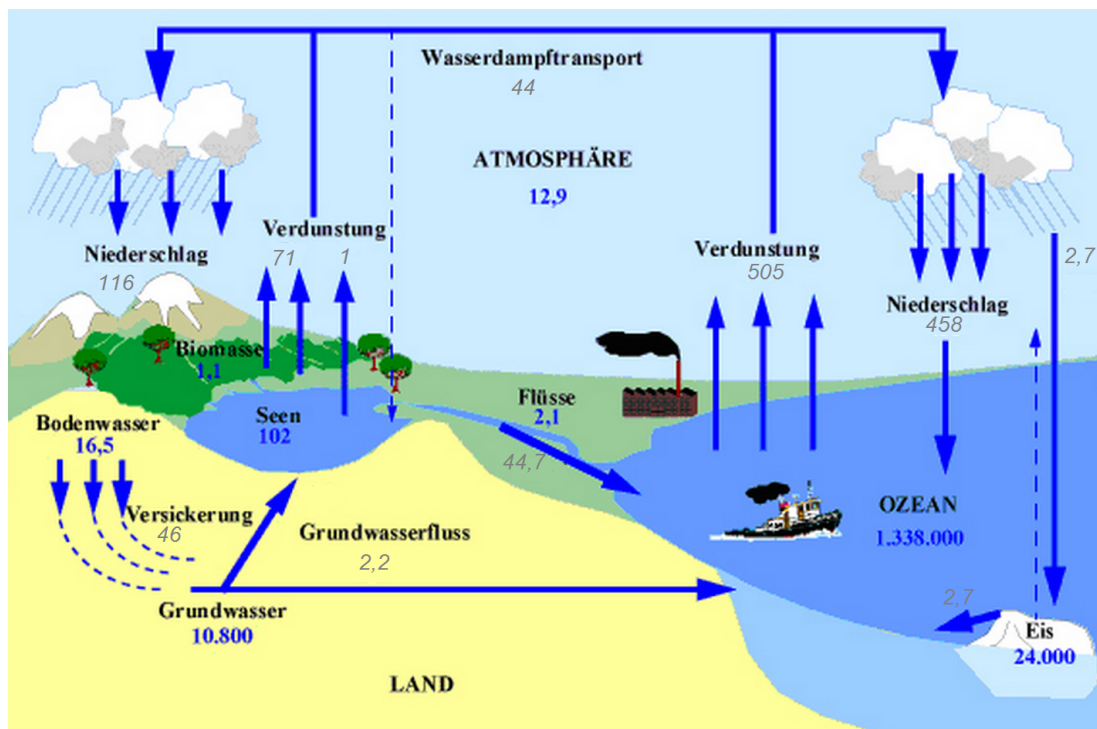


Abb. 4: Der globale Wasserkreislauf: Reservoir (blaue Ziffern, [10^3 km^3]), Flüsse (graue kursive Ziffern, [$10^3 \text{ km}^3/\text{Jahr}$]), nach [Kasang (2005)].

Die Gesamtwassermenge der Erde beträgt $1,37 \cdot 10^6$ [10^3 km^3]. Mit $12,9$ [10^3 km^3] befindet sich davon nur ein Anteil von 10 Millionsteln in der Atmosphäre [Kasang (2005)]. Der Anteil an flüssigem oder festem Wasser beträgt davon wiederum nur 0,25%. Der überwiegende Teil des atmosphärischen Wassers besteht demnach aus Wasserdampf.

Die Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre ist räumlich und zeitlich sehr variabel. Abb. 5 zeigt exemplarisch das Vertikalprofil entlang des 11. Längengrades (Ost) für den 21.12.2010, 0 Uhr (ECMWF Analyse [Kaufmann (2013)]). Die höchsten Konzentrationen in Bodennähe (10 bis 19 g/kg) treten hier im Bereich des Äquators auf und die niedrigsten im nördlichen Polbereich (0,2 bis 1,0 g/kg). An der extratropischen Tropopause liegen die Konzentrationen bei 0,01 bis 0,05 g/kg und an der tropischen Tropopause bei 0,002 bis 0,005 g/kg. Demnach ist die Luft in der obersten Troposphäre und in der unteren Stratosphäre im Tropenbereich am trockensten (Höhenprofil in Abb. 5, 0°N Kurve). Dies lässt sich mit der Hadley-Zirkulation erklären (Abb. 6): Als Folge der besonders hohen Temperatur in den Tropen strömt feuchte, warme Luft am Boden von den Subtropen in Richtung Äquator. Dort steigt die Luft als starker Aufwind bis in die obere Troposphäre und Stratosphäre auf. Sie erfährt dabei im Bereich der Tropopause eine besonders starke Austrocknung, da die

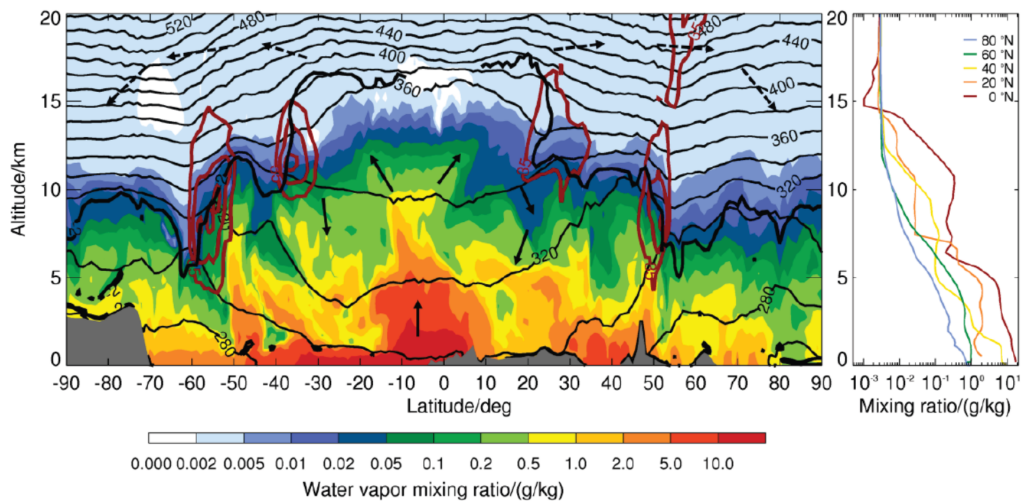


Abb. 5: Vertikalprofil der Wasserdampfkonzentration entlang des 11. Längengrads Ost. Tropopause (dicke schwarze Linie), Windgeschwindigkeit senkrecht zur Zeichenebene (rote Linien), Hadley-Zirkulation (schwarze Pfeile), Brewer-Dopson-Zirkulation (gestrichelte Pfeile), Feuchteprofile für 5 Breitengrade (rechtes Bild) nach [Kaufmann (2013)].

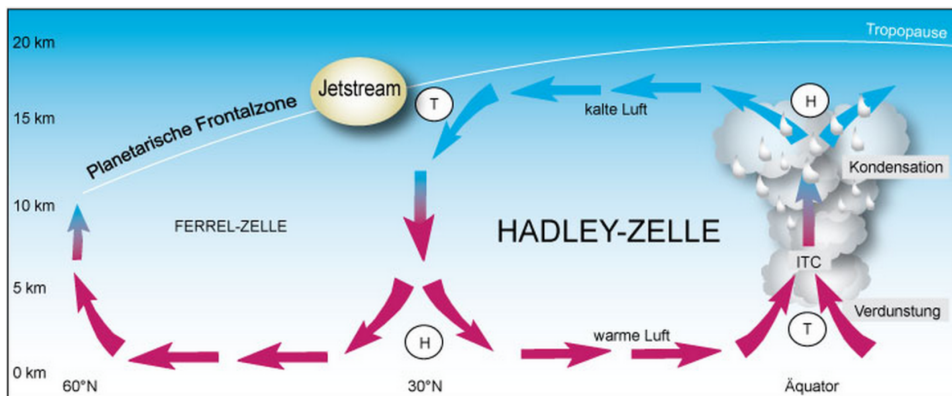


Abb. 6: Die Hadley-Zirkulation ist eine thermisch bedingte Vertikalzirkulation zwischen dem Subtropen-Hochdruckgürtel und der äquatorialen Tiefdruckrinne (ITC), nach [Blees (2013)].

Tropopause über dem Äquator besonders hoch (18 km) und die Lufttemperatur deshalb besonders niedrig (bis zu -80°C , Kältefalle) ist [Blees (2013)]. Durch die Abkühlung strömt der überwiegende Teil der Luft, angetrieben durch die Zirkulation, dann in Richtung der Subtropen und sinkt dort wieder zur Erdoberfläche ab. Da die Höhe der Tropopause außerhalb des Tropenbereichs niedriger ist, kann dabei auch Wasserdampf durch die Tropopause hindurch in die untere Stratosphäre eindringen. Dieser wird dann durch die in der Stratosphäre herrschenden Brewer-Dobson Zirkulation (Abb. 7) innerhalb mehrerer Monate auf verschiedenen Höhen weiter in Richtung Pole transportiert [Kasang (2005)].

Neben den globalen Transportmechanismen treten insbesondere in den mittleren Breiten auch zyklonale Systeme auf, die den Wasserdampf von den Ozeanen zu den Kontinenten transportieren. Auch über diese Systeme kann Wasserdampf vom Boden bis in die untere Stratosphäre gelangen. Gleichzeitig kann es auf der Rückseite von Kaltfronten, aber auch durch planetare Wellen zu sogenannten stratosphärischen Intrusionen kommen. Dadurch gelangt trockene und ozonreiche Luft aus der unteren Stratosphäre in die Troposphäre.

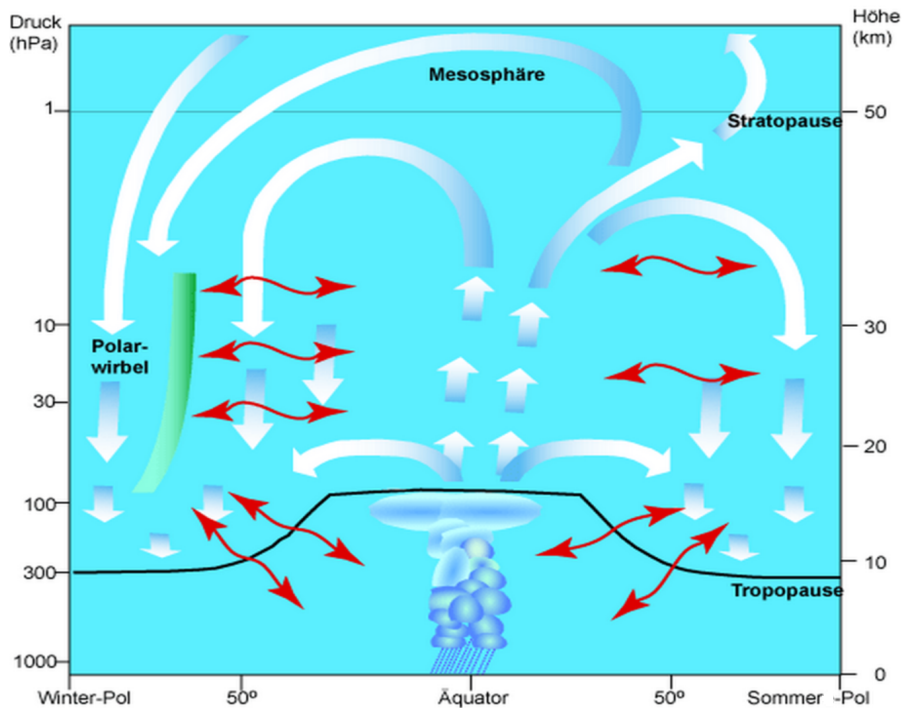


Abb. 7: Brewer-Dopson-Zirkulation (weiß-blaue Pfeile), bestehend aus einem aufsteigenden Ast beidseits des Äquators, der durch die tropische Zirkulation angetrieben wird, und einem absteigenden Ast über den Polen, der durch die polare Abkühlung verursacht wird. Über turbulente Austauschprozesse wird Luft auch in mittleren und höheren Breiten über die Tropopause transportiert (rote Pfeile), nach [Kasang (2005)].

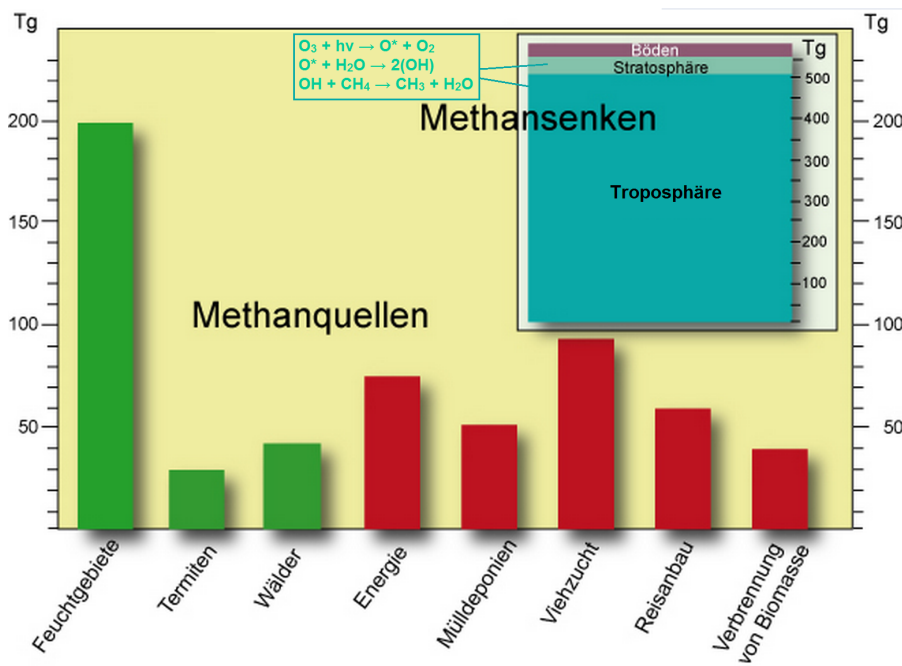


Abb. 8: Natürliche (grün) und antropogene (rot) Methanquellen und Methansenken in [Tg/Jahr], nach [Kasang (2014)].

Demnach sind Intrusionen gekennzeichnet durch trockene und ozonreiche Luft [Vaughan & Timmis (1998), Stohl (2001), Trickl et al. (2014)].

Zusätzlich zu den Transportmechanismen wird der stratosphärische Wasserdampfhaushalt auch durch Methan beeinflusst. Das Methan stammt aus den natürlichen und antropogenen Methanquellen, Abb. 8. Das mit Hilfe der photolytischen Spaltung von Ozon- und Wassermolekülen entstehende Hydroxyl-Radikal setzt im Zusammenwirken mit Methan zusätzlichen Wasserdampf frei. [LeTexier et al. (1988), Hurst et al. (1999)]. Der Einfluss dieses Vorgangs auf den Wasserdampfgehalt in der Stratosphäre wird, bedingt durch den dort herrschenden extrem niedrigen absoluten Wasserdampfgehalt, auf 30 % geschätzt [Hoffmann (2010)].

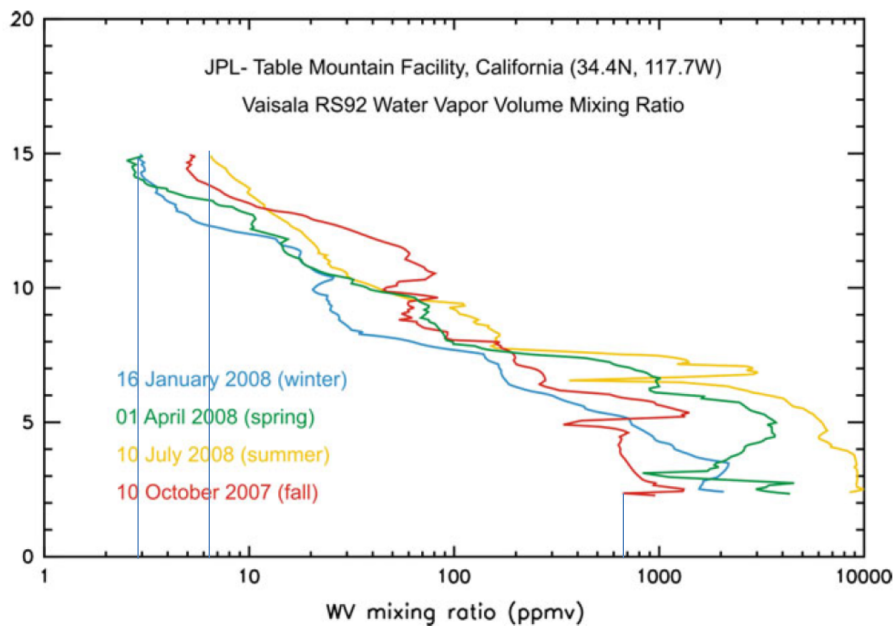


Abb. 9: Zeitliche Variation von Wasserdampf nach [Leblanc et al. (2013)].

Aus Abb. 9 ist exemplarisch ersichtlich, dass der Wasserdampfgehalt auch deutliche zeitliche Schwankungen aufweist. Im dargestellten Beispiel liegen die Messwerte in 2 km Höhe zwischen 650 und 10.000 ppmv (0,404 und 6,222 g/kg) und in 15 km zwischen 3 und 6,5 ppmv (0,00187 und 0,00404 g/kg).

1.3.3. Einfluss des stratosphärischen Wasserdampfs auf das Klima

In [Solomon et al. (2010)] wird aufgezeigt, dass der Wasserdampf in der Stratosphäre trotz der dort herrschenden äußerst niedrigen Konzentrationen einen deutlichen Einfluss auf das Klima ausüben kann. Mit Hilfe eines “line-by-line radiative transfer models” wird zunächst der Einfluss einer Konzentrationserhöhung um 1 ppmv in einer 1 km dicken Höhengschicht untersucht, Abb. 10. Liegt diese Schicht unterhalb von 5 km, so ergibt sich praktisch kein zusätzlicher Strahlungsantrieb. Darüber steigt der Strahlungsantrieb mit der Höhenlage der Schicht bis zum Maximum von 0,029 W/m² bei 14,5 km. Oberhalb dieser Höhe nimmt der zusätzliche Strahlungsantrieb wieder ab und erreicht bei etwa 35 km den Wert 0. Diese Werte gelten für eine geografische Breite von 35 °N.

Aufbauend auf dieses Ergebnis zeigt Abb. 11 den Anstieg des Strahlungsantriebs und der Erderwärmung seit 1980 infolge der Zunahme der Treibhausgase, und zwar jeweils mit und

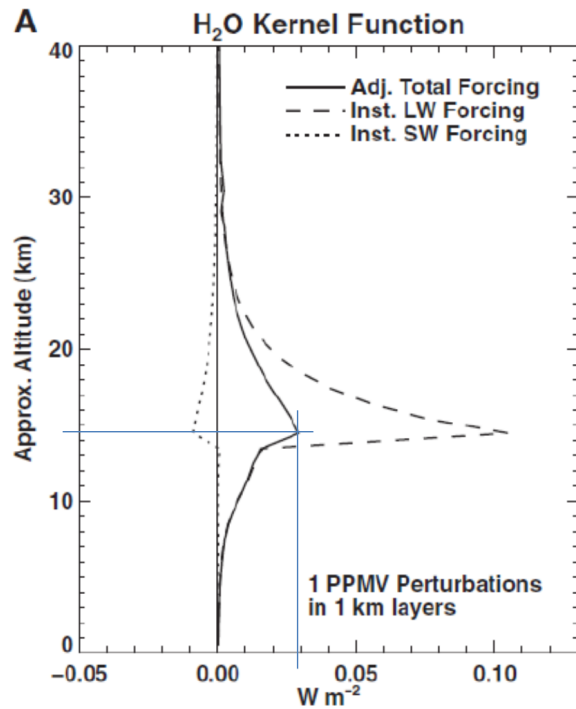


Abb. 10: Einfluss der Änderung des Wasserdampfgehalts auf den Strahlungsantrieb für das bodennahe Klima. Grundlage: Detailliert line-by-line-Rechnungen. Dargestellt sind der unmittelbare langwellige (LW) und kurzwellige (SW) Strahlungsantrieb sowie der angepasste gesamte Strahlungsantrieb über der Höhe bei 35 °N nach [Solomon et al. (2010)].

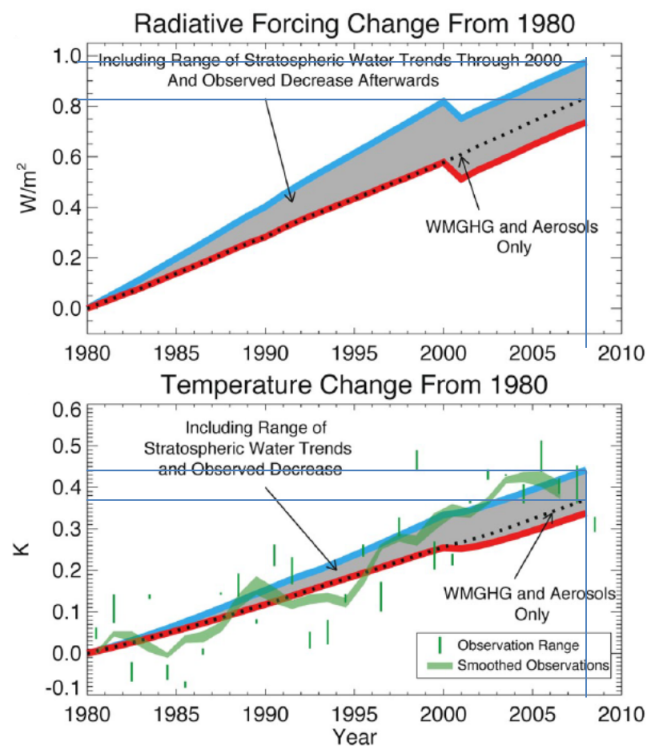


Abb. 11: Der Einfluss des stratosphärischen Wasserdampfs auf den Strahlungsantrieb und die Erderwärmung nach [Solomon et al. (2010)].

ohne Berücksichtigung des stratosphärischen Wasserdampfs. Bis zum Jahr 2008 erhöhte sich demnach der Strahlungsantrieb ohne Berücksichtigung des stratosphärischen Wasserdampfs um $0,83 \text{ W/m}^2$. Mit dessen Berücksichtigung ergeben sich $0,97 \text{ W/m}^2$. Das sind 17% mehr. Die Erderwärmung erhöht sich ohne Berücksichtigung des stratosphärischen Wasserdampfs um $0,37 \text{ K}$. Mit dem stratosphärischem Wasserdampf ergeben sich $0,44 \text{ K}$, das sind 19% mehr. Die Modellrechnung wird durch Messergebnisse bestätigt [Solomon et al. (2010)].

Das verstärkte Auftreten von Wasserdampf in der Stratosphäre beeinflusst nicht nur das Oberflächenklima, sondern auch die Temperatur in der Stratosphäre. So wird beispielsweise von [Shindell (2001)] mit Hilfe einer Modellrechnung (GISS model) aufgezeigt, dass der globale Temperaturabfall in 30 - 50 km Höhe von etwa 2 K pro Dekade zu einem großen Teil auf eine gestiegene Wasserdampfkonzentration zurückzuführen ist, Abb. 12. Es wird vermutet, dass auch damit langfristige Klimaänderungen einhergehen können.

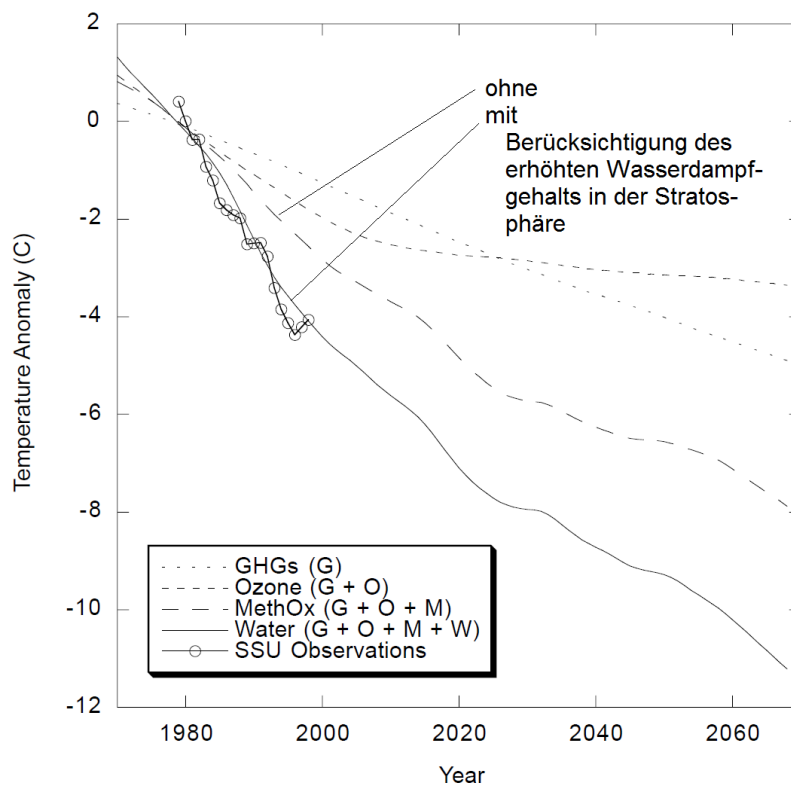


Abb. 12: Einfluss des erhöhten stratosphärischen Wasserdampfgehalts auf die Temperaturentwicklung seit 1980 (Jahresmittelwerte in 50 km Höhe im Bereich $60^\circ \text{N} - 60^\circ \text{S}$, GISS-Modellrechnung und SSU Beobachtungen nach [Shindell (2001)]).

1.3.4. Fazit

Wasserdampf ist das stärkste Treibhausgas in der Atmosphäre. Änderungen des Wasserdampfgehalts, auch im Bereich der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre, haben einen deutlichen Einfluss auf die Klimaentwicklung. Deshalb wird von vielen Seiten gefordert, genaue Wasserdampfmessungen in Kombination mit Temperaturmessungen zu intensivieren und dabei auch die Stratosphäre mit einzubeziehen.

2. Raman-Lidar

2.1. Grundlagen

2.1.1. Lidar

Das Grundprinzip eines Lidar zur Atmosphärenmessung ist aus Abb. 13 ersichtlich. Eine genauere Beschreibung des selben findet sich z.B. in [Wandinger (2005)] und [Leblanc et al. (2013)].

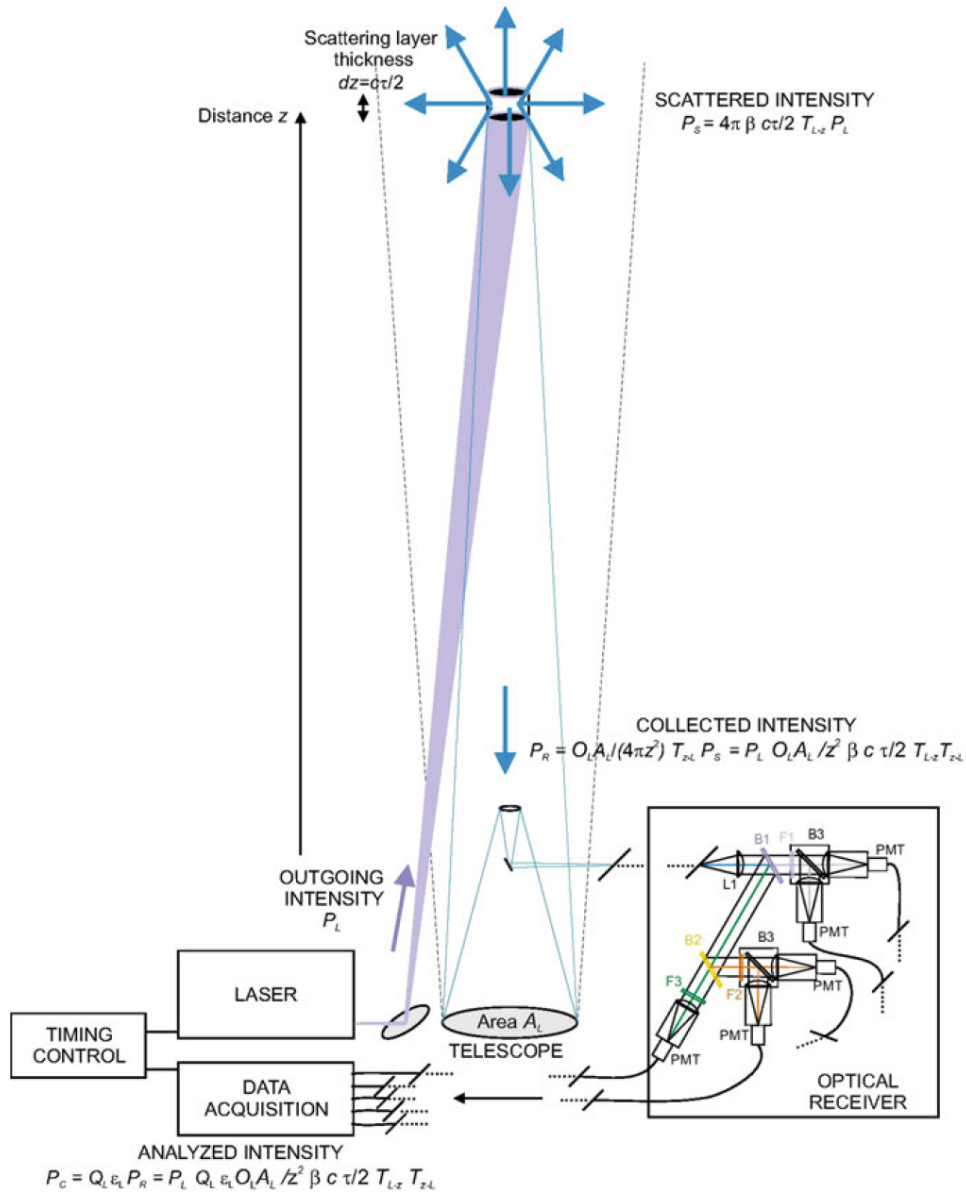


Abb. 13: Prinzipeller Aufbau eines Raman-Lidars nach [Leblanc et al. (2013)].

Ein Laser-System sendet gepulstes Licht über einen Aussendespiegel in die Atmosphäre. An jedem vom Licht getroffenen Molekül und Partikel erfolgt eine Lichtstreuung. Das zur Messstation zurückgestreute Licht wird in einer Empfangseinheit analysiert. Die Analyse der spektralen Zusammensetzung und Intensität des zurückgestreuten Lichts ermöglicht die Bestimmung von atmosphärischen Parametern wie z.B. Wasserdampfgehalt und Temperatur.

Aus der Laufzeit des Lichts vom Laser bis zum Empfänger lässt sich die Entfernung zum Ort der Streuung errechnen gemäß der Formel

$$z - z_M = \frac{c(t_{\text{empfangen}} - t_{\text{gesendet}})}{2} \quad (2.1)$$

z . . . Höhe über dem Meeresspiegel (NN)

z_M . . . Höhe der Messstation über dem Meeresspiegel

c . . . Lichtgeschwindigkeit

t_{gesendet} . . . Zeitpunkt, zu dem der Laser-Puls gesendet wird

$t_{\text{empfangen}}$. . . Zeitpunkt, zu dem der Laser-Puls empfangen wird

Damit besteht die Möglichkeit, Parameterprofile über der Höhe zu ermitteln. Die laufende Streuung und Absorption des ausgesendeten Lichts gemeinsam mit den starken geometrischen Verlusten ($1/r^2$) bewirken, dass dessen Intensität mit zunehmender Höhe immer geringer wird. Damit ist die Reichweite einer Messung begrenzt. Sie lässt sich aber durch eine Vergrößerung der Laser-Leistung und des Detektionsraumwinkels erhöhen (Hochleistungs-Raman-Lidar).

Die Lichtstreuung besteht zum einen aus elastischer (Rayleigh-) zum anderen aus inelastischer (Raman-) Streuung. Bei der Rayleigh-Streuung bleibt die ursprüngliche Wellenlänge erhalten. Bei der Raman-Streuung erfolgt eine Wellenlängenverschiebung. Die Wellenlängenverschiebung hängt ab von der Art der Raman-Streuung und der Art des Moleküls. Aus dem gesendeten monochromatischen Licht entsteht somit ein polychromatisches Licht, bestehend aus der gesendeten Wellenlängen sowie mehreren verschobenen Wellenlängen.

Ein Teil des zurückgestreuten Lichts wird über das Empfangsteleskop in den optischen Empfänger (optical receiver, bestehend aus einem Polychromator und Detektoren) geleitet. Im Polychromator erfolgt eine Auftrennung des Lichts in die einzelnen für die Bestimmung der Parameterwerte ausgewählten Wellenlängen. Für jede Wellenlänge gibt es einen Detektor. Die Detektoren registrieren kontinuierlich die Anzahl der auftreffenden Photonen, als Maß für die Intensität der einzelnen Wellenlängen, und geben diese Informationen an den Datenspeicher weiter. Die Datenspeicherung erfolgt zeitaufgelöst. Dabei ermöglicht die Zeitauflösung die Bestimmung der Laufzeiten und damit die Zuordnung der Parameterwerte zur Höhe.

Die Pulsfolgefrequenz (Anzahl der Laser-Pulse pro Sekunde), die Pulsenergie und die Messdauer sind die Größen zur Beeinflussung der Anzahl der ausgesendeten Photonen. Sie haben einen entscheidenden Einfluss auf die erreichbare Messgenauigkeit und die Reichweite. Der Laser-Puls ist der zeitliche Verlauf der erzeugten Lichtenergie von Null auf den Maximalwert und wieder zurück auf Null. Frühestens wenn der empfangene Streulichtpuls fertig analysiert ist, wird der Folgepuls gesendet. Damit werden Messfehler infolge von Überlagerungseffekten verhindert. Der zeitliche Ablauf der Sendepulse und der aus den einzelnen Höhenschichten zurückgestreuten Photonen ist in Abb. 14 exemplarisch für die Raman-Streuung an Wasserdampfmolekülen dargestellt. Ein einzelner empfangener Puls liefert nur eine geringe Anzahl von Photonen. Eine für eine Messung ausreichende Anzahl wird erst durch Aufsummierung über eine große Zahl von Pulsen erreicht. Um die geforderte Messgenauigkeit in Form eines ausreichenden Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu erreichen, ist eine ausreichende Anzahl von Photonen erforderlich. Da das Streulicht aus einer dickeren

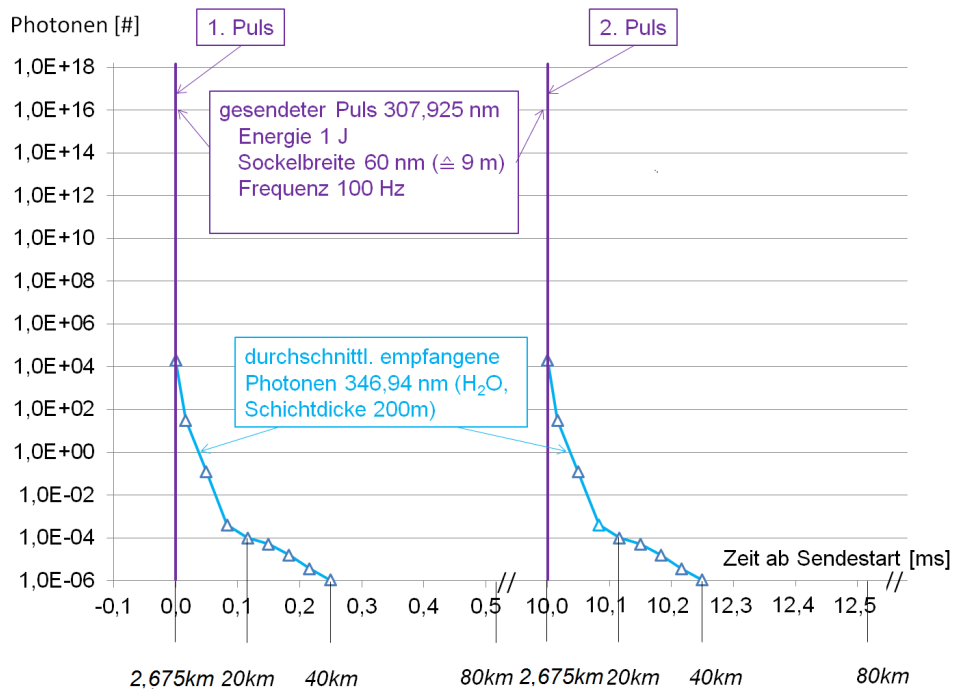


Abb. 14: Ablauf von Laser-Pulsen und Rückstreusignalen bei einer Pulsfolgefrequenz von 100 Hz.

Schicht mehr Photonen enthält, ist bei der Auswertung auf eine ausreichende Höhengschichtdicke zu achten.

2.1.2. Grundlagen der Raman-Streuung

Vom Boden aus ist das Raman-Verfahren aufgrund des geringen Lichtverlusts für Lidar-Messungen in der Stratosphäre besonders geeignet. Basis für dieses Verfahren ist die inelastische Raman-Streuung. Die Raman-Streuung ist jedoch schwach im Vergleich zur Rayleigh-Streuung.

Angesichts der geringen Streueffizienz der Raman-Streuung erzeugt das tagsüber herrschende Hintergrundlicht der Sonne Messfehler, insbesondere bei größeren Höhen. Auch durch starkes Mondlicht könnten Messfehler entstehen. Die maximale Reichweite für Wasserdampfmessungen ist daher nur bei dunkler Nacht zu erwarten [Goldsmith et al. (1998)]. Durch Erhöhung der Laser-Leistung und Vergrößerung des Empfangsteleskops lässt sich die Menge des zurückgestreuten und empfangenen Lichts vergrößern und damit die Reichweite erhöhen. Da die Intensität des zurückgestreuten Lichts zudem direkt von λ^{-4} abhängt, ist Laser-Licht mit einer kurzen Wellenlänge, d. h. im UV, vorteilhaft. Grenzen setzen die vorhandenen Laser-Typen und die Kosten.

Bei dem für die Raman-Streuung verantwortlichen Zwei-Photonen-Prozess erfährt das Licht durch die Streuung eine Energieänderung und damit eine entsprechende Wellenzahlenänderung. Die Größe der Wellenzahländerung hängt von der Art des Moleküls ab. Somit hat jedes Molekül ein spezifisches Raman-Spektrum, mit dem es identifiziert werden kann. In Abb. 15 ist dies für Sauerstoff, Stickstoff und Wasserdampf gezeigt.

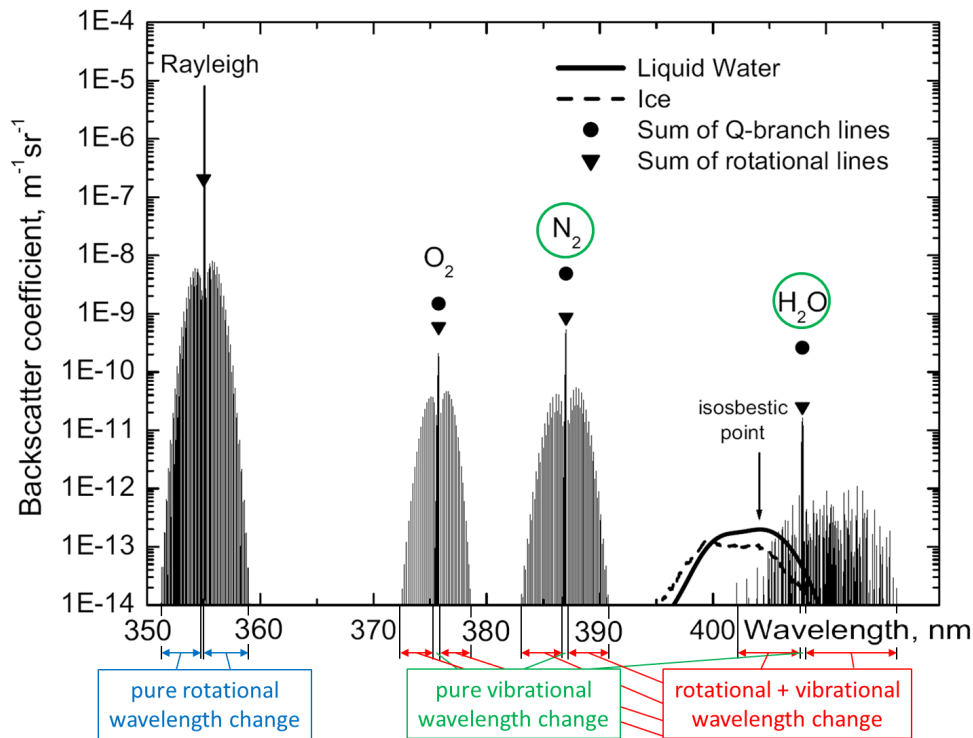


Abb. 15: Gerechnetes Spektrum des Rayleigh- und Raman-rückgestreuten Lichts für eine Laser-Wellenlänge von 355 nm, bei Normaldruck, Temperatur 300 K, Wasserdampf-Massenmischungsverhältnis 10 g/kg, Stickstoffanteil 78,1 %, Sauerstoffanteil 20,9 % (nach [Wandinger (2005)]). Die Kurven für flüssiges Wasser und Eis sind willkürlich skaliert. Das Wasserdampf-Mischungsverhältnis wird mit Hilfe der Signale der reinen Vibrations-Raman-Streuung an Wasserdampf- und Stickstoffmolekülen bestimmt.

2.2. Stand der Technik Wasserdampfbestimmung

Für Wasserdampfmessungen wird die Intensität des Raman-gestreuten Lichts im sogenannten Q-Zweig (reine Vibrations-Raman-Streuung, Abb. 15) ausgewertet. Der Q-Zweig ist wegen der $\Delta J = 0$ -Drehimpulsauswahlregel nur minimal aufgespalten und kann somit zur Unterdrückung von Rayleigh- und Hintergrundlicht (insbesondere Sonnen- und Mondlicht) schmalbandig gefiltert werden. Bei einer Ausgangswellenlänge von 355 nm wie in Abb. 15 beträgt die Wellenlängenverschiebung an Wasserdampf 53 nm. Der im Vergleich zur Rayleigh-Streuung geringe Rückstreukoeffizient (backscatter coefficient) kann im Prinzip durch eine höhere Leistung des ausgesendeten Laser-Strahls und ein größeres Empfangsteleskop kompensiert werden. Bei geeigneter Wahl der Sendewellenlänge sind die Absorptionsverluste durch Ozon und Wasserdampf nur von sekundärer Bedeutung.

Die Intensität des Raman-gestreuten Lichts (Anzahl gemessener Photonen), der Wasserdampfgehalt (Anzahldichte Wasserdampfmoleküle) und die Intensität des gesendeten Laser-Lichts (Anzahl gesendeter Photonen) sind folgendermaßen über die Lidar-Gleichung verbunden:

$$\underbrace{P_{\text{H}_2\text{O}}(z)}_{\text{Messsignal}} = \underbrace{P_{\text{prim}}}_{\text{gesendetes Signal}} \cdot \underbrace{\beta_{\text{H}_2\text{O}, \lambda_{\text{prim}}}(z) \cdot \Delta z}_{\text{Rückstreufaktor abhängig von Anzahldichte Wasserdampf}} \cdot \underbrace{\exp \left\{ - \int_{z_M}^z [\alpha_{\text{auf}, \lambda_{\text{prim}}}(\zeta) + \alpha_{\text{ab}, \lambda_{\text{H}_2\text{O}}}(\zeta)] d\zeta \right\}}_{\text{Extinktionsfaktor}} \cdot \underbrace{\frac{K_{\text{H}_2\text{O}} A O(z)}{(z - z_M)^2}}_{\text{Empfangsfaktor}}$$

(2.2)

z . . . Höhe über dem Meeresspiegel (NN)
 z_M . . . Höhe der Messstation über dem Meeresspiegel
 λ_{prim} . . . ausgesendete Wellenlänge
 $\lambda_{\text{H}_2\text{O}}$. . . an Wasserdampf zurückgestreute Wellenlänge
 P_{prim} . . . ausgesendete Anzahl an Photonen
 $P_{\text{H}_2\text{O}}(z)$. . . Raman-Signal, zurückgestreute Anzahl an Photonen aus Höhe z
 $K_{\text{H}_2\text{O}}$. . . Kalibrierfaktor, abhängig von Teleskopfläche, Detektionseffizienz u.a.
 A . . . Fläche des Empfangsteleskops
 $O(z)$. . . Überlappungsfunktion zw. Laser-Strahl und Empfangsteleskop (1 für große Höhen)
 $\alpha_{\text{auf},\lambda_{\text{prim}}}(\zeta)$. . . Extinktionskoeffizient aufwärts zwischen Messstation und Höhengschicht
 $\alpha_{\text{ab},\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}(\zeta)$. . . Extinktionskoeffizient abwärts zwischen Höhengschicht und Messstation
 $\beta_{\text{H}_2\text{O},\lambda_{\text{prim}}}(z)$. . . Rückstreuoeffizient Vibrations-Raman-Streuung, abhängig von der Wasserdampfkonzentration
 Δz . . . Dicke der Streuschicht (Höhenstufe)

Dabei hängt der Rückstrefaktor der Raman-Streuung direkt von der Anzahldicke des Wasserdampfs $N_{\text{H}_2\text{O}}(z)$ (als Maß für die Wasserdampfkonzentration) ab.

$$\beta_{\text{H}_2\text{O}}(z, \lambda_{\text{prim}}) \cdot \Delta z = N_{\text{H}_2\text{O}}(z) \left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O},\lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi} \cdot \Delta z \quad (2.3)$$

$\left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O},\lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}$. . . differentieller Rückstreuquerschnitt der Raman-Streuung für die Rückwärtsrichtung

Für andere Gase gelten die obigen Gleichungen analog. Der Wasserdampfgehalt in Form des Mischungsverhältnisses $m(z)$ von Wasserdampf zu trockener Luft kann direkt mit Hilfe des Signals von Stickstoff ($P_{\text{N}_2}(z)$) berechnet werden:

$$m(z) = \frac{N_{\text{H}_2\text{O}}(z)}{N_{\text{N}_2}(z)} \cdot 0,781 \quad (2.4)$$

$$m(z) = \frac{P_{\text{H}_2\text{O}}(z)}{P_{\text{N}_2}(z)} \cdot 0,781 \cdot \frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi} K_{\text{N}_2} \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{ab},\lambda_{\text{N}_2}}(\zeta) d\zeta \right\}}{\left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O},\lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi} K_{\text{H}_2\text{O}} \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{ab},\lambda_{\text{H}_2\text{O}}}(\zeta) d\zeta \right\}} \quad (2.5)$$

In Gl. 2.5 ist berücksichtigt, dass hier die Überlappungsfunktionen und die Extinktionskoeffizienten aufwärts für Wasserdampf und für Stickstoff als jeweils gleich groß angesetzt werden können (bei den Extinktionskoeffizienten wegen der gleichen Sendewellenlänge) und sich daher bei der Quotientenbildung kürzen.

Aus Gl. 2.5 ist ersichtlich, dass bei Raman-Lidar-Messungen Kalibrierfaktoren benötigt werden. Zur Bestimmung dieser Faktoren gibt es zum einen die Möglichkeit, diese aus den Systemeigenschaften des Lidars, v.a. der Transmissionseigenschaften sämtlicher optischer Komponenten des Systems, zu bestimmen. Dies ist jedoch eine aufwendige Prozedur, die eine hohe Genauigkeit bei den vielen Teilmessungen erfordert. Die hierbei bestehenden Unsicherheiten wirken negativ zusammen. Die gesamte Prozedur muss zudem in regelmäßigen Abständen wiederholt werden, da Filter und Beschichtungen der optischen Komponenten sich mit der Zeit ändern können. Zum anderen gibt es die Möglichkeit, die Kalibrierfaktoren aus Referenzmessungen zu bestimmen. Dies ist infolge der hohen Variabilität

der Verteilung von Wasserdampf eine große Herausforderung [Vogelmann et al. (2011)]. Im KIT-Labor am Schneefernerhaus besteht die Möglichkeit, das Kalibrierfaktorverhältnis $\frac{K_{N_2}}{K_{H_2O}}$ mit Hilfe von Vergleichsmessungen mit der bereits vorhandenen DIAL-Anlage zu ermitteln. Beide Systeme bestimmen den Wasserdampf zeitgleich und im selben Volumen, sodass erstmals die Unsicherheiten infolge der hohen Variabilität des Wasserdampfs vermieden werden.

Informationen zur Bestimmung der Rückstreuquerschnitte für Wasserdampf und Stickstoff finden sich bei [Penney & Lapp (1976)] und [Avila et al. (1999)]. Es besteht aber auch die Möglichkeit, im Rahmen der Kalibrierung mit der vorhandenen DIAL-Anlage anstelle des Kalibrierfaktorverhältnisses gleich den kompletten Faktor

$$\frac{\left. \frac{d\sigma_{N_2, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}{\left. \frac{d\sigma_{H_2O, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}} \frac{K_{N_2}}{K_{H_2O}}$$

zu ermitteln.

Verfahren, um die Stabilität der Kalibrierung zwischen zwei zeitlich auseinander liegenden Referenzmessungen zu überprüfen, finden sich in [Whiteman et al. (2011)] und [Leblanc et al. (2013)].

2.3. Stand der Technik Temperaturbestimmung

Zur Bestimmung der Temperatur kommen zwei unterschiedliche Verfahren zur Anwendung. Das eine Verfahren basiert auf der Bestimmung der Luftdichte über Rayleigh-Streuung (an allen Molekülen) oder über Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoff. Das andere Verfahren benutzt die Temperaturabhängigkeit der Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen.

2.3.1. Temperaturbestimmung über die Luftdichte

Temperaturmessungen mit Lidar sind wegen der geforderten Genauigkeiten sehr anspruchsvoll. So entspricht eine Unsicherheit von 1 K einem relativen Fehler von nur ca. 0,3%. Das hier angewendete Verfahren ist in [Gross et al. (1997)] beschrieben. Ausgangspunkt ist wieder die Lidar-Gleichung, analog zu Gl. 2.2,

$$\underbrace{P_{\text{empf}}(z)}_{\text{Messsignal}} = \underbrace{P_{\text{ges}}}_{\text{gesendetes Signal}} \cdot \underbrace{\beta_{m, \lambda_{\text{ges}}}(z)}_{\text{Rückstrefaktor abhängig von Anzahldichte Luftmoleküle}} \cdot \Delta z \cdot \underbrace{\exp \left\{ - \int_{z_M}^z [\alpha_{\text{auf}, \lambda_{\text{ges}}}(\zeta) + \alpha_{\text{ab}, \lambda_{\text{empf}}}(\zeta)] d\zeta \right\}}_{\text{Extinktionsfaktor}|_{z_M}^z} \cdot \underbrace{\frac{K_{\text{empf}} A O(z)}{(z - z_M)^2}}_{\text{Empfangsfaktor}} \quad (2.6)$$

Da der Rückstrefaktor von der Anzahldichte der Luftmoleküle abhängt (Gl. 5.11), stellt Gl. 2.6 den Zusammenhang zwischen Messsignal und Anzahldichte dar. Sie wird durch die entsprechende auf eine Referenzhöhe (Index 0) bezogene Gleichung dividiert. Dadurch kürzen sich einige Faktoren wie z.B. die Zähler der Empfangsfaktoren und es ergibt sich unter Berücksichtigung des Zusammenhangs zwischen Anzahldichte und Dichte (Gl. 5.12) für die Dichte

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{P_{\text{empf}}(z)}{P_{\text{empf},0}} \frac{(z - z_M)^2}{(z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{Extinktionsfaktor}|_{z_0}^z} \quad (2.7)$$

Aus der Dichte ergibt sich über die barometrische Höhenformel

$$dp(z) = \rho(z)g(z)dz \quad (2.8)$$

der Druck und aus dem Druck über die Gasgleichung die gesuchte Temperatur

$$T(z) = \frac{p(z)}{R\rho(z)} \quad (2.9)$$

Das Rayleigh-Signal ist verhältnismäßig stark, wird aber zum Teil dennoch erheblich von der elastischen Streuung an Aerosolen beeinflusst. Aus Aerosolmessungen am IMK-IFU zeigt sich, dass die Atmosphäre ab 30 km in der Regel frei von Aerosolen ist [Trickl et al. (2013)]. Daher ist die Rayleigh-Streuung für Temperaturmessungen in Höhen ab 30 km geeignet. Ergänzend wird die Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoff verwendet, da hier nur die Extinktion, aber nicht die Rückstreuung durch Aerosole beeinflusst wird. Es ist davon auszugehen, dass damit auch in Bereichen mit Aerosolgehalt erfolgreich gemessen werden kann, solange der Aerosolgehalt in Grenzen bleibt.

2.3.2. Temperaturbestimmung über die Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen

Das Verfahren zur Temperaturbestimmung über Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen ist z.B. in [Behrendt (2000)], in [Wandinger (2005)] und in [Radlach (2009)] beschrieben. Es verwendet aus dem Raman-Rückstreu-Spektrum zwei Bereiche, einen, bei dem das Rückstreusignal deutlich über der Temperatur ansteigt, und einen, bei dem keine Temperaturabhängigkeit gegeben ist oder das Signal sogar über der Temperatur abfällt.

Für beide Signale gelten wieder die entsprechenden Lidar-Gleichungen

$$P_{\text{empf}}(z, T) = \underbrace{P_{\text{ges}}}_{\text{Messsignal}} \cdot \underbrace{\beta_{\text{mRR}, \lambda_{\text{ges}}}(z, T)}_{\substack{\text{gesendetes} \\ \text{Signal}}} \cdot \underbrace{\Delta z}_{\substack{\text{Rückstreufaktor} \\ \text{abhängig von} \\ \text{Anzahldichte} \\ \text{Luftmoleküle und} \\ \text{von Temperatur}}} \cdot \underbrace{\exp\left\{-\int_{z_M}^z [\alpha_{\text{auf}, \lambda_{\text{ges}}}(\zeta) + \alpha_{\text{ab}, \lambda_{\text{empf}}}(\zeta)] d\zeta\right\}}_{\text{Extinktionsfaktor}} \cdot \underbrace{\frac{K_{\text{empf}} A O(z)}{(z - z_M)^2}}_{\text{Empfangsfaktor}} \quad (2.10)$$

Das Signalverhältnis ergibt dann eine deutliche Temperaturabhängigkeit, wobei sich durch die Verhältnisbildung wieder eine Reihe von Faktoren kürzen. Die Umkehrung liefert dann die Gleichung für die Temperatur

$$T = f\left(\frac{P_{\text{empf, Bereich1}}}{P_{\text{empf, Bereich2}}}\right) \quad (2.11)$$

3. Anforderungen an das zu entwickelnde System

In der folgenden Aufstellung sind die wichtigsten Anforderungen zusammengefasst:

- Messen von Wasserdampfprofilen von 3,5 km (etwa 1 km über Messstation) bis 25 km Höhe und Temperaturprofilen von 3,5 km bis 80 km Höhe. Bei den heute eingesetzten Raman-Lidar-Systemen lassen sich Wasserdampfprofile nur bis 20 km messen.

Mit dem Ozon-Lidar am MOHp werden Temperaturprofile von 18 km bis etwa 70 km bestimmt.

- Messfehler $\leq 5\%$ bei Wasserdampf und $\Delta T < 1\text{ K}$ bei der Temperatur in weiten Bereichen.
- Messdauer zur Erreichung der geforderten Reichweiten nicht über 1 Stunde, damit auch mehrere Messungen pro Nacht möglich sind, bei einer vertikalen Auflösung von wenigen hundert Metern im unteren und bis zu maximal zwei Kilometern im oberen Höhenbereich. Das Ergebnis einer Messung ist dabei das über die Messdauer gemittelte Wasserdampf- und Temperaturprofil. Bei den heutigen Systemen beträgt die Messdauer für Wasserdampfprofile bis 22 km Höhe zwischen 6 und 9 h mit einer Auflösung von 1,5 km oder mehr [Whiteman et al. (2011), Leblanc et al. (2012)].
- Temperaturmessungen in der Troposphäre sollen grundsätzlich bei Tag und Nacht möglich sein. In der Stratosphäre ist wegen der starken Reichweitenbegrenzung durch die tagsüber herrschende Hintergrundstrahlung für die Temperatur- und für die Wasserdampfmessungen eine Beschränkung auf Nachtbetrieb vorgesehen.
- Angesichts der Extinktion und der Mehrfachstreuung durch Nebel und Wolken [Reichardt & Reichardt (2006)] sollen Wasserdampf- und Temperaturprofile nur bei wolkenlosem oder fast wolkenlosem Himmel gemessen werden.

Aus diesen Anforderungen ergeben sich folgende Kriterien für die Auswahl der einzelnen Systemkomponenten.

- Laser mit größtmöglicher Leistung (deutlich über den bisher verwendeten Lasern mit maximal 17 W) unter Berücksichtigung des bestehenden Kostenrahmens.
- Empfangsteleskop für den Fernbereich mit größtmöglichem Spiegeldurchmesser unter Berücksichtigung des bestehenden Kostenrahmens.
- Strahlteiler mit Reflektionsgrad möglichst $>90\%$ für die reflektierte Welle und Transmissionsgrad möglichst $>90\%$ für die transmittierte Wellenlänge.
- Filter, die schmalbandig genug sind zur erforderlichen Eingrenzung der Wellenlängen, aber breitbandig genug, um für die großen Reichweiten dennoch genügend Licht durchzulassen (0,25 - 0,50 nm).
- Detektoren mit größtmöglicher Linearität in einem großen Signalbereich.

Anforderungen an die Betriebs- und Personensicherheit

Zur Vermeidung von größeren Temperaturunterschieden ist eine ausreichende Heizung insbesondere in der Empfangseinheit (Turm) vorzusehen. Bei großen Temperaturunterschieden werden sonst durch Materialausdehnung bzw. -schrumpfung die optischen Wege verlängert oder verkürzt, sodass die Signale nicht mehr optimal in die Detektoren geleitet werden. Bei der Heizungsauslegung ist darauf zu achten, dass die Messungen bei geöffneter Turmkuppel erfolgen.

Zum Schutz der Augen von Piloten muss sich der Laser abschalten, wenn ein Flugobjekt die Anlage überfliegt.

Bei Niederschlag muss sich die Turmkuppel schließen und der Laser-Strahl blockiert werden. Eindringendes Wasser würde in der Sende- und Empfangsanlage Beschädigungen hervorrufen. Insbesondere auf dem Aussendespiegel würden Beschädigungen durch den Hochleistungs-Laser auf Grund der fokussierenden Wirkung von Wassertropfen entstehen.

4. Entwicklung des Hochleistungs-Raman-Lidars am Schneefernerhaus

4.1. Das Gesamtsystem

In Abb. 16 ist das Gesamtsystem schematisch dargestellt. Es besteht aus der Sende- und der Empfangseinheit.

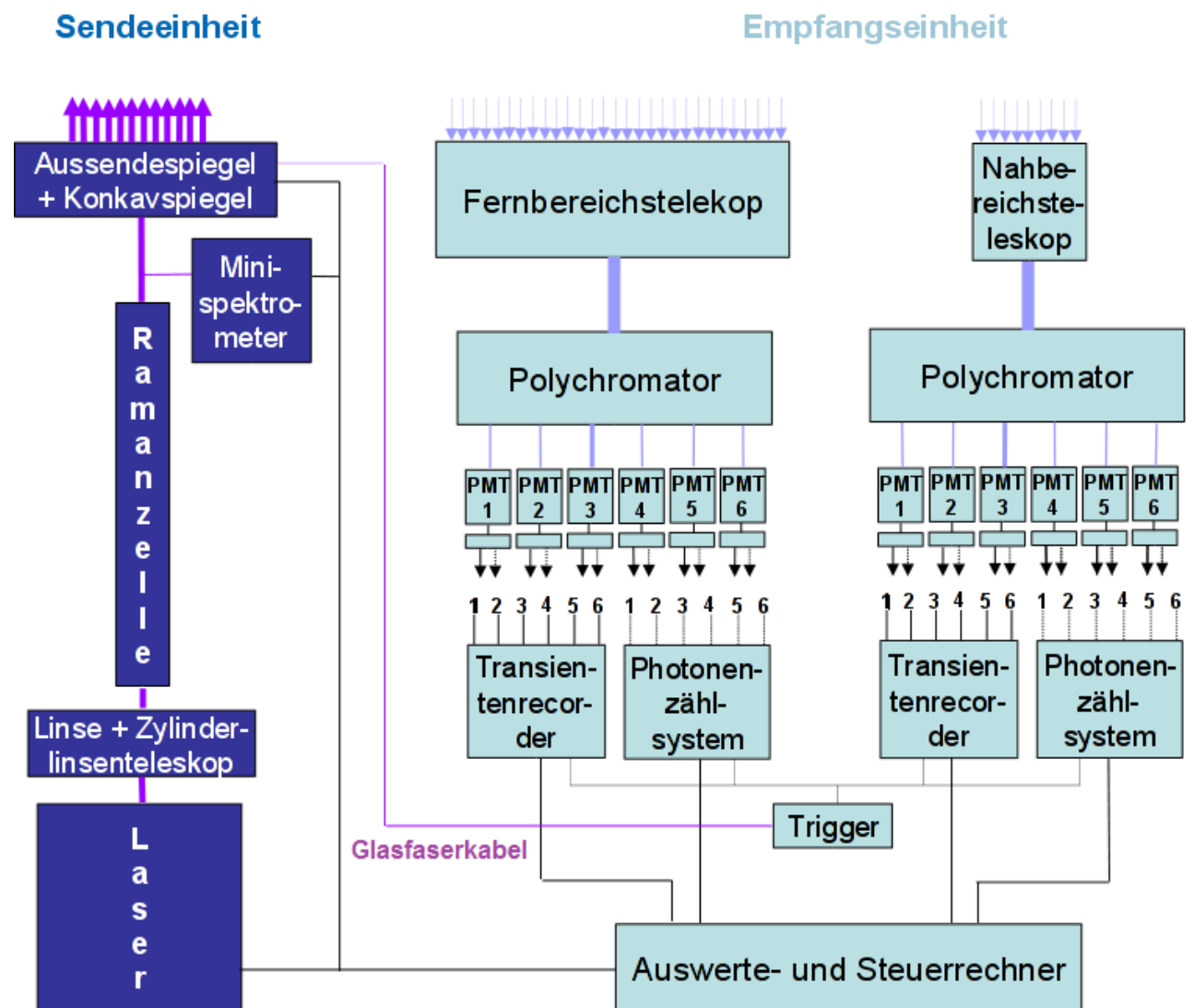


Abb. 16: Schematischer Aufbau des Gesamtsystems, bestehend aus Sende- und Empfangseinheit. Die Polychromatoren, Detektoren (PMT), Diskriminatoren (blaue Kästchen unterhalb der PMT), Transientenrekorder und Photonenzähl-systeme für den Fern- und Nahbereichsempfang sind baugleich. Die Diskriminatoren leiten das Signal an Transientenrekorder und Photonenzähl-systeme weiter.

In der Sendeeinheit erzeugt ein Hochleistungs-Laser gepulstes UV-Licht. Anschließend wird es in ein Zylinderlinsenteleskop gelenkt. Dort erfährt der Strahl eine Aufweitung, sodass aus dem rechteckigen ein annähernd quadratisches Strahlprofil entsteht. Dadurch wird die thermische Belastung im Eingang und im Ausgang der nachgeschalteten Optiken klein gehalten. Eine Linse (Brennweite 2 m) fokussiert den Strahl in die Hochdruck-Wasserstoff-Zelle (Raman-Zelle), in der mit Hilfe der stimulierten Raman-Streuung eine zweite Wellenlänge erzeugt wird. Danach wird der Strahl nicht durch eine Linse kollimiert, sondern es erfolgt eine weitere Strahlexpansion mit anschließender Umwandlung in einen parallelen Strahl über einen Konkavspiegel, um die zunächst sehr hohe Strahldivergenz zwischen 1,5 mrad in der kurzen und 4,5 mrad in der langen Achse auf Werte von unter 0,5 mrad zu reduzieren. Diese niedrige Strahldivergenz ist erforderlich, damit die Strahlenbündel im Empfangssystem nicht zu groß werden und die Detektorfläche nicht übersteigen. Zuletzt wird der Strahl über einen Aussendespiegel vertikal in die Atmosphäre gelenkt. Der Aussendespiegel besitzt einen Stellmotor. Dieser ist mit einem Rechner (Auswerte- und Steuerrechner) verbunden. Damit besteht die Möglichkeit, diesen gesendeten Strahl ferngesteuert derart zu justieren, dass das aus großen Höhen zurückkommende gestreute Licht optimal vom Fernbereichsteleskop eingefangen werden kann. Dazu wird der Laser-Strahl parallel zum Sichtfeld des Fernbereichsteleskops ausgerichtet.

Zur Messung des Laser-Spektrums wird ein Minispektrometer (Modell HR4000 von Ocean Optics) verwendet. Die Anzeige der Messung erfolgt über den Auswerte- und Steuerrechner. In einer weiteren Ausbaustufe ist geplant, auch das Laser-System an diesen Rechner anzuschließen und auf Basis der Minispektrometermessung eine automatische Feinregulierung und Überwachung des Spektrums einzurichten.

Ein Teil des zurückgestreuten Lichts wird in der Empfangseinheit von je einem Newton-Teleskop für den Fernbereich und für den Nahbereich gesammelt. Der Fernbereichsempfangsspiegel hat einen Durchmesser von 1,5 m und eine Brennweite von 5 m. Da die Lichtmenge aus dem Nahbereich größer ist, genügt hier ein kleinerer Empfangsspiegel. Der Durchmesser beträgt hier nur 0,36 m und die Brennweite 1,9 m. Das Spektrum des zurückgestreuten Lichts wird in Polychromatoren mittels Strahlteilern und Filtern auf die ausgewählten Linien reduziert. Die Lichtbündel dieser Linien werden von Detektoren (Photomultiplier, PMT) schließlich in Messsignale umgewandelt. Diese Signale werden dann von den Transientenrekordern beziehungsweise den Photonenzählssystemen aufgezeichnet und an den Auswerte- und Steuerrechner zur weiteren Verarbeitung geleitet. Die Aufteilung des Messbereichs auf mindestens zwei Teleskope mit je einem Satz Detektoren und einem Transientenrekorder und Photonenzählssystem ist erforderlich, da die Signaldynamik mehr als acht Größenordnungen umfasst (siehe Kap. 4.2.2.3.). Die verfügbaren Detektoren und Transientenrekorder sind technisch nicht in der Lage, einzeln einen so großen Bereich abzudecken. Die Aufteilung auf die zwei Teleskope ermöglicht somit für jeden Bereich eine individuelle Anpassung des empfangenen Signals an den Empfindlichkeitsbereich der Detektoren.

Die Sendeeinheit ist im KIT-Labor am Schneefernerhaus im 8. Obergeschoss aufgebaut, siehe Abb. 17. Im selben Labor befindet sich auch das bestehende und seit 2007 operationell eingesetzte Wasserdampf-DIAL, mit dem das Raman-Lidar kalibriert werden wird. Die Empfangseinheit des Raman-Lidars befindet sich im Lidar-Turm auf der obersten Dachterrasse. Der Turm besitzt eine wetterfeste astronomische Kuppel mit einer spaltförmigen



Raman-Lidar Turm

Austritt Sendepuls,
Eintritt Rückstreu-
licht, Empfangsein-
heit Raman-Lidar

DIAL Kuppel

Austritt Sendepuls,
Eintritt Rückstreu-
licht

KIT Labor

Sendeeinheit
Raman-Lidar, Sende-
und Empfangsein-
heit DIAL

Abb. 17: Das Schneefernerhaus mit den Aufbauten für das Raman-Lidar und das DIAL auf der obersten Dachterrasse: Ansicht von Osten. Bei dem DIAL handelt es sich um das bereits bestehende System.

Öffnung. Durch diese Öffnung tritt der ausgesendete Strahl in die Atmosphäre und zurückgestreutes Licht in die Empfangsanlage.

4.2. Die Sendeeinheit des Raman-Lidar-Systems

4.2.1. Anordnung und Merkmale der Komponenten

Abb. 18 zeigt die Anordnung der einzelnen Komponenten der Sendeeinheit im Labor unterhalb des Lidar-Turms sowie den Strahlengang vom Laser bis zum Aussendespiegel. Der Strahl hat beim Austritt aus dem Laser einen Querschnitt von $15\text{ mm} \times 35\text{ mm}$, nach dem Zylinderlinsenteleskop $35\text{ mm} \times 35\text{ mm}$ und am Aussendespiegel ca. $180\text{ mm} \times 190\text{ mm}$. Dieser Aussendequerschnitt stellt einen ausgewogenen Kompromiss zwischen geringer Strahlendivergenz und gerade noch vertretbaren Kosten für die optischen Komponenten dar. Abb. 19 zeigt die Lage des Aussendespiegels im Versorgungsschacht neben dem Labor. Von dort läuft der Strahl senkrecht nach oben durch die Deckenöffnung, den Lidar-Turm und die Kuppelöffnung in die Atmosphäre.

Für die Anordnung und Auslegung der Komponenten sind folgende Gesichtspunkte maßgebend:

- Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl des Konkavspiegels möglichst klein, damit die Strahldivergenz infolge der unterschiedlichen Fokussierungen in den unterschiedlichen Ebenen bei Winkeln > 0 gering bleibt (Astigmatismus).
- Strahlwinkel bei den übrigen Umlenkspiegeln möglichst genau 90° , damit Polarisati-on möglichst wenig beeinträchtigt wird.
- Senkrecht nach oben laufender ausgesendeter Strahl möglichst nahe am Empfangs-spiegel des Fernbereichsteleskops und somit möglichst nahe der Ecke des Decken-durchbruchs, damit der zurückgestreute Strahl diesen Empfangsspiegel möglichst

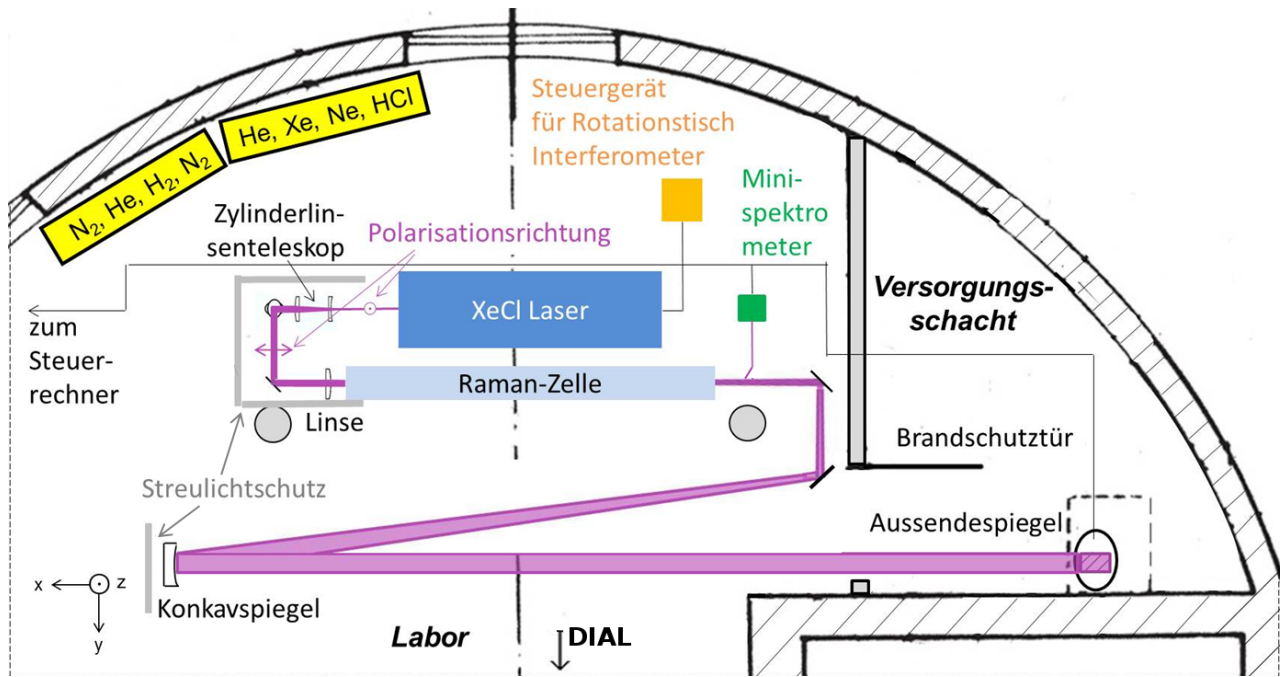


Abb. 18: Draufsicht auf die Sendeeinheit des Raman-Lidars. Das Zylinderlinsenteleskop dient zur ersten Aufweitung des Laser-Strahls. Durch die Linse vor der Raman-Zelle wird eine weitere Strahlexpansion initiiert. Der Konkavspiegel kollimiert den Strahl auf $180\text{ mm} \times 190\text{ mm}$. Über den 45° -Spiegel wird der Laser-Strahl senkrecht durch den Lidar-Turm in die Atmosphäre gesendet. Brennweite der Fokussierlinse vor der Raman-Zelle: 2000 mm . Vor dem Zylinderlinsenteleskop und der Fokussierlinse befindet sich je eine Blende als Streulichtschutz.

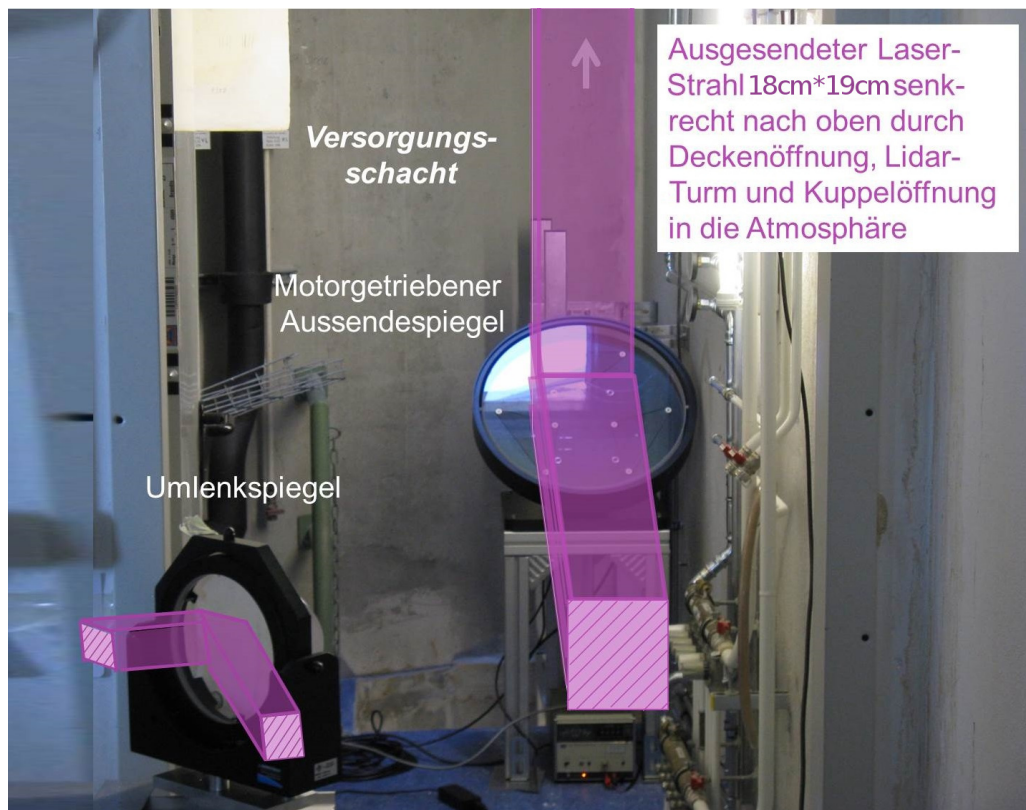


Abb. 19: Links: Umlenkspiegel, Durchmesser 200 mm , rechts: Aussendespiegel im Versorgungsschacht, Durchmesser 500 mm .

optimal trifft. Damit war eine Änderung der Öffnungsrichtung der Brandschutztür zwischen Labor und Versorgungsschacht erforderlich.

- Konkavspiegel genau 10 m (Konkavspiegelbrennweite) vom Linsenfokus (innerhalb der Raman-Zelle) entfernt, damit der expandierende Strahl in einen genau parallelen Strahl umgewandelt wird und so die Strahlverluste in der Atmosphäre möglichst klein gehalten werden.
- Streulichtschutz für das Personal

In Tab. 4.1 sind die einzelnen Komponenten sowie deren Hersteller und Merkmale zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Raman-Lidar: Komponenten der Sendeeinheit.

Systemkomponente	Hersteller	Merkmale
1. Laser		
XenonChlorid-Laser, LSX 350C	Coherent (Göttingen, vormals Λ Physik)	ursprüngliche Leistung: 350 W; Strahldivergenz kurze Achse: 1,5 mrad, lange Achse: 4,5 mrad; Pulsfolgefrequenz 1 bis 350 Hz; Pulsdauer: Halbwertsbreite (29 ± 5) ns; Sockelbreite (90 ± 5) ns (bei 5 % des Emissions- maximums) UV-Licht mit 307,955 nm, 308,173 nm und 308,215 nm Energiemonitor: Anzeige der Pulsenergie bzw. Leistung am Laser-Ausgang
Druckminderer	Spectra	
Laser-Gase	Spectra, Basi	He, Ne, Xe, HCl, N ₂
Zylinderlinsenteleskop	Laseroptik G.m.b.H.	baugleich mit 2 .
Dünnschichtpolarisator	Laseroptik G.m.b.H.	Polarisationsgrad 99,6 %
Blende	Eigenbau	41 mm × 41 mm
Fabry-Perot-Interferometer	SLS Optics	Transmission von 307,925 nm und ganzzahligen Vielfachen (-0,21 nm materialbedingte Wellenlängenverschiebung)
Fortsetzung nächste Seite ...		

Systemkomponente	Hersteller	Merkmale
Motorgetriebener Rotationsstisch für Fabry-Perot-Interferometer	OWIS	manuell und Computersteuerbar
Endspiegel	Laseroptik G.m.b.H.	Reflektivität: 100 %, Durchmesser \varnothing 75 mm
2. Zylinderlinsenteleskop		
Plankonvexlinse	Laseroptik G.m.b.H.	60 mm \times 60 mm, Brennweite $f = 218$ mm
Plankonkavlinse	Laseroptik G.m.b.H.	60 mm \times 60 mm, $f = 84$ mm
3. Strahlführung von Zylinderlinsenteleskop bis Raman-Zelle		
3 Spiegel	Laseroptik G.m.b.H.	\varnothing 100 mm
3 Spiegelhalter	Fine Adjustment	
Linse	Laseroptik G.m.b.H.	\varnothing 75 mm, $f = 2$ m
4. Raman-Zelle und Mini-Spektrometer		
Rohr	Beger	Länge 3,6 m, Druck bis 40 bar, Innendurchmesser 78 mm
Zellenfenster	Laseroptik G.m.b.H.	\varnothing 100 mm, CaF ₂ , Dicke 40 mm
Füllgas	Linde	Wasserstoff
Gasarmaturen	B.E.S.T., Ziegler + Altbestände	
Membranpumpe	KNF	explosionssgeschützt, Endvakuum ca. 20 hPa
Mini-Spektrometer HR4000	Ocean Optics	Auflösung 0,07 nm, Detektorbereich 280 - 380 nm
5. Strahlführung von Raman-Zelle bis Konkavspiegel		
2 Spiegel	Laseroptik G.m.b.H.	\varnothing 250 mm
Spiegelhalter	Aerotech	\varnothing 250 mm
6. Konkavspiegel		
Spiegel	Laseroptik G.m.b.H.	$f = 10$ m, \varnothing 300 mm
Spiegelhalter	Aerotech	\varnothing 300 mm
7. Aussendespiegel		
Spiegel	Laseroptik G.m.b.H.	\varnothing 500 mm
Spiegelhalter	ASA - Astrosysteme Austria	motorgetrieben, Winkelbereich $\pm 1,5^\circ$ (azimutal und vertikal)
Raman-Lidar: Komponenten der Sendeeinheit.		

4.2.2. Laser-System

4.2.2.1. Auswahl des Laser-Systems

Wegen der Proportionalität des Rückstreuquerschnitts der Raman-Streuung zu λ^{-4} ist deren Effizienz umso größer, je kleiner die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist. Deshalb ist bei Raman-Lidaren UV-Licht erforderlich, wenn große Reichweiten erzielt werden sollen oder die Konzentration des zu messenden (Spuren-)Gases klein ist.

Anderorts eingesetzte wissenschaftliche Laser-Systeme haben eine eingeschränkte Laser-Leistung, da das UV-Licht, meist 355 nm, durch Frequenzverdreifung der Emission von Nd:YAG-Lasern erzeugt wird und die Laser-Systeme eine moderate Pulsfolgefrequenz aufweisen (≤ 50 Hz). Besser ist eine direkte Erzeugung von UV-Licht mit Exzimer-Lasern, welche für industrielle Anwendungen mit um mehr als eine Größenordnung höheren Durchschnittsleistungen angeboten werden. Eine Marktrecherche führte zur Entscheidung den Laser LSX 300C der Firma Coherent, Göttingen, zu beschaffen (Abb. 20). Bei diesem Gerät waren die Anforderungen zur Zeit der Antragstellung für das Projekt vergleichsweise am besten erfüllt. Es handelt sich um einen XeCl-Exzimer-Laser für industrielle Anwendungen, der UV-Licht im Bereich von 308 nm erzeugt.



Abb. 20: Links: XeCl-Laser LSX 300C der Firma Coherent, Göttingen. Industrie-Laser mit 350 W Durchschnittsleistung. Rechts: Für den Transport ausgebaute Laser-Röhre im KIT-Labor auf der UFS, in der sich das Laser-Gas befindet (unten) mit Hochspannungseinheit (oben) zur Erzeugung des inertialen Lichtblitzes. (Quelle: Coherent)

Der Laser hat auch für einen Exzimer-Laser eine außerordentlich hohe Durchschnittsleistung von 350 W (1 J pro Puls bei 350 Hz). In Kap. 4.2.2.3. wird untersucht, ob diese Leistung ausreicht, um die geforderten Reichweiten für die Wasserdampf- und Temperaturmessungen zu erzielen.

Bei der industriellen Produktion werden nur geringe Anforderungen an die spektrale Reinheit des Laser-Lichts gestellt. Daher arbeitet dieser Laser im Gegensatz zu den frequenzvervielfachenden Lasern nicht schmalbandig, sondern breitbandig bei drei Spektrallinien (Abb. 23). Zudem besitzt der Laser-Strahl mit $4,5 \text{ mrad} \times 1,5 \text{ mrad}$ (Vertikal- \times Hochachse) eine relativ hohe Strahldivergenz. In dieser Form ist er für die geplanten Lidar-Messungen nicht geeignet. Außerdem ist die Laser-Strahlung unpolarisiert. Für die Trennung der Rayleigh- von der Raman-Streuung ist jedoch ein polarisierter Laser-Strahl von Vorteil (2.3.). Zusätzlich profitieren auch die spektrale Reinheit und die Konversionseffizienz der stimulierten Raman-Streuung von dem polarisierten Laser-Licht [Kempfer et al. (1994)]. Daher waren entspre-

chende Umbauten am Laser-System erforderlich. Die Anforderungen an die Schmalbandigkeit und den Polarisationsgrad werden in Kap. 4.2.2.4. und die daraus resultierenden Modifikationen des Laser-Systems in Kap. 4.2.2.5. behandelt.

Ozon absorbiert kurzwelliges UV-Licht. Dies wird in Anbetracht der hohen Leistung des Lasers in Kauf genommen. Um die Lichtverluste infolge der Absorption durch Ozon dennoch möglichst gering zu halten, besitzt der ausgewählte Laser die längste Wellenlänge, die kommerziell für Hochleistungs-Exzimer-Laser angeboten wird. Kapitel 4.2.2.6. beschäftigt sich mit der Frage, wie stark die Messung durch diese Absorption beeinflusst wird.

4.2.2.2. Transport des Laser-Systems vom Hersteller bis ins KIT-Labor im 8. OG der UFS

Für den Laser-Transport gibt es eine Reihe von Anforderungen seitens des Herstellers. Sie sind im Herstellerhandbuch zusammengestellt. Dabei geht es unter anderem darum, dass keinesfalls die zulässigen Neigungswinkel und Stoßbelastungen überschritten werden. Der Transport erfolgte in 2 Paketen, wobei jedes Paket zur Sicherheit mit Tilt und Shock Watch Indikatoren ausgerüstet war, um die Einhaltung dieser Vorgaben kontrollieren zu können. Der Laser-Transport geschah in 3 Teilabschnitten, und zwar

1. vom Laser-Hersteller Coherent (Göttingen) zur Talstation der Zahnradbahn (Grainau)
2. von der Talstation bis zum Lastenbahnhof auf der Höhe des Erdgeschosses der UFS
3. vom Lastenbahnhof bis ins KIT-Labor im 8. Obergeschoss der UFS.

Der Transport im ersten Teilabschnitt erfolgte per LKW über ein Transportunternehmen im Auftrag von Coherent, auch weil die Lieferung des Lasers bis zur Talstation im Gesamtpreis des Lasers enthalten war. Beim zweiten Abschnitt mit der Zahnradbahn lag die maximale Streckensteigung nicht über 25%. Damit war die Voraussetzung gegeben, dass auch hier die zulässigen Neigungswerte nicht überschritten wurden.

Der Verlauf des dritten Abschnitts ist in Abb. 21 dargestellt. Vom Lastenbahnhof bis zum Aufzug erfolgte der Transport auf Hubwagen. Im Aufzugbereich geschah der Transport ohne Verpackung auf den bereits vom Hersteller angebrachten Rollen, um die dort erforderlichen engen Abmessungen in Bezug auf Länge und Höhe einhalten zu können. Der Transport im Treppenhaus vom 7. zum 8. Obergeschoss erfolgte mittels eines Flaschenzugs. Zur Schaffung des notwendigen Freiraums, sowohl für die Last als auch für den Flaschenzug, wurden die beiden bergseitigen Treppenabschnitte zwischen 7. und 9. Obergeschoss entfernt, und zwar durch Abschrauben der einzelnen Treppenstufen sowie einer Strebe. Zusätzlich musste ein kleiner Absatz im Boden des unteren Treppenabschnitts mittels Hubeisen und Unterleghölzern überwunden werden, bevor die Last in den Flaschenzug eingehängt werden konnte.

Für diesen Teilabschnitt wurde ein Transportunternehmen beauftragt. Dies geschah zum einen aus Versicherungsgründen und zum anderen, um eine Zeit-effiziente Ausführung der Vorbereitung des Treppenhauses und des Transports (Gesamtzeitaufwand nicht mehr als 2 Tage) sicherzustellen. Der vom Transportunternehmen verwendete Flaschenzug war auf 1 t Traglast beschränkt. Dieser Beschränkung wurde bereits vom Hersteller Rechnung getragen, indem er schon im Werk die Laser-Röhre aus dem Gehäuse ausbaute und die Lieferung in 2 Pakete aufteilte.

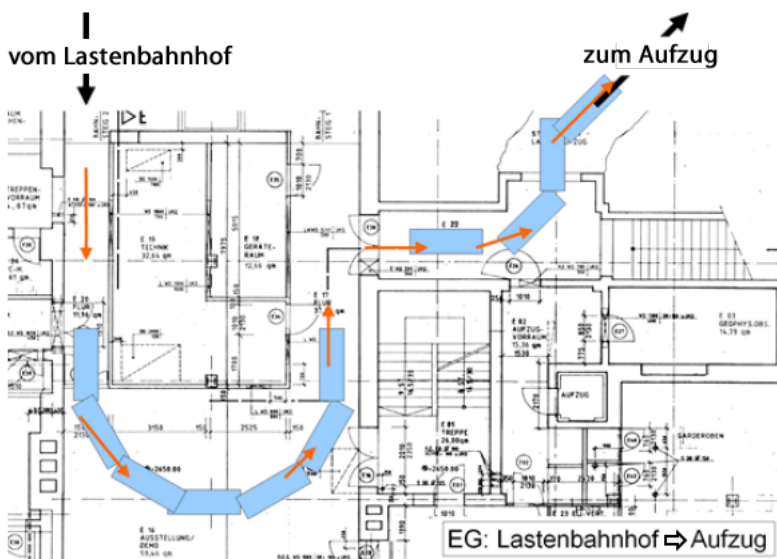
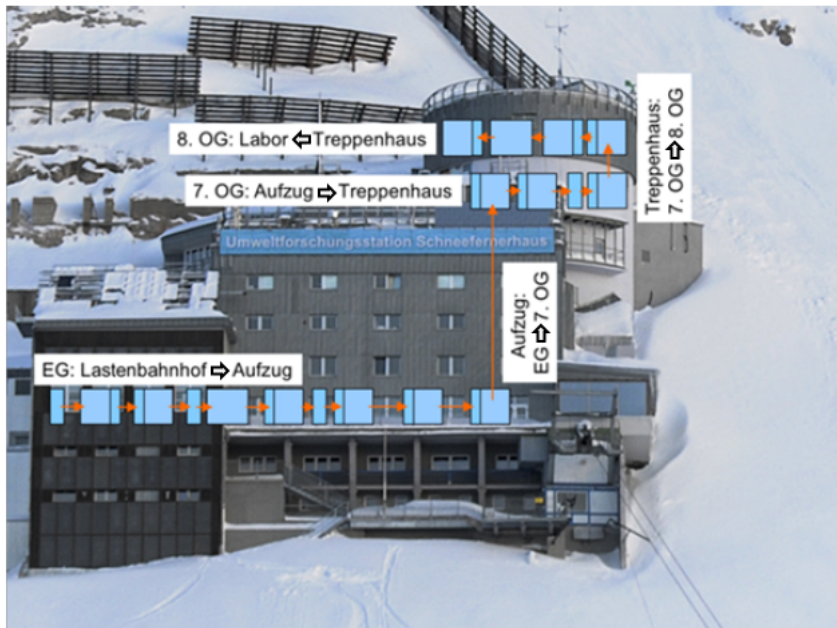


Abb. 21: Laser-Transport vom Lastenbahnhof der Zahnradbahn Bergstation bis ins KIT-Labor im 8. Obergeschoss der UFS (Quelle der Fotos: Coherent; Quelle der Gebäudepläne: Schneefernerhaus)

Schon im Lastenbahnhof erfolgte eine erste Kontrolle des Lasers. Es wurden keine Schäden festgestellt. Nachdem der Laser über die verschiedenen Teilabschnitte in der UFS bis zum endgültigen Standplatz im 8. Obergeschoss transportiert worden ist, erfolgte eine weitere Prüfung durch zwei Mitarbeitern des Laser Herstellers, und, nachdem keine Schäden festgestellt wurden, die Inbetriebnahme.

4.2.2.3. Reichweite für Wasserdampf- und Temperaturmessungen

Die nachfolgende Abschätzung soll aufzeigen, ob die Laser-Leistung von 350 W groß genug ist, um die geforderten Reichweiten (25 km für Wasserdampf- und 80 km für Temperaturmessungen) zu erzielen. Sie erfolgte auf Basis einer Simulation der zu erwartenden Rückstreuungssignale in Abhängigkeit von der Höhe. Für die Berechnung der Rückstreuungssignale wurde ein Computer-Programm erstellt. Es verwendet die mittleren Atmosphärendaten (Druck, Temperatur, Feuchte, Ozon) des Transmissions-Kalkulationsprogramms LOWTRAN 7 [Kneizys et al. (1988)] sowie die Lidar-Gleichungen für Rayleigh- (Gl. 5.10) und Raman-Rückstreuung (Gl. 2.2). Das Programm berücksichtigt auch den Einfluss der Lichtabsorption durch Ozon. Der Berechnung liegt das in Kap. 4.3. beschriebene Rückstreuungsspektrum zugrunde. Es besteht aus insgesamt 6 Wellenlängen und beinhaltet somit auch die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Modifikationen im Sendesystem.

In Anlehnung an die Leistungsmerkmale des ausgewählten Lasers wurde die Berechnung auf der Basis folgender Daten durchgeführt:

- Sendeleistung 350 W
- Pulsfrequenz 350 Hz mit 1 J pro Puls
- Gesendete Wellenlänge 308 nm (Primärwellenlänge) mit 1 J/Puls und daraus empfangene Wellenlängen 308 nm, 332 nm, 307,36 nm, 306,76 nm und 347 nm
- Gesendete Wellenlänge 353 nm (Referenzwellenlänge, siehe 4.2.2.6.) mit 50 mJ/Puls und daraus empfangene Wellenlänge 353 nm
- Akkumulation der Rückstreuphotonen in Höhenintervallen von jeweils 200 m
- Messdauer 1 h, entsprechend $1,26 \cdot 10^6$ Pulse
- Fehlerbetrachtung zur Beurteilung der Signalstärke auf Basis \sqrt{N} -Statistik (shot noise Erfahrungswert bei Lidar-Messungen), N ist die Anzahl der detektierten Photonen
- Detektionseffizienz des Empfangssystems 10 %

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 22 dargestellt. Sie zeigt das berechnete Empfangssignal für die einzelnen Wellenlängen, in Form der Anzahl von Photonen pro Höhenschicht, in Abhängigkeit von der Höhe. Grundsätzlich ergibt sich eine deutliche Abnahme des Signals mit zunehmender Höhe. Trotz dieser Abnahme treten bei allen Wellenlängen bis zu den geforderten Reichweiten noch deutliche Signale auf. So werden für die zur Bestimmung des Wasserdampfs ausgewertete Wellenlänge 347 nm aus 25 km Höhe noch 69 Photonen empfangen. Für die übrigen Wellenlängen liegt die Photonenanzahl aus 80 km Höhe zwischen $1,51 \cdot 10^2$ und $2,2 \cdot 10^5$.

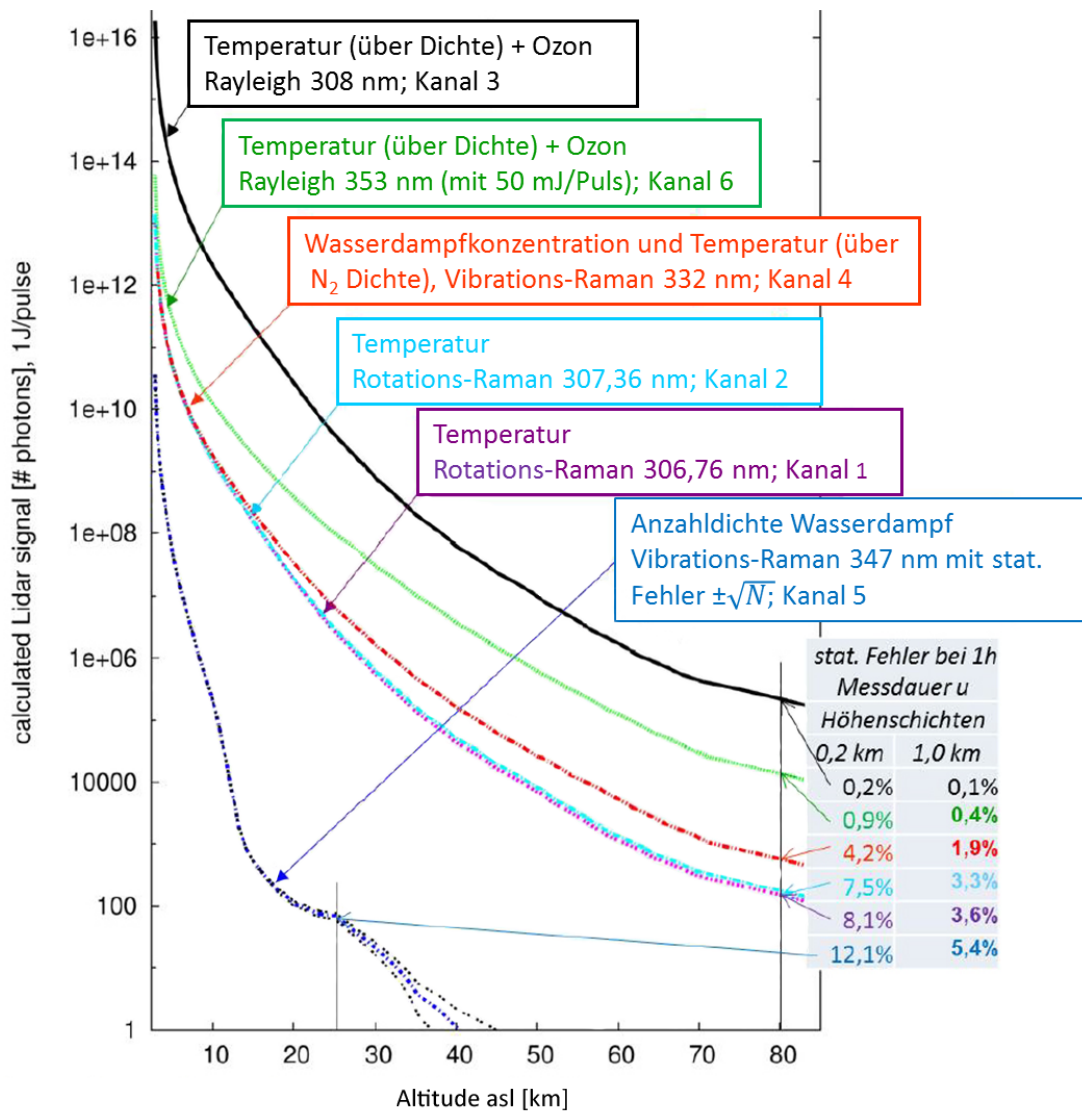


Abb. 22: Simulationen der Rückstreusignale für die Primärwellenlänge 308 nm und die Referenzwellenlänge 353 nm. Die beiden schwarz gepunkteten Kurven links und rechts neben dem Wasserdampfsignal zeigen die Unsicherheitsgrenzen reiner \sqrt{N} -Statistik für Höhenschichten von 0,2 km. Für die Höhenverteilungen von Wasserdampf, Temperatur, Druck und Ozon wird das Modell "Mid-latitude Summer" von LOWTRAN 7 verwendet.

Zur Beurteilung der Signalstärke wurde der prozentuale Messfehler infolge des Shot Noise herangezogen. Er steigt mit abnehmender Signalstärke und liegt zwischen $\pm 12,1\%$ bei 347 nm und 25 km Höhe und $\pm 0,2\%$ bei 308 nm und 80 km Höhe. Er übersteigt damit insbesondere bei Wasserdampfmessungen in größeren Höhen die geforderten $\leq 5\%$. Zur Reduktion des Fehlers bot sich an, die Höhenschichten zu vergrößern oder die Messdauer zu erhöhen. So ergibt beispielsweise bereits eine Vergrößerung der Höhenschichten von 200 m auf 1 km bei Wasserdampfmessungen in 25 km Höhe eine Reduktion des Fehlers auf $\pm 5,4\%$.

Bei den mit zunehmender Höhe kleiner werdenden Signalen ist zudem zu beachten, dass die Empfindlichkeit gegenüber Störungen steigt. Quellen für diese Störungen sind die möglichen Einstreuungen aus den drei stärksten Kanälen, also den Rayleigh-Kanälen (bei 308

und 353 nm) und dem Vibrations-Raman-Kanal (Stickstoff, bei 332 nm) sowie elektromagnetische Einstreuungen oder Hintergrundlicht. Des weiteren sind auch Fluoreszenzen an den Optiken im Empfangssystem möglich.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass der ausgewählte Laser mit 350 W eine ausreichende Sendeleistung besitzt, um die geforderten großen Reichweiten und kurzen Messdauern zu erzielen. Besonders für die Wasserdampfmessungen ist die errechnete Leistungsfähigkeit mit 25 km Reichweite bei nur 1 Stunde Messdauer deutlich besser als bei den bisher eingesetzten Raman-Lidar-Systemen. Die besten bisherigen Systeme erreichen 22 km bei ≥ 6 Stunden Messdauer und einer Messunsicherheit von 20 %.

4.2.2.4. Anforderungen an das Emissionsspektrum und den Polarisationsgrad des Laser-Lichts

Emissionsspektrum

Der Einsatz von Lasern, deren Spektren aus mehr als einer Emissionslinie bestehen, kann insbesondere bei der Temperaturmessung mittels Rotations-Raman-Streuung zu Fehlern führen. Diese Fehler entstehen durch die Überlagerung der spektralen Anteile der einzelnen Linien. Daher ist eine Einzellinienemission erforderlich.

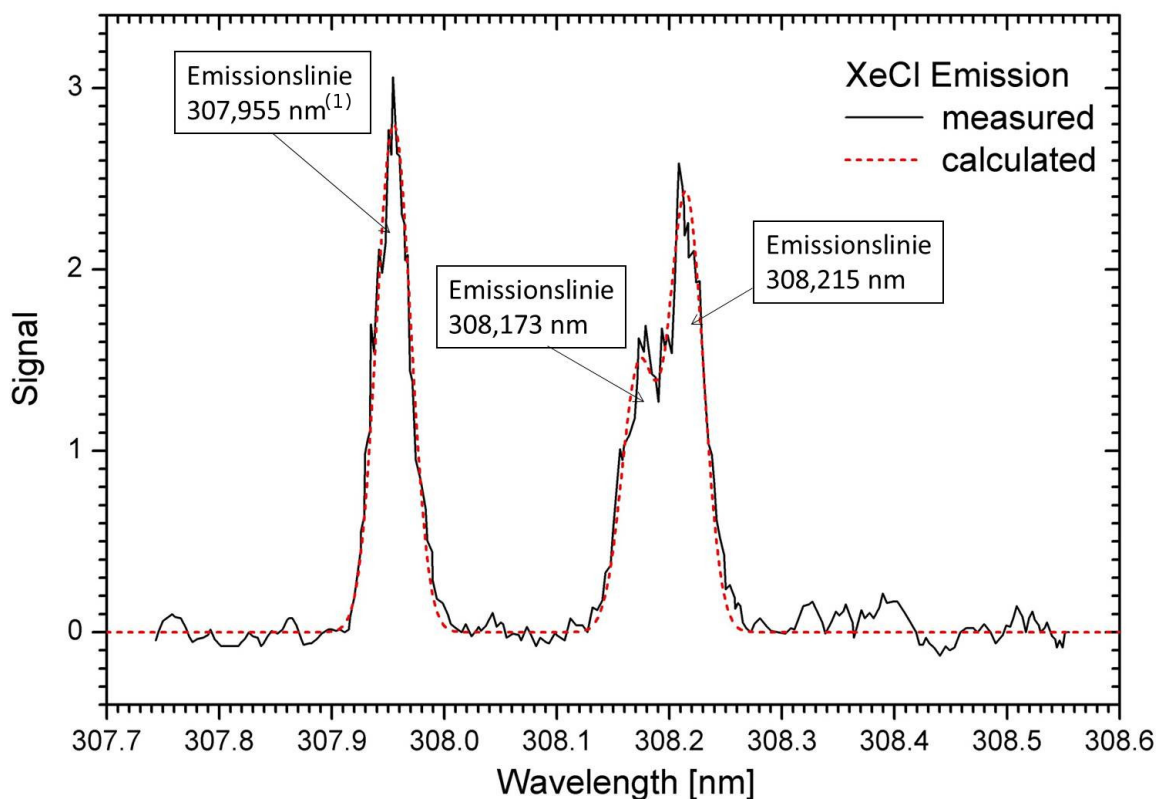


Abb. 23: Ursprüngliches Emissionsspektrum des verwendeten Lasers (Lambda-SX-Laser der Firma Coherent) in Vakuum (Quelle: Coherent) mit drei angepassten Gauß-Linien bei 307,955 nm⁽¹⁾(S. 33), 308,173 nm und 308,215 nm (gestrichelte Linie).

Das von der Laser-Firma mitgelieferte Emissionsdiagramm ist in Abb. 23 dargestellt. Das Laser-Spektrum weist insgesamt drei Emissionslinien auf: eine relativ schmale, symmetri-

Das Dublett lässt sich nur mit einem extrem schmalbandigen und damit verlustreichen Filter zu einer Einzellinie umwandeln. Daher wurde für die Filterung die bereits bestehende Einzellinie 307,955 nm ausgewählt. Im Folgenden wird untersucht, inwieweit diese Einzellinie für die Temperaturbestimmung über die Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen geeignet ist. Die Untersuchung erfolgt mit Hilfe des am IFU entwickelten Programms zur Berechnung des Streuspektrums bei vorgegebenen Emissionslinien, Molekülart und Temperatur.

Die Ergebnisse sind in Abb. 24 dargestellt. Sie werden aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nur für Stickstoff gezeigt. Für die ungefilterte Emissionslinie 307,955 nm ergibt sich als Streuspektrum eine stark ausgeprägte Rayleigh-Linie (Signalstärke normiert auf 1,0) und, um 3 Zehnerpotenzen kleiner, ein deutlich ausgeprägtes Rotations-Raman-Spektrum. Dieses Spektrum liegt beidseitig der Rayleigh-Linie, also im O-Zweig ($\Delta J = 2$) und im S-Zweig ($\Delta J = -2$) [Herzberg (1950)].

Die durch eine resonatorinterne Filterung stark unterdrückten Emissionslinien 308,173 und 308,215 nm (Annahme: Unterdrückung auf 2%) zeigen im Streuspektrum wiederum eine ausgeprägte Rayleigh-Linie. Die Signalstärke beträgt hier nur mehr $2 \cdot 10^{-2}$, liegt damit aber noch um eine Zehnerpotenz über den Signalstärken des Raman-Spektrums der Emissionslinie 307,955 nm. Das Rotations-Raman-Spektrum der unterdrückten Emissionslinien hat Signalstärken im Bereich von 10^{-5} und bewirkt damit praktisch keinen Messfehler.

Gemäß Kap. 2.3. sind für die Temperaturberechnung über die Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen zwei Raman-Linien erforderlich, die folgende Anforderungen erfüllen müssen:

- Linienabstand < 1 nm, damit beide Extinktionsfaktoren möglichst gleich sind und sich daher bei der Quotientenbildung kürzen.
- Linienabstand ist derart zu wählen, dass sich das Verhältnis der Signalstärken von Linie 1 zu Linie 2 möglichst stark mit der Temperatur ändert.
- Lage im O-Zweig, um möglichst großen Abstand von den beiden längerwelligen Rayleigh-Linien zu haben. Diese könnten ansonsten wegen ihrer Breitbandigkeit und Intensität das Signal in den Messkanälen der beiden Raman-Linien verfälschen.
- Lage einer Linie im äußeren und damit stark temperaturabhängigen Bereich ($J = 16$), Lage der anderen Linie im Bereich geringer Temperaturabhängigkeit ($J = 8$), also im Bereich der Raman-Linien mit maximaler Signalstärke (Kap. 2.3.).
- Möglichst große Signalstärke. Dies gilt insbesondere für die Linie im stark temperaturabhängigen Bereich und ist erforderlich um auch niedrige Temperaturen mit ausreichender Genauigkeit ermitteln zu können. Die Signalstärke verringert sich nämlich in diesem Bereich mit abnehmender Temperatur.

Aus Abb. 24 ist ersichtlich, dass das Raman-Linienpaar 306,76 nm und 307,36 nm diese Anforderungen gut erfüllt. Damit ist der rechnerische Nachweis erbracht, dass sich mit Hilfe eines geeigneten Filterkonzepts ein für die Temperaturmessungen geeignetes Laserspektrum erzeugen lässt. An das Filterkonzept des Lasers werden folgende Anforderungen gestellt:

- Resonatorinterne Filterung mit höchstmöglicher Transmission bei der Einzellinienwellenlänge 307,955 nm ($> 95\%$), um den Energieverlust im Laser-Strahl gering zu halten: Da der Laser-Strahl das Filter achtmal durchläuft, beträgt der Energieverlust bei 95 % Transmission bereits etwa $1 - 0,95^8 \hat{=} 34\%$. Nach Erzielung des Einzellinienbetriebs des Lasers wäre somit eine Durchschnittsleistung möglichst nahe an 65 % der breitbandigen Leistung von 350 W zu erwarten. Dies entspräche mehr als dem Zehnfachen der emittierten Durchschnittsleistung im Vergleich zu [Whiteman et al. (2011)].
- Halbwertsbreite der Einzellinie $< 0,1$ nm, um die Genauigkeit bei der Temperaturmessung nicht zu gefährden.
- Keine Beschneidung der gewünschten Einzellinie des Lasers im Sockelbereich (Sockelbreite $> 0,2$ nm), um hier keinen Energieverlust zu erzeugen, aber sichere Unterdrückung außerhalb der Bandbreite 0,5 nm, um die zweite und dritte Emissionslinie sicher zu unterdrücken.
- Spektrale Reinheit der Einzellinienemission $> 98\%$, d.h. der Pegel außerhalb der Einzellinie soll kleiner 2 % der Intensität der Einzellinie sein.

Die Einzellinienemission bietet auch Vorteile bei der Raman-Streuung am atmosphärischen Wasserdampf, da auch hier spektral gefiltert werden soll. Die spektrale Filterung erlaubt die Selektion des Q-Zweigs von H_2O im Raman-gestreuten Licht und ist dringend erforderlich für die Unterdrückung der starken Rayleigh-Komponenten sowie für die Eliminierung von breitbandigem Hintergrundlicht wie z.B. Fluoreszenz von Komponenten oder Mond- und Sternenlicht in der Nacht. Diese schwachen Effekte können infolge der langen Messdauer und der geringen Zahl an Rückstreuphotonen aus der Stratosphäre eine wichtige Rolle spielen.

Polarisationsgrad

Der verwendete Laser erzeugte zunächst keine polarisierte Strahlung. Die Polarisation der Laser-Strahlung ist aber erforderlich, um im Empfangsteil eine weitgehende Trennung der Rayleigh-gestreuten Strahlung von der Raman-gestreuten Strahlung zu ermöglichen. Gemäß Kap. 2.2. und Kap. 2.3. ist diese Trennung notwendig, damit die Rayleigh-gestreuete Strahlung aufgrund ihrer deutlich größeren Intensität nicht zu exzessiv in die übrigen Messkanäle gelangt und dort die Ergebnisse verfälscht.

Die Polarisation der Laser-Strahlung sollte durch einen Polarisator erreicht werden. An diesen werden folgende Anforderungen gestellt:

- Geeignet für den Hochleistungs-Laser-Betrieb (bis zu 350 W).
- Resonatorinterner Einbau
- Höchstmögliche Polarisation ($> 99\%$) im Bereich von 308 nm
- möglichst geringer Leistungsverlust im Laser-Strahl durch den Einbau des Polarisators ($< 5\%$)

- Ausreichender Durchmesser, damit bei der erforderlichen Schrägstellung (Herstellerangabe) keine Beschneidung des Strahls auftritt

4.2.2.5. Modifikation des Laser-Systems

Der Laser wurde anhand der Erkenntnisse aus Kap. 4.2.2.4. auf Einzellinienbetrieb mit polarisiertem Strahl umgebaut. Hierzu erfolgte eine Verlängerung des Resonators und der

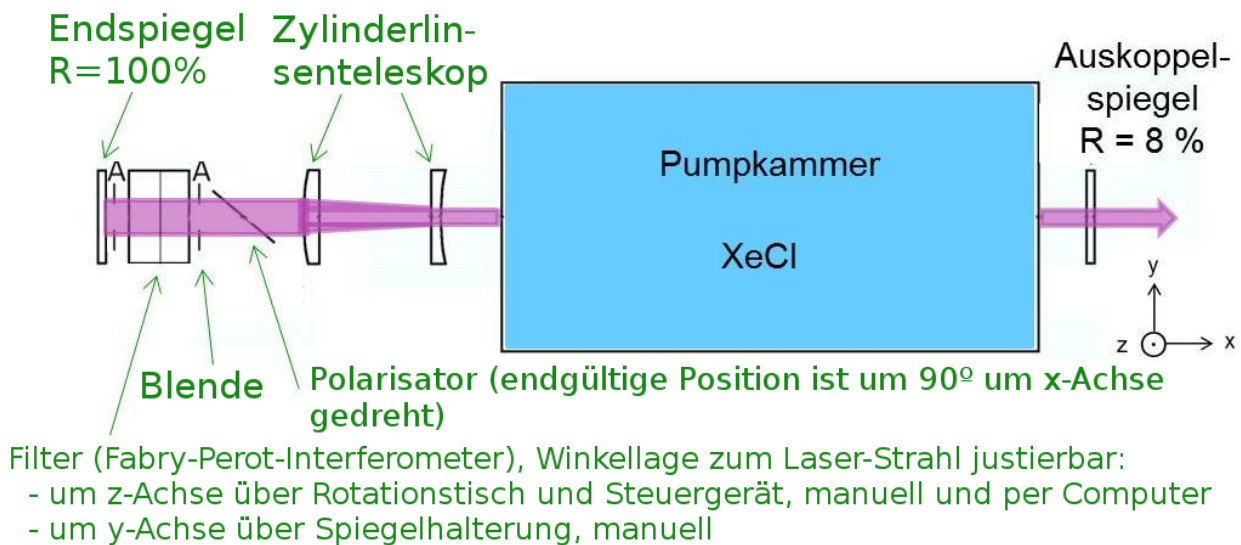


Abb. 25: Aufbau des modifizierten Laser-Resonators (Draufsicht); A: quadratische Blende (41 mm × 41 mm) aus aufgerautem Aluminium.

Einbau folgender optischer Einbauten im Strahlengang zwischen Pumpkammer und Endspiegel (Abb. 25):

- Ein Zylinderlinsenteleskop zur Aufweitung des Laser-Strahls auf 35 mm × 35 mm . Diese Aufweitung war erforderlich, um die thermische Belastung der nachfolgenden optischen Einbauten zu reduzieren.
- Ein Polarisator zur Erreichung eines möglichst hohen Polarisationsgrades bei möglichst geringem Leistungsverlust und hoher Lebensdauer. Aus Kostengründen war die geeignetste Lösung ein im Brewster-Winkel eingebauter Dünnschichtpolarisator.
- Eine quadratische Blende mit einer Öffnung von 41 mm × 41 mm, um UV-Streulicht vom Dichtungsmaterial des nachfolgenden Filters fern zu halten.
- Ein Filter zur Erzielung der erforderlichen Schmalbandigkeit bei möglichst geringem Leistungsverlust und hoher Lebensdauer. Vorversuche bei Coherent mit einem Gitter zeigten, dass damit zwar eine Filterung möglich ist, der Leistungsverlust mit etwa 50% aber viel zu hoch ist und diese Lösung daher ausscheidet. Als Lösung wurde daher ein resonatorinternes Fabry-Perot-Interferometer gewählt.

Zylinderlinsenteleskop

Die Brennweiten der Plankonvex- und Plankonkavlinse des Zylinderlinsenteleskops sind ca. 250 mm und -100 mm. Größere Brennweiten, mit denen eine bessere Kollimierung möglich würde, kommen aus Platzgründen nicht in Frage.

Polarisator

Basierend auf den Anforderungen (Kap. 4.2.2.4.) wurde von der Firma Laseroptik ein Dünnschichtpolarisator (TFP 308 nm, Einbauwinkel 56°) angefertigt und an das IFU geliefert. Gemäß mitgeliefertem Datenblatt wird P-polarisiertes Licht bei 308 nm zu 94,0 % transmittiert und S-polarisiertes Licht zu 100,0 % reflektiert.

Wie bei der spektralen Filterung war es mit dem resonatorinternen Polarisator nicht möglich, den ersten direkten Ausgang des Lasers zu polarisieren. Daher wurde mit diesem Aufbau kein Polarisationsgrad von 100 % erreicht. Um eine weitere Erhöhung des Polarisationsgrades zu ermöglichen, könnte ein vorhandener zweiter Dünnschichtpolarisator außerhalb des Lasers eingesetzt werden. Dieser kann, falls für die Lidar Messungen erforderlich, extern hinter dem Laser-Strahlausgang eingesetzt werden.

Fabry-Perot-Interferometer

An das Fabry-Perot-Interferometer (Abb. 26) werden sehr hohe Anforderungen gestellt:

- Höchstmögliche Transmission der Emissionslinie 307,955 nm und maximal mögliche Unterdrückung des längerwelligen Dubletts 308,173 und 308,215 nm.
- Die hochreflektierende Beschichtung der Innenseiten der Fabry-Perot-Interferometerplatten muss sehr hart sein, um den hohen Leistungen im Laser-Resonator standzuhalten.
- Die Oberflächenqualität muss zur Minimierung von Streulichtverlusten optimiert werden.
- Die Halterung erfolgt unter Verwendung elastischer Komponenten, die eventuell unter UV-Licht altern. Um den Einfluss von Laser-Streulicht auf dieses Material zu minimieren, ist ein großer Durchmesser der Platten (90 mm) zu wählen.
- Die Beschichtung des Fabry-Perot-Interferometers ist für die innersten 60 mm zu gewährleisten.
- Um die thermische Ausdehnung klein zu halten, ist INVAR als Material für das Gehäuse zu wählen.

Basierend auf diesen Anforderungen wurde von der Firma SLS (Isle of Man) ein Fabry-Perot-Interferometer angefertigt und ans IFU geliefert. Der Plattenabstand beträgt 0,1 mm, wodurch der freie Spektralbereich dem doppelten Wellenlängenabstand der beiden Emissionsliniengruppen des Lasers entspricht.

In Abb. 27 sind die Airy-Funktionen für drei verschiedene Reflektionsgrade R der Innenseiten der Interferometerplatten dargestellt. Diese Kurven sind ohne Verluste berechnet.

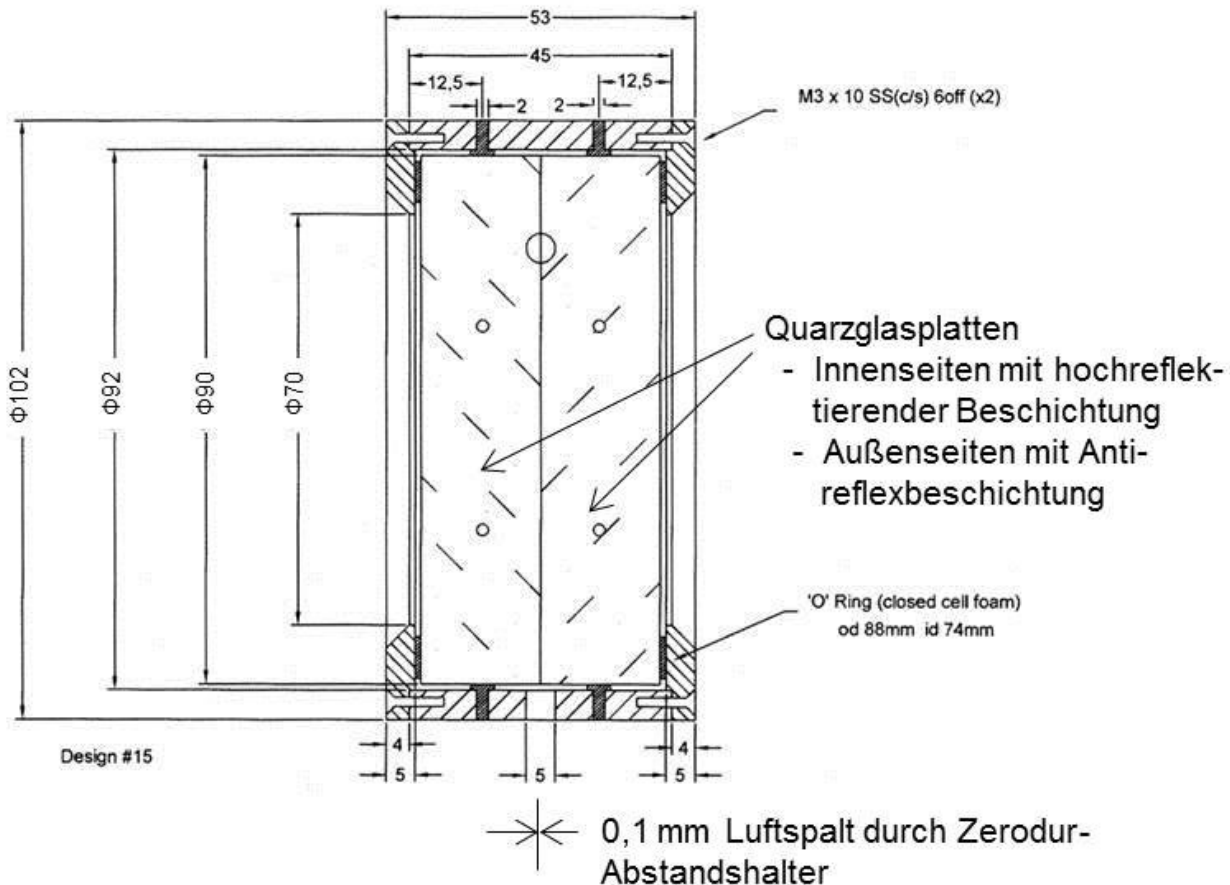


Abb. 26: Fabry-Perot-Interferometer, Konstruktionszeichnung der Firma SLS.

Laut den Berechnungen von SLS kann jedoch ein erheblicher Verlust z.B. durch Streuung, Sphärizitäts- oder Parallelitätsfehler auftreten. Dieser überschreitet gemäß einer Modellrechnung von SLS bei $R = 0,90$ sogar 50%. Ein Transmissionsgrad von 95% wird gemäß der Modellrechnung zwischen $R = 0,55$ und $R = 0,60$ erreicht. In seiner endgültigen Ausführung mit $R = 0,55$ stellt das Fabry-Perot-Interferometer einen Kompromiss zwischen der Transmission der gewünschten Wellenlänge und der Unterdrückung der unerwünschten Wellenlänge dar.

Das Transmissionsmaximum liegt, wie in Abb. 27 ersichtlich, bei 307,955 nm. Durch geringfügiges Kippen des Interferometers gegenüber der Strahlachse-Achse ist es möglich, die Wellenlänge zu optimieren.

Aus Platzgründen wurde das Fabry-Perot-Interferometer zwischen Pumpkammer und Endspiegel einbaut. Da bei dem inertialen Lichtblitz Licht auch direkt in Richtung des Auskoppelspiegels gelangt, gibt es am Ausgang des Laser-Strahls auch eine ungefilterte und damit breitbandige Emission. Gemäß den Angaben von Coherent liegt der direkte Ausgang des Lasers ohne weitere Verstärkung bei nur 6 bis 7 mJ. Gemäß der Analyse von Abb. 23 und bei Berücksichtigung des Auskoppelgrades von ca. 8% sind etwa 3,2 bis 3,7 mJ von den beiden unerwünschten Wellenlängen in einem Laser-Puls enthalten. Dies bedeutet bei 1 J Ausgangsenergie eine nicht vermeidbare spektrale Verunreinigung von 0,3 bis 0,4%. Selbst bei 0,5 J Ausgangsenergie läge die Verunreinigung noch unter 1% und damit im Rahmen der Anforderung $< 2\%$ gemäß Kap. 4.2.2.4. und Abb. 24. Die Rückwärtsemission wird durch

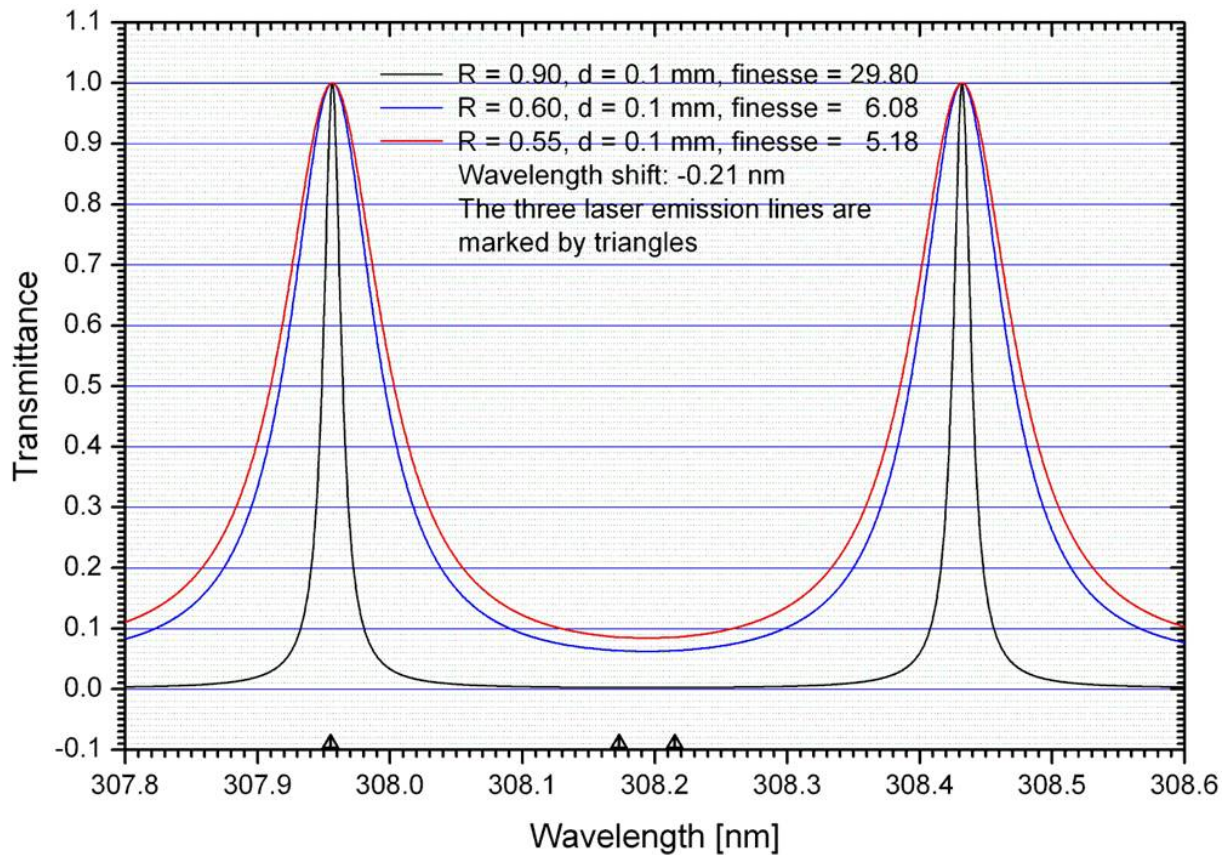


Abb. 27: Ideale Airy-Funktionen für $R = 0,90$, $0,60$ und $0,55$; die Positionen der drei Emissionlinien aus Abb. 23 sind unten mit Dreiecken markiert.

das Fabry-Perot-Interferometer gefiltert und trägt somit nicht weiter zur Verunreinigung der Emission bei.

Laut dem Datenblatt von SLS für die angefertigten Fabry-Perot-Interferometer liegt ein Transmissionsgrad von 96,34 % vor. Dies führt unweigerlich zu einem Leistungsverlust beim Laser, der a priori wegen der großen Verstärkung des Exzimer-Lasers im Einfachdurchgang nicht leicht abzuschätzen ist.

4.2.2.6. Einfluss der Absorption durch Ozon

Beim ausgesendeten Licht und beim Rückstreulicht handelt es sich um UV-Licht, das durch Ozon zum Teil absorbiert wird. Im Folgenden wird daher der Frage nachgegangen, ob diese Absorption die Messsignale für Wasserdampf und Temperatur so stark beeinflusst, dass eine Korrektur erforderlich ist. Hierzu werden die Signale der ausgewählten Linien des Rückstreuungsspektrums (siehe 4.3. sowie Tab. 4.2) mit und ohne Ozon in der Atmosphäre berechnet. Dabei wird der gleiche Rechengang wie in Kap. 4.2.2.3. verwendet.

Die Ergebnisse sind in Abb. 28 dargestellt. Es zeigt sich, dass der Einfluss der Absorption umso größer wird, je kleiner die Wellenlänge und je größer die Höhe ist. So tritt bei der größten verwendeten Wellenlänge 353 nm bis 80 km kein Unterschied zwischen dem Rückstreusignal mit und dem ohne Ozon auf. Bei 347 nm beträgt die Abweichung in 25 km bereits 41 %. Bei 308 nm liegt die Abweichung in 80 km Höhe sogar bei 90 %. Das Ergebnis zeigt, dass der Einfluss der UV-Licht-Absorption auf die Messsignale erheblich sein kann

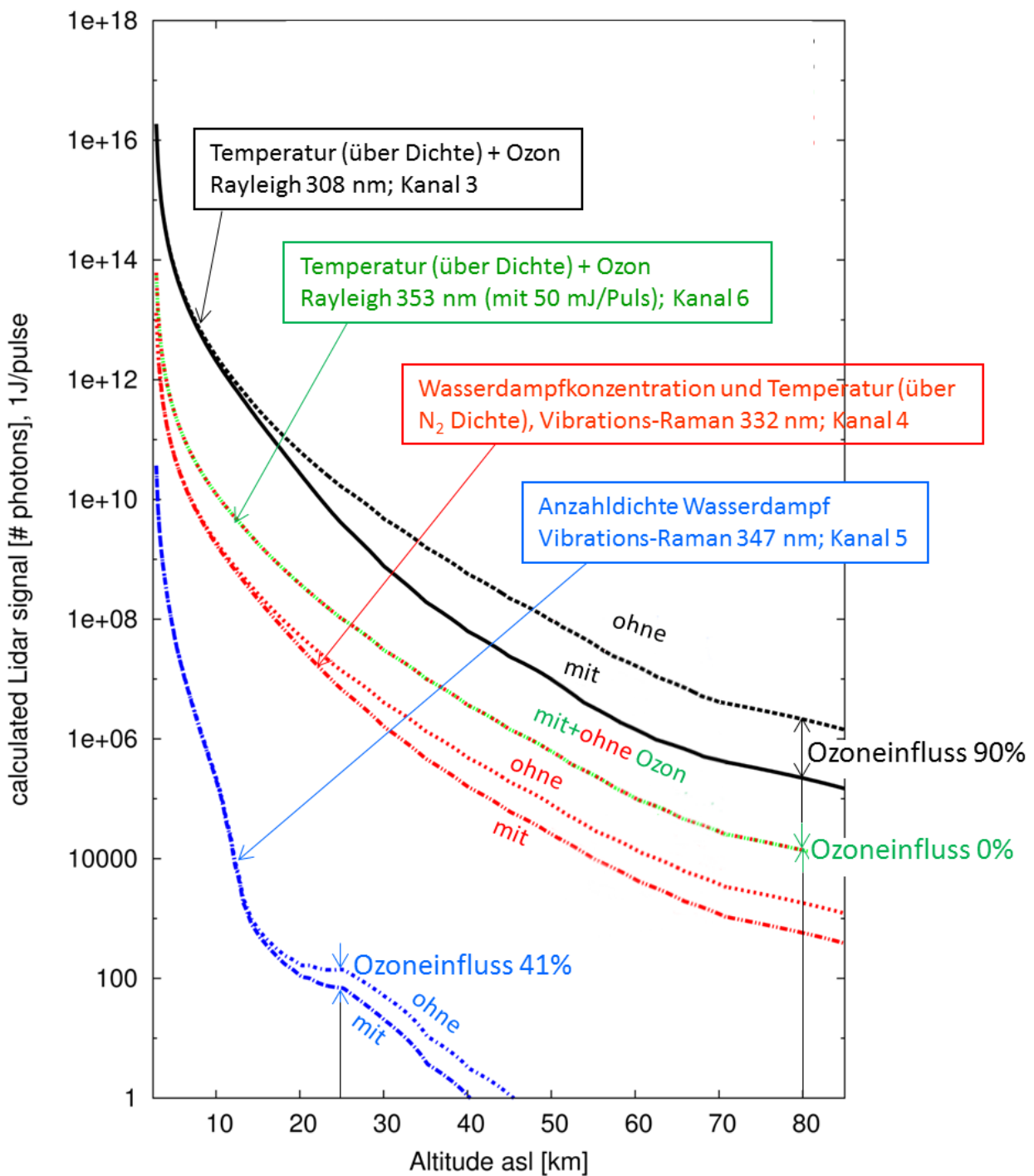


Abb. 28: Simulationen der Rückstreusignale bei 308 nm und 353 nm (Rayleigh-Streuung) sowie bei 332 nm und 347 nm (Vibrations-Raman-Streuung), jeweils für eine Atmosphäre mit und ohne Ozon. Für die Höhenverteilungen von Wasserdampf, Temperatur, Druck und Ozon wird das Modell "Mid-latitude Summer" von LOWTRAN 7 verwendet.

und daher entsprechend berücksichtigt werden muss. Dies erfolgt über einen zusätzlichen Term für Absorption durch Ozon in den Extinktionsfaktoren der Lidar-Gleichungen (Kap. 5.1.). Zur Ermittlung dieses Terms ist die Kenntnis des Ozonprofils erforderlich.

Für die Bestimmung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses wird zur Ermittlung dieses Terms vereinfachend das LOWTRAN mid winter bzw. das mid summer Ozonprofil verwendet. Der dadurch entstehende Fehler ist vergleichsweise gering, da das Mischungsverhältnis vom Signalverhältnis zweier Wellenlängen abhängt (Gl. 5.8) und durch die Quotientenbildung eine graduelle Fehlerkompensation stattfindet.

Bei der Temperaturbestimmung auf Basis der Rayleigh-Streuung und der Vibrations-Raman-Streuung, jeweils der Primärwellenlänge, kann das Zugrundelegen der LOWTRAN-Profile allerdings zu erheblichen Fehlern führen. Deshalb sollte hier soweit möglich das tatsächlich auftretende Ozonprofil verwendet werden. Dieses lässt sich nach dem DIAL-Prinzip aus dem Rayleigh-Rückstreusignal der Primärwellenlänge und dem der Referenzwellenlänge ermitteln (Kap. 5.6.).

Bei der Temperaturbestimmung auf Basis der Rayleigh-Streuung bei der Referenzwellenlänge ist keine Ozonkorrektur erforderlich, da bei dieser Wellenlänge keine Absorption durch Ozon auftritt.

Bei der Temperaturbestimmung auf Basis der Rotations-Raman-Streuung bei der Primärwellenlänge ist ebenfalls keine Ozonkorrektur erforderlich, da hier die Temperatur vom Signalverhältnis von zwei Linien mit nahe beieinanderliegenden Wellenlängen abhängt und sich durch die Quotientenbildung die beiden Extinktionsterme praktisch eliminieren.

4.2.3. Raman-Zelle zur Erzeugung der Referenzlinie bei 353 nm

Zur Bestimmung der Ozonverteilung nach dem DIAL-Prinzip muss der Sendestrahl gemäß Kap. 5.6. neben der Primärlinie auch eine Referenzlinie besitzen, und zwar in einem Wellenbereich ohne UV-Licht-Absorption durch Ozon. Zur Erzeugung dieser Referenzlinie wurde in der Sendeeinheit nach dem Laser, dem Zylinderlinsenteleskop und der Linse eine Raman-Zelle in den Strahlengang eingebaut, Abb. 18. In der Raman-Zelle befindet sich ein komprimiertes Gas. Durch die Linse erfolgt eine Fokussierung des Strahls, etwa in Zellenmitte, mit anschließender Expansion. Insbesondere im Fokusbereich entsteht durch stimulierte Raman-Streuung an den Gasmolekülen eine Wellenlängenverschiebung. Dabei wird ein Teil des primären Laser-Lichts in Licht mit der Referenzwellenlänge umgewandelt. Der Betrag der Wellenlängenverschiebung hängt vom verwendeten Gas ab.

Als Druckgas wurde Wasserstoff ausgewählt. Er erzeugt eine Raman-Verschiebung von $\Delta\tilde{\nu} = 4155,25 \text{ cm}^{-1}$ [Bragg et al. (1982)]. Damit ergibt sich auf Basis der primären Wellenlänge von $307,925 \text{ nm}^{(1)(S. 33)}$ für die verschobene Wellenlänge der gewünschte Wert von etwa 353 nm:

$$\lambda_{\text{ref}} = \frac{1}{1/\lambda_{\text{prim}} - \Delta\tilde{\nu}} = 353,11 \text{ nm} \quad (4.1)$$

Zur Erzielung der geforderten Reichweiten insbesondere für die Wasserdampfmessungen ist es wichtig, dass sich durch die Erzeugung der Referenzlinie die Energie der Primärlinie möglichst wenig reduziert. Hierfür sind folgende Gesichtspunkte zu beachten:

1. Beschränkung der Wellenlängenkonversion auf das erforderliche Minimum. Eine moderate Raman-Konversion von z.B. 5% gewährleistet darüber hinaus, dass eventu-

elle Schwankungen in der Konversion sich prozentual nicht signifikant auf die transmittierte Energie der Primärlinie und somit auf die Reichweite der energiesensitiven Wasserdampfmessung auswirken.

Die Konversionsrate, als Maß für die Energieaufteilung zwischen Primärlinie und Referenzlinie, lässt sich über den Gasdruck einstellen. Da bei der Referenzlinie nur die wesentlich energiereichere Rayleigh-Streuung ausgewertet wird, kann deren Energie um ein bis zwei Zehnerpotenzen kleiner sein als die Energie der Primärlinie, Abb. 22. Der diesbezüglich optimale Gasdruck wird im Rahmen der Komponentenerprobung ermittelt, Kap. 6.3..

2. Vermeidung von Konversionen in höhere Raman-Ordnungen > 1 . Derartige Konversionen entstehen in der Raman-Zelle in Bereichen mit besonders hoher Energiedichte [Kempfer et al. (1994)]. Diese hohe Energiedichte entsteht, wenn die der Zelle vorgeschaltete Linse eine zu kurze Brennweite besitzt. Beispielsweise messen Kempfer et al. bei einer Pulsenergie von 200 mJ (bei 248 nm Wellenlänge) und einer Brennweite von $f = 1$ m recht effizient ein Reihe von Raman-Ordnungen. Daher wird, in Anlehnung an das Ozon-Lidar am Table Mountain (private Mitteilung McDermid), eine Brennweite von 2 m verwendet.
3. Vermeidung von Verlusten bei der Primärlinie infolge von Gasdurchbrüchen. Derartige Gasdurchbrüche entstehen ebenfalls bei hoher Strahldichte und führen zu Strahlungsverlust [Kempfer et al. (1994)]. Sie können ebenfalls durch Verwendung einer großen Linsenbrennweite vermieden werden. Die optimale Brennweite wird im Rahmen der Komponentenversuche ermittelt (Kap. 6.3.). Aus Platzgründen ist die Brennweite allerdings auf maximal 2,5 m beschränkt.

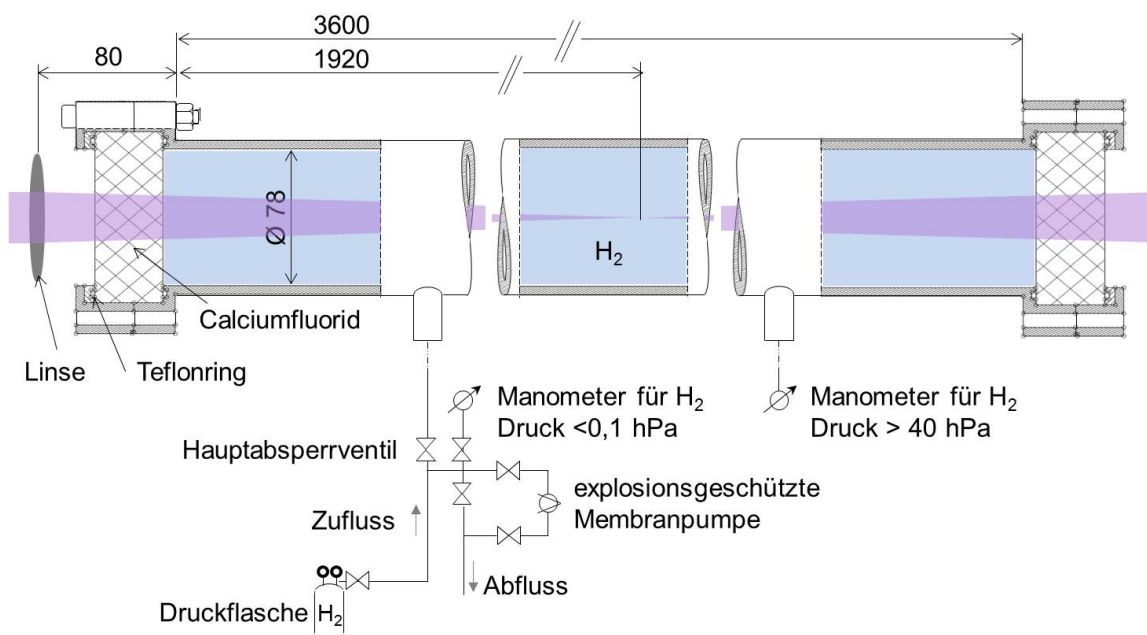


Abb. 29: Aufbau der Raman-Zelle mit Gasflussdiagramm.

Der Aufbau der Raman-Zelle ist in Abb. 29 dargestellt. Die zugehörige Teileliste findet sich in Tab. 4.1. Die Raman-Zelle besteht aus einem druckfesten Rohr aus nichtrostendem Edel-

stahl, das beidseitig mit auch für UV-Licht hochtransparenten Zellenfensterscheiben aus Calciumfluorid druckfest verschlossen ist. Sie ist für Drücke bis 40 bar ausgelegt. Die Rohrlänge ist so gewählt, dass die Zellenfensterscheiben zum Schutz vor thermischer Überlastung eine ausreichende Entfernung vom Fokusbereich der vorgeschalteten Linse besitzen. Die Raman-Zelle ist an ein Wasserstoff-Befüll- und Ablasssystem angeschlossen. Der Wasserstoffdruck in der Zelle wird über ein manuelles Druckreduzierventil eingestellt.

4.3. Sende- und Empfangsspektrum

Das Spektrum des ausgesendeten Strahls besitzt zwei Linien, die Primärlinie bei 307,925 nm und die Referenzlinie bei 353,11 nm (4.2.2.4. und 4.2.3.). Die Empfangseinheit fängt einen Teil des zurückgestreuten Lichts auf und reduziert sein Spektrum durch Filterung auf 6 Linien, entsprechend der für die Bestimmung der Atmosphärenparameter ausgewählten Streuungsarten (2. und 5.). Dabei ist jede dieser 6 Linien einem eigenen Kanal zugeordnet. Die Berechnung der Wellenlängen dieser Linien erfolgt nach der Formel

$$\lambda_i = \frac{1}{1/\lambda_{\text{prim}} - \Delta\tilde{\nu}_i} \quad (4.2)$$

für Kanal 1 bis 5 und

$$\lambda_6 = \frac{1}{1/\lambda_{\text{ref}} - \Delta\tilde{\nu}_6} \quad (4.3)$$

für Kanal 6. $\Delta\tilde{\nu}_i$ bedeutet die bei der jeweiligen Streuung entstehende Wellenzahlverschiebung. In Tab. 4.2 sind für jeden Kanal die Wellenzahlverschiebung mit der zugehörigen Datenquelle, die Sende- und die Empfangswellenlänge sowie die damit bestimmbaren Atmosphärenparameter und die Streuungsart zusammengestellt.

Tabelle 4.2: Sende- und Empfangswellenlängen sowie deren Zuordnung zu den einzelnen Kanälen in der Empfangsanlage.

Kanal i	Sendewl. $\lambda_{\text{prim/ref}}$ [nm]	Wellenzahlver. $\Delta\tilde{\nu}_i$		Empfangswellenlänge λ_i		Art der Streuung
		[1/cm]	aus	[nm]	zur Bestimmung von	
1	307,925	-123	Gl. 5.72.	306,76	Temperatur	Rotations-Raman-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen, äußerer Bereich des Spektrums (5.5.)
2		-59,70	Gl. 5.72.	307,360	Temperatur	Rotations-Raman-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen, innerer Bereich des Spektrums (5.5.)
3		0		307,93	Dichte, Temperatur, Ozon	Rayleigh-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen (5.4., 5.6.)
4		2328	[Trickl et al. (1995)]	331,71	Wasserdampf, Temperatur	Vibrations-Raman-Streuung der Primärwelle an Stickstoffmolekülen (5.1., 5.3.)
5		3652	[Avila (2004)]	346,94	Wasserdampf	Vibrations-Raman-Streuung der Primärwelle an Wasserdampfmolekülen (5.1.)
6	353,11	0		353,11	Dichte, Temperatur, Ozon	Rayleigh-Streuung der Referenzwelle an allen Molekülen (5.2., 5.6.)

4.4. Die Empfangseinheit des Raman-Lidar-Systems

4.4.1. Die Komponenten der Empfangseinheit

Die Anordnung der einzelnen Komponenten der Empfangseinheit im Lidar-Turm ist in Abb. 30 dargestellt. In dieser Abbildung ist exemplarisch auch der Strahlengang vom Empfangsspiegel des Fernbereichs bis zum Polychromator eingezeichnet. Analoges gilt für den Nahbereich.

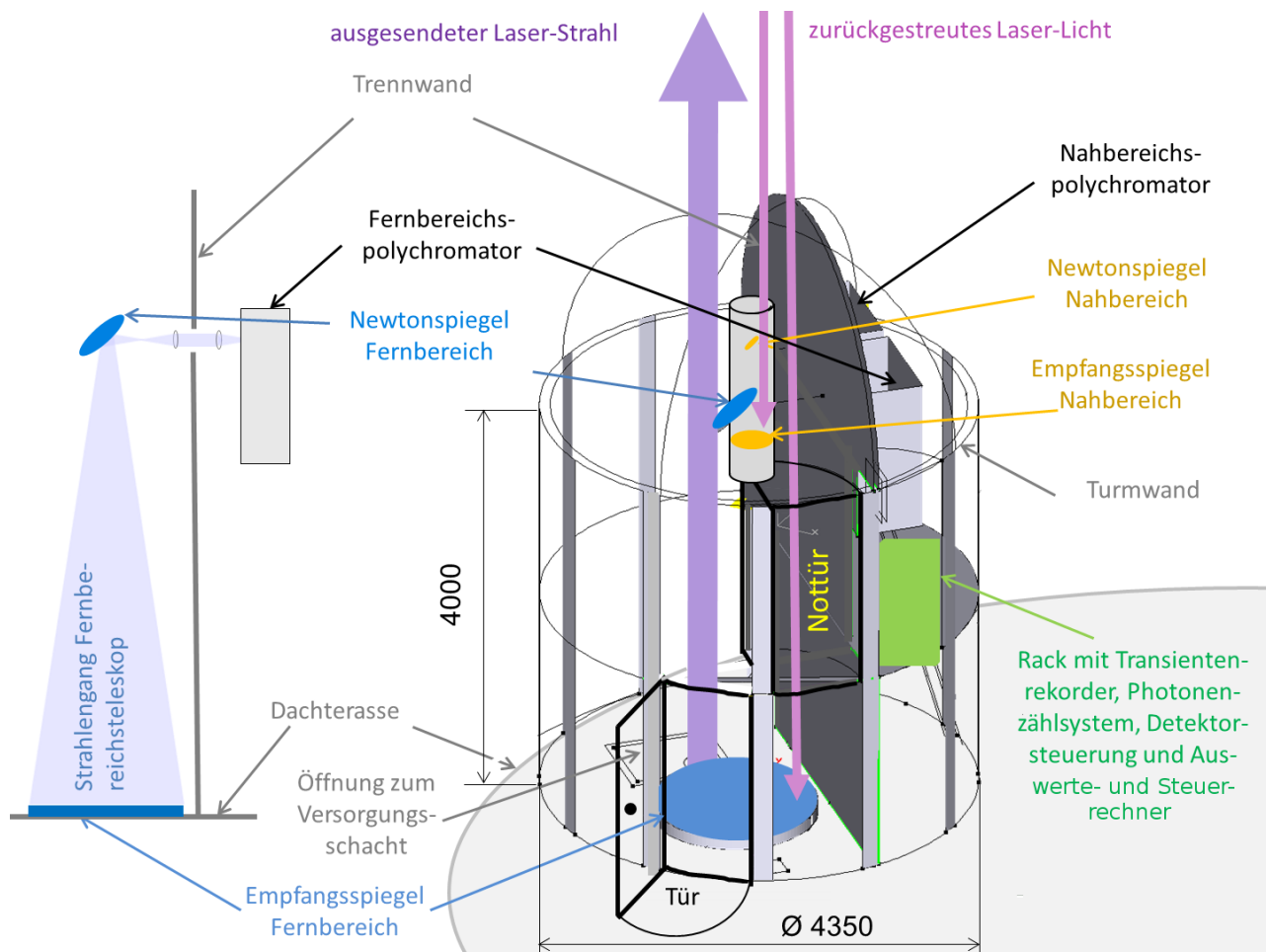


Abb. 30: Die Empfangseinheit des Raman-Lidars, Innenansicht des Lidar-Turms (reale Außenansicht Abb. 17). Der Empfangsspiegel des Fernbereichsteleskops hat einen Durchmesser von 1,5 m und eine Brennweite von 5 m.

Für die Anordnung und Auslegung sind folgende Gesichtspunkte maßgebend:

- ein vom Lidar-Turm entkoppeltes Gestell für das Empfangssystem, damit möglichst wenige Schwingungen aus dem Gebäude in das Empfangssystem übertragen werden.
- eine vertikale Trennwand im Lidar-Turm, um Streulicht von den Polychromatoren fernzuhalten. Diese Trennwand liegt in einer Parallelebene zur Laser-Strahlebene. Die Laser-Strahlebene ist definiert durch die Achse des horizontalen Strahls vom Konkavspiegel zum Aussendespiegel und die Achse des ausgesendeten Strahls.

- Fernbereichs-Empfangsspiegel horizontal, Spiegelmitte in Laser-Strahlebene, Abstand zum ausgesendeten Strahl möglichst gering, aber ohne den Strahl abzudecken.
- Nahbereichs-Empfangsspiegel horizontal (in Teleskopröhre, gemeinsam mit dem Sekundärspiegel), Spiegelmitte in Ebene senkrecht zur Laser-Strahlebene. Die Schnittlinie beider Ebenen liegt in der Achse des ausgesendeten Strahls.
- möglichst exakte 90°-Umlenkung an den Newton-Sekundärspiegeln der Empfangsteleskope. Zusammen mit der horizontalen Lage der Empfangsspiegel ist dies eine Voraussetzung, dass die optische Justage in den Polychromatoren relativ einfach bleibt und dass keine Polarisationsbeeinträchtigung stattfindet.
- Lidar-Turm mit astronomischer Kuppel, wetterfest für arktische Bedingungen.
- Kuppelspalt aus Kostengründen nur 1,5 m breit, dadurch erhöhte Anforderungen bei der optimalen Positionierung des Fernbereichstelekos. Dies bestimmt auch den maximalen Durchmesser des Teleskop-Hauptspiegels für den Fernbereich.
- Wärmeisolierung und Heizung des Lidar-Turms oder ggf. einzelner Komponenten der Strahlführung (z.B. große Spiegel oder das Gestell für das Empfangssystem), so dass der Einfluss von Änderungen der Außentemperatur auf die Strahlführung vernachlässigbar ist.
- alle Metallteile im Inneren des Turms schwarz eloxiert / schwarz gestrichen, um optische Störungen durch Lichtreflexe möglichst klein zu halten.
- Tür mit ausreichend großem Querschnitt zur Einbringung des Empfangsspiegels für den Fernbereich.
- erhöhte Nottür, sodass eine Flucht auf die Terrasse auch bei großen Schneehöhen möglich ist.

In Tab. 4.3 sind die einzelnen Komponenten sowie deren Hersteller und Merkmale zusammengestellt. Eine Beschreibung der einzelnen Komponenten findet sich in 4.4.2. bis 4.4.5.

Tabelle 4.3: Raman-Lidar: Komponenten der Empfangseinheit.

Systemkomponente	Hersteller	Merkmale
1. Lidar-Turm		
motorisierte Kuppel	Baader Planetarium	∅ 4,2 m
Turm	Sirch / Hägele & Böhm	∅ 4,4 m; Höhe 6,7 m
Fundament des Turms	Kuba	Höhe 0,50 m
Elektroinstallation	Schwabl	
Heizung	Grosch	so effizient, dass keine Maßnahmen zur Beheizung des Spiegels und des Gestells erforderlich sind
Fortsetzung nächste Seite ...		

Tabelle 4.3: Raman-Lidar: Komponenten der Empfangseinheit.

Systemkomponente	Hersteller	Merkmale
Statik	Hägele & Böhm	
2. Teleskope		
Empfangsspiegel (Fernbereich)	P. Keller	\varnothing 1,5 m, Brennweite $f = 5$ m
Newton-Spiegel (Fernbereich)	P. Keller	elliptisch, planar, kurze Achse 254 mm, lange Achse 355 mm
Nahbereichsteleskop	Intercon Spacetec	\varnothing 0,36 m; $f = 1,90$ m; gebraucht
Montageschienen	Bosch Rexroth	Länge bis 5,2 m
3. Polychromatoren		
2 Breadboards	OPTA	mit Haube als Lichtschutz
Spiegelhalter	Fine Adjustment	teilweise von oben bedienbar, teilweise seitlich offen
Linsen und Spiegel	Laseroptik G.m.b.H.	
Interferenzfilter	Materion Barr (vormals Barr Associates)	Transmissionsgrade und FWHM in Tab. 4.5
Strahlteiler 1	Materion Barr	max. Reflektion $\leq 307,36$ nm max. Transmission $\geq 307,925$ nm
Strahlteiler 2	Materion Barr	max. Reflektion $\leq 306,762$ nm max. Transmission $\geq 307,360$ nm
Strahlteiler 3	Materion Barr	max. Reflektion $\leq 307,925$ nm max. Transmission $\geq 331,71$ nm
Strahlteiler 4	Materion Barr	max. Reflektion $\leq 331,71$ nm max. Transmission $\geq 346,94$ nm
Strahlteiler 5	Materion Barr	max. Reflektion $\leq 346,94$ nm max. Transmission $\geq 353,11$ nm
Linsenhalter	Fine Adjustment, SEC	
4. Detektoren und Elektronik		
Photovervielfacher	Hamamatsu	Typ R7400U-03, Beschaltung von RSV
Fortsetzung nächste Seite ...		

Tabelle 4.3: Raman-Lidar: Komponenten der Empfangseinheit.

Systemkomponente	Hersteller	Merkmale
Diskriminatoren	Romanski Sensor- und Verstärkertechnik (RSV)	verbesserte Anpassung an 50 Ohm-Technik, Zeitauflösung $\ll 1$ ns, Schwelle auf deutlich unter 5 mV einstellbar
Detektorsteuerung	Ingenieurbüro Funk	störungsarme, massenfremde Spannungssteuerung
Transientenrekordersystem	Licel	12 Kanäle, 8000 Bins je Kanal, massefreier Eingang, Zeitauflösung $50 \cdot 10^{-9}$ s \approx vertikaler Abstand der Messpunkte von 7,5 m, maximaler Messbereich $6 \cdot 10^4$ m
GHz-Photonenzählsystem	FAST ComTec	18 Kanäle, 2^{54} Bins je Kanal, max. mögliche Zeitauflösung $0,1 \cdot 10^{-9}$ s \approx minimaler vertikaler Abstand der Messpunkte von $1,5 \cdot 10^{-2}$ m, eingestellte Bin-Weite: 15 m, maximaler Messbereich $3 \cdot 10^{52}$ m
5. Steuerung		
Computer	DSM, Lenovo	
Bildschirme	neovo	
Raman-Lidar: Komponenten der Empfangseinheit.		

4.4.2. Lidar-Turm

Die Empfangsteleskope und der Detektionsteil des Lidar-Systems sollten ursprünglich im KIT-Labor des Schneefernerhauses untergebracht werden. Hierzu wären ein Deckendurchbruch von mindestens $1,6 \text{ m} \times 2,5 \text{ m}$ darüber und eine wetterfeste Kuppel mit Öffnung als Ausgang für den Laser-Strahl und Eingang für Rückstreulicht erforderlich gewesen. Von diesem Konzept wurde nach Projektbeginn Abstand genommen und an seiner Stelle die Errichtung eines Turms auf der Dachterrasse beschlossen. Die Notwendigkeit ergab sich aus der Forderung nach einem größtmöglichen Empfangsspiegel für das Fernbereichstele-
 kop und der daraus resultierenden großen Bauhöhe. Der Durchmesser des Spiegels beträgt 1,5 m, limitiert durch die Spaltgröße der astronomischen Kuppel. Da die Spiegelfläche komplett auf die Photodetektoren (Durchmesser 7 mm) abgebildet werden muss, ist eine große Brennweite erforderlich (5 m). Dadurch wird die Bauhöhe des Teleskops deutlich größer als die Deckenhöhe des Labors und somit deren Unterbringung im Labor unmöglich. Eine einfache Lösung für den Lidar-Turm wäre die Verwendung eines großen Stahlrohrs. Die technische Prüfung ergab jedoch, dass die hohen Windgeschwindigkeiten auf der Zugspitze



Abb. 31: Links: Der Kamov-Doppelrotorhubschrauber von Heliswiss, mit dem alle Teile des Turmaufbaus zum Schneefernerhaus transportiert wurden, nach seiner Ankunft an der Talstation der Ehrwalder Zugspitzbahn. Rechts: Turmaufbau, Adapterring und Kuppel vor der Talstation der Ehrwalder Zugspitzbahn.



Abb. 32: Der Turm wird am Hubschrauber angehängt.

eine derartig große Wandstärke erfordert hätte, dass aus Gewichtsgründen ein Hubschraubertransport nur bei Zerlegung des Rohrs in Segmente möglich wäre. Somit musste eine komplexere Stahlträgerkonstruktion mit einer Außenhaut aus verzinktem Stahlblech und einem Betonring als Fundament gewählt werden. Dies war mit einer deutlich verlängerten Konstruktions- und Bauphase verbunden sowie mit deutlich erhöhten Baukosten.

Unter Zugrundelegung der in 4.4.1. festgelegten Anforderungen wurde mit Hilfe des Konstruktionsprogramms *gCAD3D* eine Konstruktionszeichnung des Lidar-Turms angefertigt. Die Herstellung einschließlich der statischen Berechnungen erfolgte von der Firma Hägele & Böhm (Aalen).

Die auf Grund der schlechten Witterung im Herbst 2009 verschobenen Betonierarbeiten fanden erst im Juni 2010 statt. Anschließend wurden der Turmaufbau, der Adapter und die Kuppel von Ehrwald aus mit fünf Hubschrauberflügen zum Schneefernerhaus hochtransportiert und dort montiert. Durch den Start in Ehrwald mussten keine Seilbahnanlagen überflogen werden. Wegen der instabilen Wetterlage im Juni war das Zeitfenster für die Hubschrauberflüge knapp bemessen und bei den letzten Arbeiten im Innenraum des Lidar-Turms am

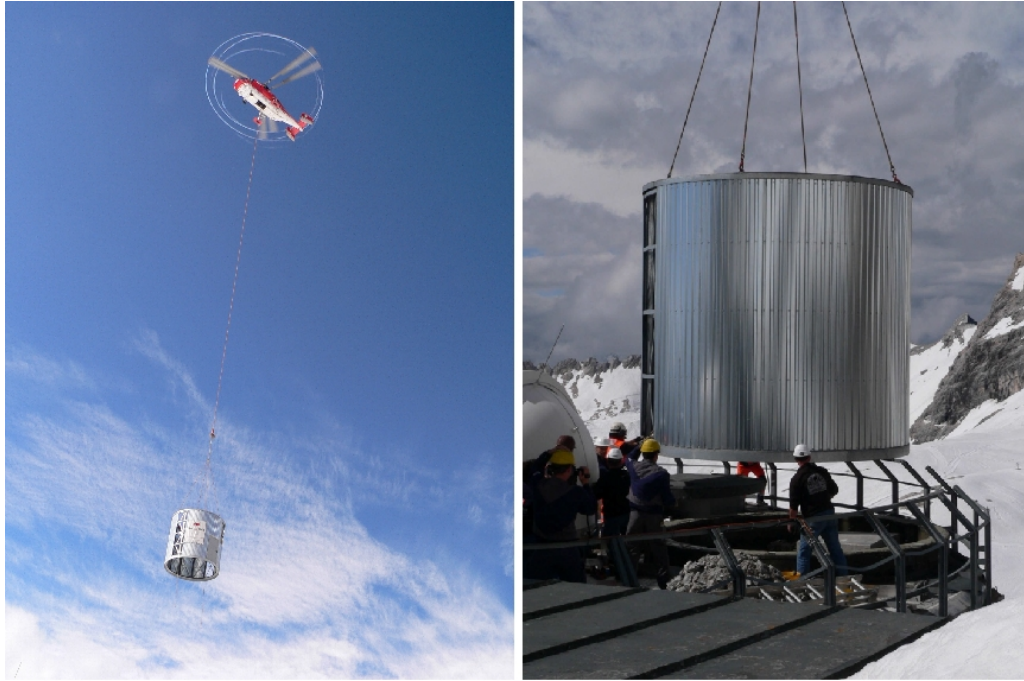


Abb. 33: Transport des Turms von Ehrwald zum Schneefernerhaus. Aufsetzen des Turms auf die Dachterrasse; unten sieht man den Betonring (rechts). Im Hintergrund sieht man die Wolken der anrückenden nächsten Schlechtwetterfront.

nächsten Tag schneite es. In den Abbildungen Abb. 31 bis Abb. 35 sind einige Phasen der Transporte dokumentiert.

4.4.3. Empfangsteleskope und Polychromatoren

Das Lidar-System verfügt über zwei getrennte Empfangsteleskope für Fern- und Nahbereichsdetektion. Bei beiden handelt es sich um Newton-Teleskope. Sie bestehen aus einem konkaven Empfangsspiegel und einem planaren Sekundärspiegel (Newton-Spiegel). Der Empfangsspiegel des Fernbereichsteleskops steht am Boden des Turms, Abb. 36. Der Newton-Spiegel sowie das gesamte Nahbereichsteleskop sind an einem Gerüst aus Strebenprofilen vor der Trennwand zum Messkabinett befestigt, Abb. 37. Das Gerüst ist mecha-



Abb. 34: Links: Aufsetzen des Adapterring auf den Turm. Anschließend wird die Kuppel aufgesetzt.

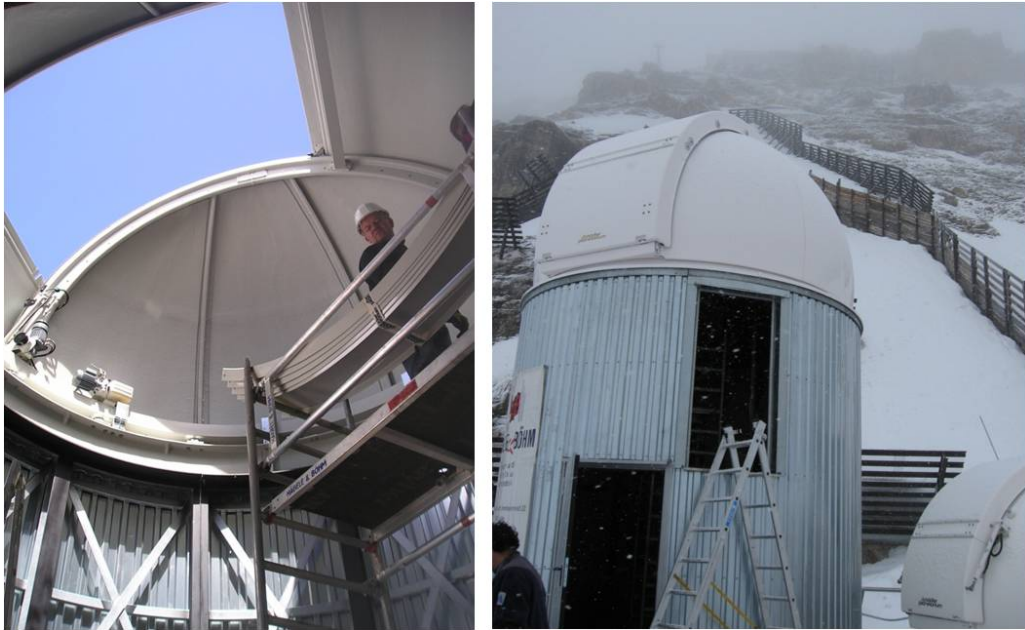


Abb. 35: Innenansicht des Turms kurz nach dem Antransport, die Trennwand zwischen Teleskop- und Messabteil ist hier noch nicht eingebaut. Außenansicht der Kuppel am nächsten Tag.



Abb. 36: Links: Empfangsspiegel des Fernbereichsteleskops, Durchmesser 1,5 m, Brennweite 5 m. Auf der Spiegelfläche ist die Kuppelöffnung sowie, als schwarzer Punkt, das Loch im Hauptspiegel zu sehen. Rechts: Newton-Sekundärspiegel des Fernbereichsteleskops mit Halterung.

nisch entkoppelt, so dass keine Schwingungen übertragen werden, die durch das Gehen im Messkabinett oder durch windbedingte Vibrationen der Turmwände entstehen.

In der Trennwand sind für beide Teleskope Durchbrüche in gleicher Höhe vorhanden. Auf der anderen Seite der Trennwand sind die beiden Polychromatoren für den Fern- und Nahbereich an einem Gerüst aus Strebenprofilen angebracht, damit auch diese mechanisch vom Messkabinett entkoppelt sind.

Grundsätzlich könnte der Nahbereichspolychromator wegen des kleineren Strahldurchmessers mit kleineren Optiken ausgelegt werden als der Fernbereichspolychromator. Aus Kostengründen sind jedoch beide Polychromatoren im Wesentlichen baugleich ausgeführt.



Abb. 37: Oben: Newton-Sekundärspiegel des Fernbereichsteleskops; unten: Nahbereichsteleskop, Durchmesser: 0,36 m, Brennweite: 1,90 m. Beide sind an einem vom Turm mechanisch entkoppelten Strebengerüst montiert.

Der Aufbau der Polychromatoren (siehe Abb. 38) ist modular und umfasst Linsenpaare, wellenlängenselektive Strahlteiler und Interferenzfilter sowie die Detektoren. Mit Hilfe der Strahlteiler und Interferenzfilter wird das Licht, das von den Teleskopen aufgefangen wird, in die einzelnen Linien aufgespalten. Sie befinden sich jeweils im parallelen Teil des Strahlengangs zwischen den Linsen. Die Linsen dienen dazu, das Licht der einzelnen Linien immer wieder zu bündeln und Lichtverluste auf Grund der Divergenz des Strahls klein zu halten, sowie das Licht letztlich in die Detektoren zu leiten.

Es ist erforderlich, dass die Brennweiten der Linsen so groß sind, dass ausreichend Platz für die Strahlteiler und Interferenzfilter besteht.

Eine große Linsenbrennweite bewirkt auch einen großen Strahldurchmesser im den parallelen Bereichen des Strahls. Ein großer Strahldurchmesser reduziert die störenden Wellenlängenverschiebungen in den Interferenzfiltern infolge der Winkelwanderungen einzelner Strahlenbündel im Nahbereich der Empfangsteleskope. Nachteile eines großen Strahldurchmessers sind der große Platzbedarf und die erhöhten Kosten infolge der erforderlichen großen Optiken.

Eine große Brennweite und der daraus resultierende größere Abstand der Optiken hat zudem einen weiteren Vorteil. Durch das rückgestreute UV-Licht treten möglicherweise Fluoreszenzen an den Beschichtungen und im Material der Optiken auf. Die dabei entstehenden Fluoreszenzphotonen sind ungerichtet. Sie können aber zufällig zu einem der Detektoren gelangen und das zugehörige Lidar-Signal verfälschen. Je weiter der Ursprungsort der Fluoreszenz von einem Detektor entfernt ist, desto kleiner wird dieser Beitrag. Daher ist es erforderlich, dass die optischen Elemente möglichst weit von den Detektoren entfernt sind. Um die Detektoren zusätzlich vor vagabundierenden Fluoreszenzphotonen und vor vagabundierender Rayleigh-Strahlung abzuschirmen, befinden sich zwischen den einzelnen Strahlengängen schwarze Trennwände. Diese verhindern ein Propagieren der unerwünschten Photonen zwischen den Kanälen. Zudem sind alle gekrümmten Flächen und die

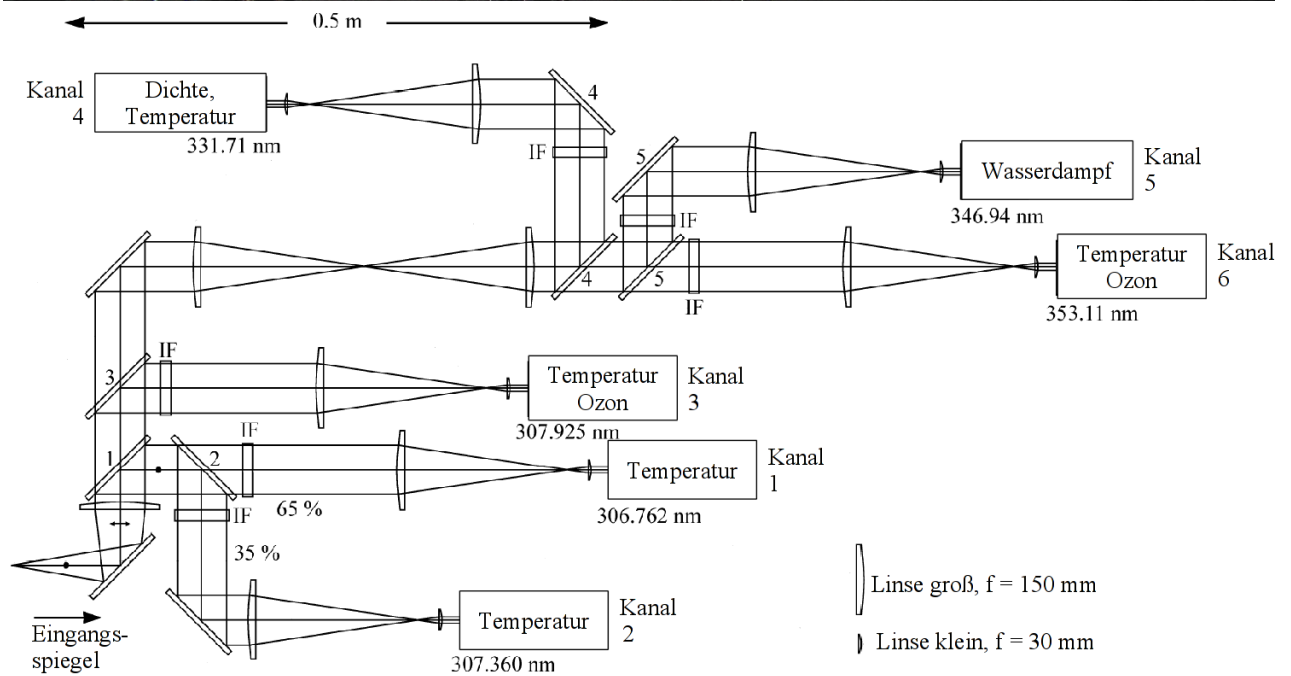
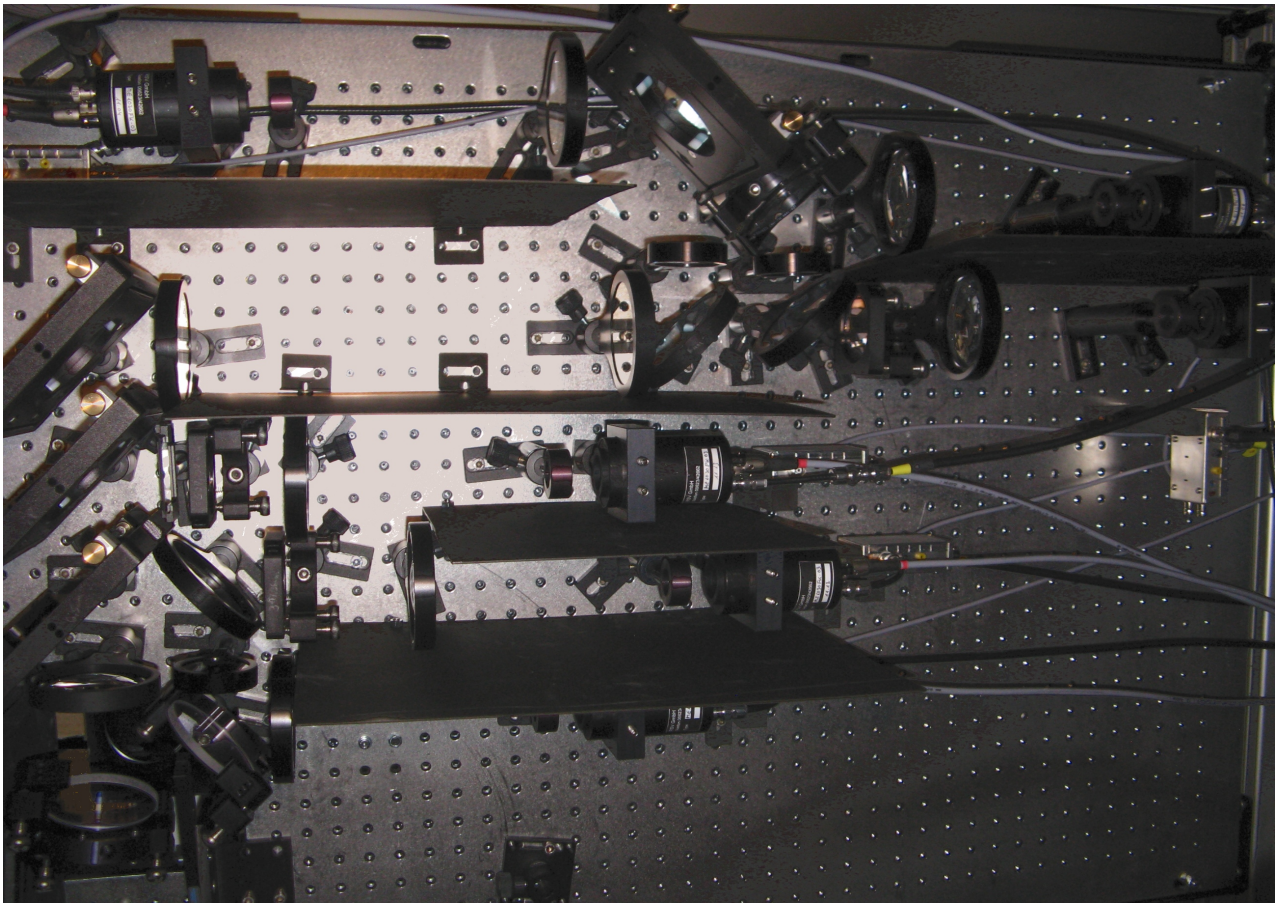


Abb. 38: Schematischer (unten) und tatsächlicher Aufbau (oben) des Fernbereichspolychromators mit Detektoren: IF steht für schmalbandige Interferenzfilter, die Zahlen stehen für Strahlteiler (gleiche Zahlen bedeuten Baugleichheit). Die Detektoren sind mit den kanalspezifischen Messgrößen und Wellenlängen bezeichnet. Der Eingangsspiegel ist um 90° verkippt eingezeichnet. Dies wird durch die Orientierung der Polarisierung, Punkt bzw. Doppelpfeil, dargestellt.

Rückseiten aller durchleuchteten Substrate antireflexbeschichtet. Insbesondere wichtig ist dies bei den kurzbrennweitigen Linsen, da sich die Reflektivität als Funktion des Abstands von der optischen Achse stark ändert.

Anhand dieser Kriterien wurde die Brennweite der Linsen auf das Konfektionsmaß 150 mm festgelegt, entsprechend einem Strahldurchmesser von 45 mm im Fernbereichspolychromator und 27 mm im Nahbereichspolychromator. Dies ist ein Kompromiss zwischen Störungsarmut, Platzbedarf und letztlich auch Kosten.

Angepasst an den Strahldurchmesser von 45 mm weisen die Interferenzfilter einen Durchmesser von 50 mm auf. Sie sind demnach nur wenig größer als der Strahl und benötigen daher besonders beim Fernbereichspolychromator eine sehr sorgfältige Justage.

Die Optiken sollten nicht zu weit von den Bildebenen des Hauptspiegels (Austrittspupillen) positioniert werden, da sich dort der Strahl nicht transversal bewegt. Interferenzfilter und Detektoren stehen exakt in den Austrittspupillen, da dort der Strahldurchmesser infolge des Fehlens der transversalen Wanderung des Strahls minimal ist und die Inhomogenitäten der Photokathode der PMT keine Rolle spielen.

Die Interferenzfilter (IF) und steiflankigen Strahlteiler (Nr. 4 und 5 Abb. 38) wurden bei Barr Associates (mittlerweile Materion Barr) in den U.S.A. bestellt, der Firma mit den derzeit anerkannt besten Spezifikationen. Die Strahlteiler dienen dazu, das Strahlenbündel in die einzelnen Wellenlängenkomponenten aufzuteilen. Es handelt sich um semitransparente Spiegel, die einen bestimmten Wellenbereich transmittieren und den übrigen Bereich reflektieren. Wie aus Abb. 38 ersichtlich ist, besitzt jeder Polychromator 7 Strahlteiler (Strahlteiler typ 1 bis 5, jeweils 2 Strahlteiler sind vom gleichen Typ). Grundsätzlich sind die Strahlteiler so ausgelegt, dass sie die längeren Wellenlängen transmittieren und die kürzeren reflektieren. Damit ist es möglich, Strahlteiler mit hoher Trennschärfe herzustellen.

Exemplarisch für die Kennlinien der verwendeten Strahlteiler ist in Abb. 39 der Transmissions- und der Reflektionsgrad des Strahlteilers 4 über der Wellenlänge dargestellt. Der Transmissionsgrad aller Strahlteiler liegt zwischen 92 und 99 %. Das bedeutet eine hohe Effizienz und wenig Intensitätsverlust bei den transmittierten Wellenlängen. Auch bei der Reflektion entstehen wenig Intensitätsverluste, da der Reflektionsgrad nahe 100 % liegt. Die Strahlteiler 4 und 5 zeichnen sich durch ihre steilen Flanken beim Übergang zwischen Transmission und Reflektion aus.

Bei den Kanälen 1 und 2 ist die Wellenlänge zu knapp an derjenigen des starken Kanals 3. Daher wird ausgenutzt, dass das Rayleigh-gestreute Licht in der Zeichenebene polarisiert ist (p-polarisiert), die Raman-Komponenten (Kanal 1 und 2) dagegen zu 75 % senkrecht dazu (s-polarisiert). Durch maximale Transmittanz für die p-polarisierte Komponente wird somit der Anteil der Rayleigh-Wellenlänge (Kanal 3) in den Kanälen 1 und 2 schon vor den Interferenzfiltern fast komplett entfernt. Reflektiert wird im wesentlichen nur die s-polarisierte Komponente.

Eine besondere Rolle spielt Strahlteiler 3. Er hat die Aufgabe, das stärkste Signal, nämlich das Licht der Rayleigh-Streuung bei der Primärwellenlänge, in Richtung Kanal 3 zu reflektieren und möglichst nichts davon zu transmittieren, sowie das verbleibende Licht möglichst vollständig zu transmittieren. Schon ein geringer Transmissionsgrad des Strahlteilers im Bereich der Primärwellenlänge würde vor allem die Wasserdampfmessung (346,94 nm) stören. Die Selektion der Rayleigh-Wellenlänge erfolgt durch Polarisations- und Wellenlängenfilterung: Das parallel polarisierte Licht wird bei diesem Strahlteiler besser transmittiert als

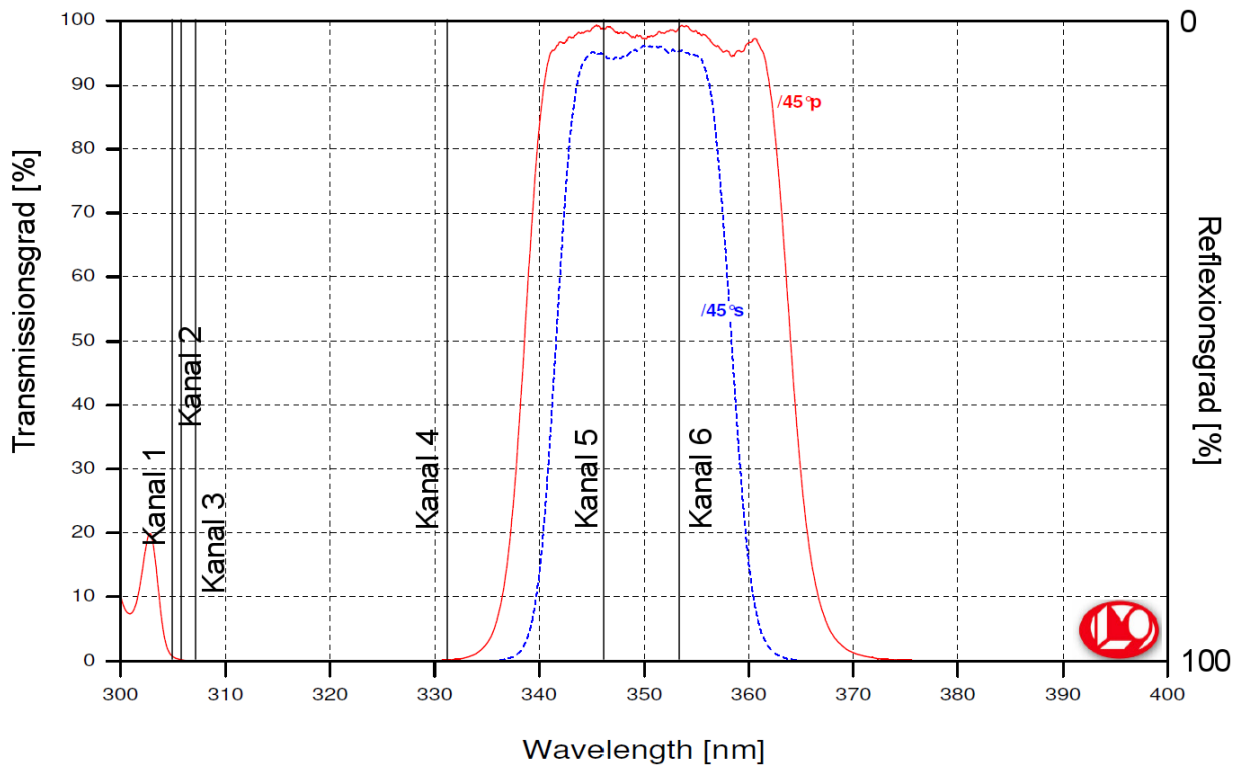


Abb. 39: Transmissions- und Reflektionsgrad des Strahlteilers 4 (Hersteller: Fa. Barr). Die Linien markieren die Wellenlängen der 6 Messkanäle, nach einem Diagramm der Fa. Laseroptik.

das senkrecht polarisierte (Rayleigh-gestreute) Licht. Die Polarisation des zurückgestreuten Lichts trägt hier zur Wellenlängentrennung bei, da 75% der Raman-Linien vertikal zur Rayleigh-Linie polarisiert und daher parallel polarisiert sind. Dies führt zwar zu 25% Verlust bei den Raman-Linien, aber es erfolgt eine Unterdrückung des noch transmittierten Rayleigh-Lichts um zwei Dekaden. Dies bedeutet einen immensen Vorteil in Anbetracht der mehr als drei Dekaden stärkeren Rayleigh-Streuung.

Die Rayleigh-gestreute Referenzwellenlänge (353,11 nm) wird in Kanal 4 und 5 durch steifläufige Strahlteiler und deren zweifache Verwendung (4 und 5 in Abb. 38) um drei Dekaden abgeschwächt.

Bevor das Licht nach den Strahlteilern in den jeweiligen Detektor gelangt, passiert es ein Interferenzfilter. Dieses sorgt dafür, dass nur die gewünschte Wellenlänge vom Detektor empfangen wird. Daher ist eine schmalbandige Filterung bei möglichst hohem Transmissionsgrad erforderlich. Abb. 40 zeigt die Transmissionseigenschaften der verwendeten Interferenzfilter.

Es zeigt sich, dass die Schmalbandigkeit durchaus gegeben ist. Allerdings ist der Transmissionsgrad sehr unterschiedlich. Besonders bei den kurzen Wellenlängen ist er mit etwa 20% nicht sehr hoch, Tab. 4.4 und 4.5. Leistungsfähigere Interferenzfilter waren fertigungsspezifisch nicht erhältlich. Der geringe Transmissionsgrad bezieht sich auf die beiden Temperaturmesskanäle 1 und 2, die für die Temperaturmessung in Höhen bis etwa 25 km dienen. In diesem Bereich ist die Intensität des zurückgetretenen Lichts noch relativ hoch. Dadurch ist der geringe Transmissionsgrad noch akzeptabel. Zudem steht insbesondere bei diesen beiden Interferenzfilter die Schmalbandigkeit im Vordergrund, da die beiden Wellenlängen

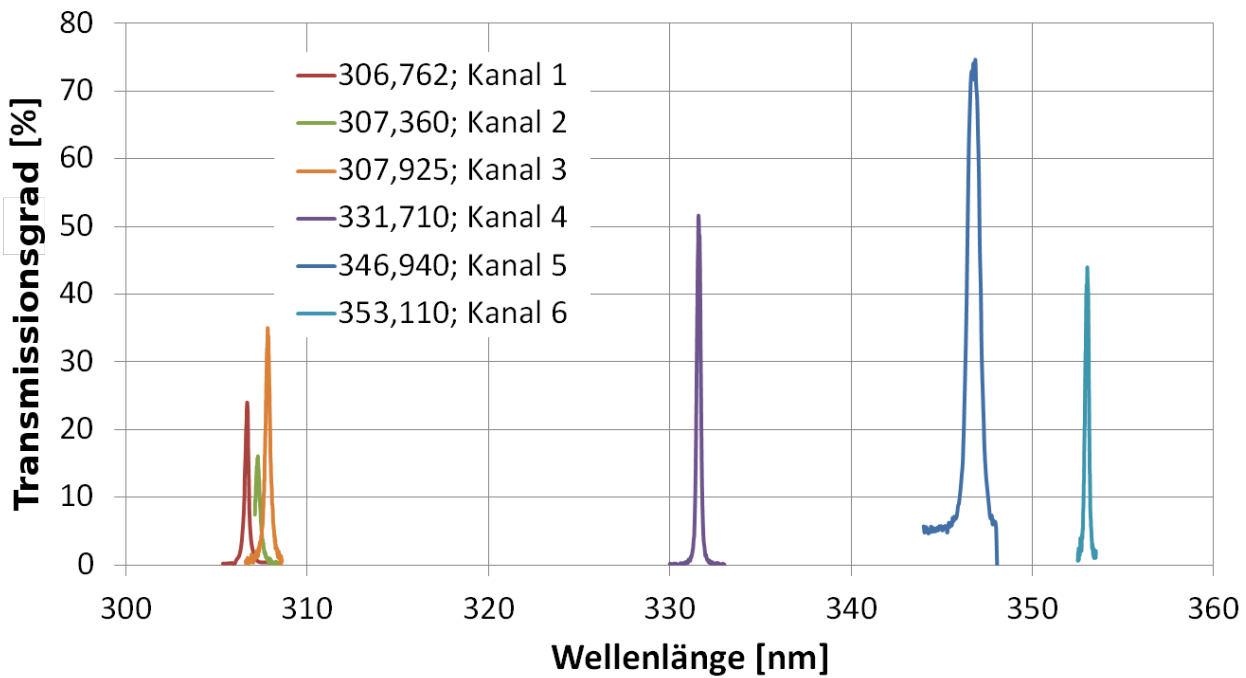


Abb. 40: Transmissionseigenschaften der verwendeten Interferenzfilter des Fernbereichspolychromators. Die Interferenzfilter von Kanal 1 - 4 und 6 haben eine Bandbreite von 0,25 nm. Das Wasserdampfsignal hat eine besonders niedrige Intensität, aber eine größere Bandbreite als die übrigen Signale (Abb. 15). Deshalb wird für Kanal 5 ein breitbandigeres Filter (0,75 nm) mit höchstem Transmissionsgrad verwendet.

sehr nahe beieinander und nahe am Rayleigh-gestreuten Licht liegen. Bei dem Interferenzfilter von Kanal 5 steht hingegen ein hoher Transmissionsgrad im Vordergrund.

Die Intensität des nur an Wasserdampf Raman-gestreuten Lichts ist wesentlich geringer und nimmt wegen der geringer werdenden Wasserdampfkonzentration mit der Höhe stärker ab. Die Bandbreite des Wasserdampfsignals (Q-Zweig des Raman-Spektrums) ist größer als die der übrigen Signale. Deshalb wurde hier mit 0,75 nm auch eine größere Filterbandbreite gewählt. Bei schmäleren Filtern ist zudem eine Temperaturabhängigkeit der Rückstreusignale zu erwarten.

Produktionsbedingt ist es möglich, dass sich die Transmissionsgrade von zwei Interferenzfiltern für die gleiche Wellenlänge um ein paar Prozent unterscheiden. Da die Intensität des zurückgestreuten Lichts im Nahbereich insgesamt größer ist als im Fernbereich, werden die Filter mit dem höheren Transmissionsgrad im Fernbereichspolychromator eingesetzt. In Tab. 4.4 sind die Transmissionen und Reflektionen der in den einzelnen Kanälen verwendeten Strahlteiler zusammengestellt (Herstellerangaben). Tab. 4.5 zeigt eine Auflistung der optischen Eigenschaften der einzelnen Komponenten des Fern- und Nahbereichs der Empfangseinheit (Herstellerangaben und geschätzte Werte) sowie die daraus ermittelten Wirkungsgrade der einzelnen Kanäle.

Tabelle 4.4: Transmission/Reflektion der Strahlteiler der einzelnen Kanäle. Die Ziffern der Strahlteiler ST beziehen sich auf die Nummerierung in Abb. 38, R bedeutet Reflektion am Strahlteiler, T bedeutet Transmission durch den Strahlteiler, T_{ges} ist der Transmissionsgrad der jeweiligen Strahlteilerkombination.

Kanal	Anz. ST	ST1	ST2	ST3	ST4	ST5	T_{ges}
1	2	$R = 77,63\%$	$T = 65,00\%$	-	-	-	50,46 %
2	2	$R = 77,63\%$	$R = 35,00\%$	-	-	-	27,17 %
3	2	$T = 87,70\%$	-	$R = 98,50\%$	-	-	86,38 %
4	4	$T = 87,70\%$	-	$T = 82,50\%$	$R = (99,20\%)^2$	-	71,20 %
5	5	$T = 87,70\%$	-	$T = 89,00\%$	$T = 98,00\%$	$R = (99,20\%)^2$	75,27 %
6	4	$T = 87,70\%$	-	$T = 90,00\%$	$T = 96,75\%$	$T = 95,50\%$	72,93 %

Tabelle 4.5: Empfangseinheit: Transmissionen/Reflektionen/FWHM der optischen Komponenten sowie Wirkungsgrade der einzelnen Kanäle. Fern- (F) und Nahbereich (N).

Kanal	Empfangsteleskop	Strahlführung		Polychromator								Wirkungsgrad
		Linsen		Umlenkspiegel		Linsen		Strahlteiler		Filter		
		Anz.	T	Anz.	T	Anz.	T	Anz.	T_{ges}	FWHM	T_{max}	
		1 (Lit.)	99,5 %	1 (Lit.)	99,5 %	1 (Lit.)	99,5 %			[nm]	(Messung)	$\eta_{1...6}$
F1	98,0 %	2	99,0 %	2	99,0 %	3	98,5 %	2	50,46 %	0,20	24,00 %	11,46 %
F2	98,0 %	2	99,0 %	1	99,5 %	3	98,5 %	2	27,17 %	0,30	16,00 %	4,13 %
F3	98,0 %	2	99,0 %	1	99,5 %	3	98,5 %	2	86,38 %	0,29	35,02 %	28,77 %
F4	98,0 %	2	99,0 %	2	98,5 %	5	97,5 %	4	71,20 %	0,26	51,51 %	34,18 %
F5	98,0 %	2	99,0 %	2	98,5 %	5	97,5 %	5	75,27 %	0,80	74,65 %	52,38 %
F6	98,0 %	2	99,0 %	2	99,0 %	5	97,5 %	4	72,93 %	0,24	43,98 %	30,05 %
N1	98,0 %	2	99,0 %	2	99,0 %	3	98,5 %	2	50,46 %	0,23	24,00 %	11,46 %
N2	98,0 %	2	99,0 %	1	99,5 %	3	98,5 %	2	27,17 %	0,30	22,85 %	5,90 %
N3	98,0 %	2	99,0 %	1	99,5 %	3	98,5 %	2	86,38 %	0,28	31,97 %	26,26 %
N4	98,0 %	2	99,0 %	2	98,5 %	5	97,5 %	4	71,20 %	0,26	43,49 %	28,86 %
N5	98,0 %	2	99,0 %	2	98,5 %	5	97,5 %	5	75,27 %	0,80	62,33 %	43,73 %
N6	98,0 %	2	99,0 %	2	99,0 %	5	97,5 %	4	72,93 %	0,24	35,38 %	24,17 %

4.4.4. Detektoren, Signalaufzeichnung und Triggerung

Die Detektoren wandeln die optischen Signale der einzelnen Kanäle in elektrische Signale um. In den anschließenden Diskriminatoren erfolgt die Signalaufteilung für die nachfolgende Signalaufzeichnung im Parallelbetrieb, durch Transientenrekorder und Photonenzähler. Die Stärke des Transientenrekorders ist seine genaue Signalaufzeichnung bei großen Signalen, also aus kleineren Höhen. Die Stärke des Photonenzählers ist seine genaue Signalaufzeichnung bei kleinen Signalen, also aus größeren Höhen. Am Eingang der Diskriminatoren befindet sich eine Diskriminatorschwelle. Damit wird erreicht, dass nur Signale ab einer gewissen Stärke in die Aufzeichnungsgeräte gelangen und kleinere Störungen somit nicht gleich zu Fehlern führen.

Detektoren und Diskriminatoren

Als Detektoren werden Hamamatsu-Photovervielfacher des Typs R7400U-03 eingesetzt, mit aktiver Stabilisierung der Hochspannung (Firma Romanski Sensor- und Verstärkertechnik (RSV)). Sie zeichnen sich durch eine hohe Linearität über mehr als 5 Dekaden [Kreipl (2006)] sowie durch eine hohe Zeitauflösung aus und erfüllen somit sowohl die Anforderung der Signalaufzeichnung mittels Transientenrekorder als auch diejenige mittels Photonenzähler.

Die Photokathoden in den Detektoren weisen eine starke transversale Inhomogenität auf [Simeonov et al. (1999)]. Damit die Inhomogenität sich nicht auf das Lidar-Signal auswirkt, stehen die Detektoren so, dass die Photokathoden genau in Bildebenen des Empfangsspiegels liegen.

Bei Einzelphotonenpulsen zeigte sich ursprünglich ein Nachschwingen mit einer Amplitude von 10%. Bei höheren Zählraten, wie sie im Nahbereich vorliegen, können diese Nachschwinger über die Superposition der Beiträge mehrerer Pulse die Diskriminatorschwelle überschreiten. Das führt zu einer erhöhten Zählrate und dazu, dass das Signal nicht linear verarbeitet werden kann.

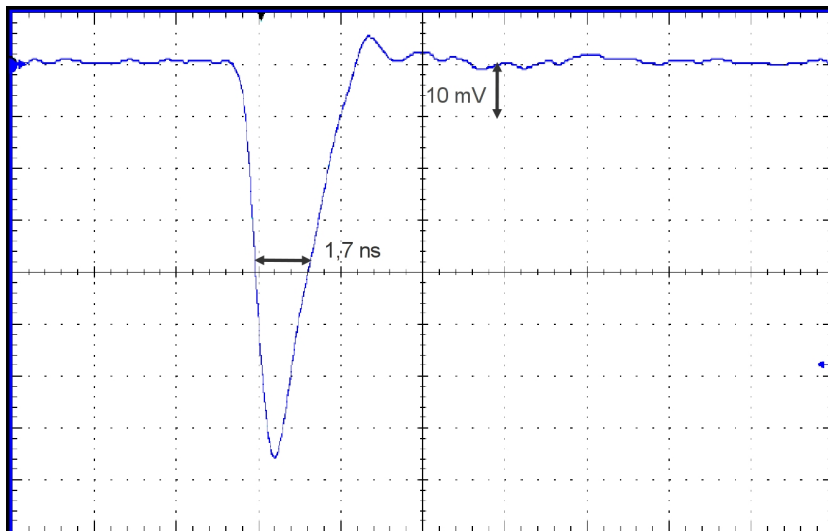


Abb. 41: Einzelphotonenpuls aus einem der Detektoren (horizontal: 2.5 ns/Div., vertikal: 10 mV/Div.): Dargestellt ist ein relativ großer Puls (76 mV). Die meisten Pulse haben eine Amplitude unter 20 mV. Einige wenige Pulse können aber auch Amplituden bis über 150 mV erreichen.

Um die Situation zu verbessern, sind die Detektoren für dieses Projekt von RSV mit einer verbesserten Anpassung an die verwendeten 50 Ohm Koaxialkabel versehen, die das bisherige zehnpromtente Nachschwingen der Einzelphotonenpulse erstmals weitgehend eliminiert. Ein Messbeispiel ist in Abb. 41 dargestellt. Die Messung erfolgte mit einem Tektronix-Digitaloszilloskop mit einer Analogbandbreite von 1 GHz.

Abb. 42 zeigt eine statistische Verteilung der Signalstärke von Einzelphotonenpulsen direkt nach einem Detektor. Die zugehörige Messung wurde im Labor mit einem fast komplett abgedeckten Detektor durchgeführt. Die Messdauer betrug hierbei 0,5 ms, die Anodenspannung 800 V.

Die Signalstärke der einzelnen Pulse liegt in dem Versuch unter 25 mV. Auf Grund der relativ geringen Signalstärke sind keine großen Nachschwinger anzunehmen, die dann als Einzelphotonenpuls gezählt werden könnten. Deshalb werden alle aufgezeichneten Pulse als Einzelphotonenpulse betrachtet. Es zeigt sich, dass nur wenige Pulse kleiner als 5 mV sind und somit dieser Wert als Diskriminatorschwelle ausreichend ist, um Störungen zu vermeiden.

Um die Signale gleichzeitig in das Transientenrekordersystem und in das Photonenzählsystem einspeisen zu können, wurden direkt nach den Detektoren Diskriminatorweichen eingebaut. Diese sind von RSV nochmals verbessert und zur auf 50 Ohm angepassten Verteilung der Detektorsignale für die Transientenrekorder(Analog)- und Photonenzählmessung

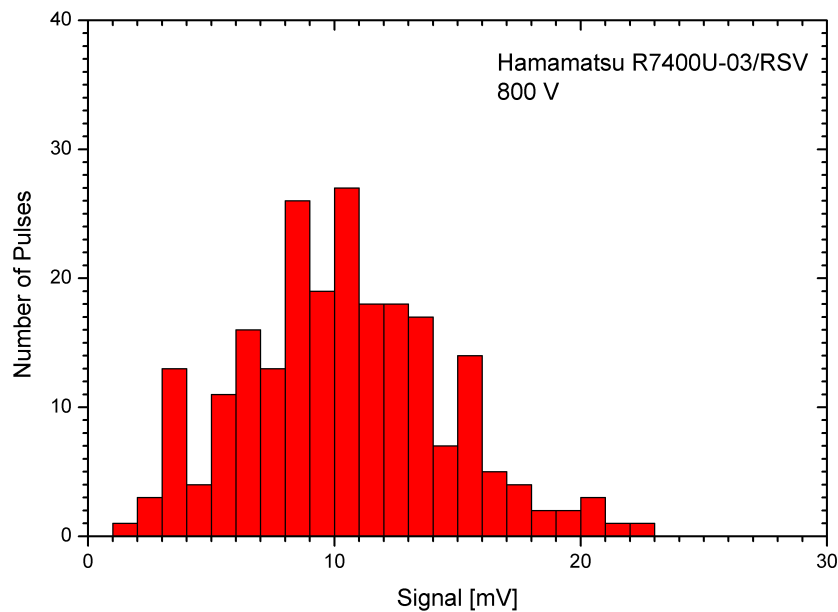


Abb. 42: Statistische Verteilung der Signalstärke von Einzelphotonenpulsen aus einem Detektor. Zeitdauer der Messung: 0,5 ms, Anodenspannung 800 V. Nur wenige Pulse haben eine Signalstärke unter 5 mV.

angepasst worden. Dadurch konnte die Diskriminatorschwelle nun auf unter 5 mV abgesenkt werden, auch hier lag die Grenze in einer früheren Version für das Ozon-Lidar des IFU bei 11 mV. Mit dieser Verbesserung ist zu erwarten, dass die Photonenzählung mit ausreichender Genauigkeit und erhöhter Zählrate realisiert werden kann.

Die Betriebsspannungen für die Detektoren, die Diskriminatorweichen und optionale Vorverstärker wurden massiefrei von der gemeinsamen Steuerung geliefert (Ingenieurbüro Funk). Die Versorgungskabel sind abgeschirmt, wobei die Abschirmung auf einer Seite offen ist. Die Detektor-Spannungen können über den I²C-Bus vom Rechner aus gesetzt werden. Auf diese Weise kann auf sich ändernde Atmosphärenbedingungen wie z.B. eine besonders geringe Wasserdampfkonzentration reagiert werden. Abb. 43 zeigt die Abhängigkeit des Lidar-Signals von der Detektorspannung. Wie der Test zeigt, ist es möglich, das Lidar-Signal über eine erhöhte Detektorspannung im Bereich von 400 bis 950 V um fast drei Größenordnungen zu verstärken.

Transientenrekorder, Photonenzähler und Triggerung

Es werden Transientenrekorder des Typs TR 20-160 der Firma Licel mit einer Zeitauflösung von 20 MHz eingesetzt, deren Verstärkereinheiten einen massiefreien Eingang besitzen. Durch Weiterentwicklungsmaßnahmen an den Verstärkereinheiten seitens Licel konnte die Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen und dem Rauschen noch weiter reduziert werden.

Bei den Photonenzählern handelt es sich um den Typ MCS6A der Firma FAST ComTec. Das Signal wird in Schritten von 100 ps abgetastet, wodurch die maximal mögliche Zählrate bei $5 \cdot 10^9$ Hz liegt.

Die Triggerung erfolgt zunächst mit dem Triggersignal des Lasers. Angesichts der festgestellten Phasenverschiebung (7.1.2.1.) soll die Triggerung in Zukunft über ein Glasfaserkabel ausgelöst werden, das den Laser-Puls im Bereich des Aussendespiegels abgreift und das

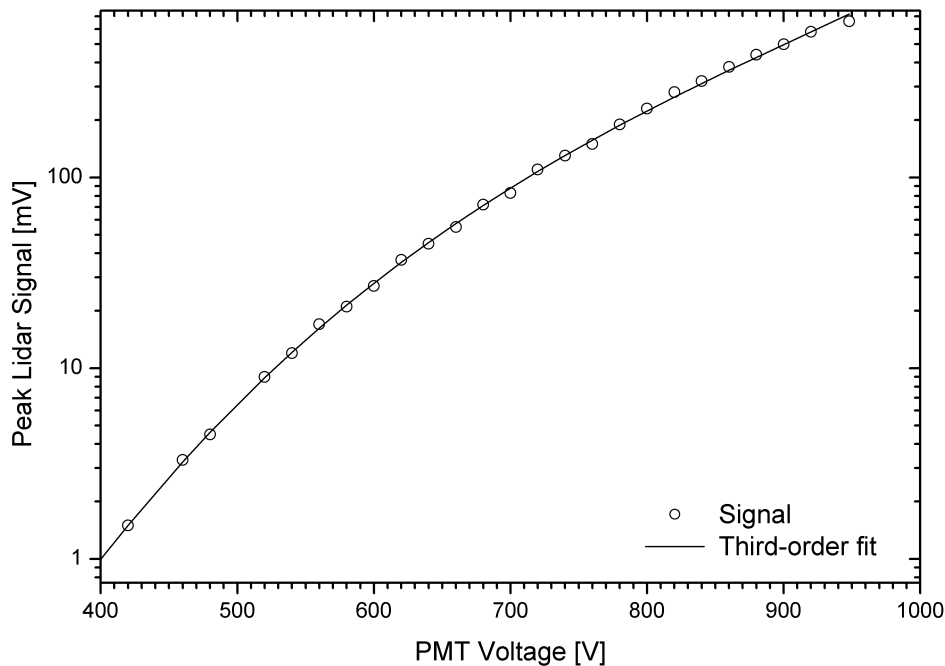


Abb. 43: Abhängigkeit des Lidar-Signals von der Detektorspannung.

optische Signal an eine Triggerbox (Photodiode) weiterleitet. Dort wird ein entsprechendes elektronisches Triggersignal erzeugt und an die Transientenrekorder und Photonenzählsteme weitergegeben (Abb. 16) (Polychromatorbereich). Die Triggerbox befindet sich im gut abgeschirmten Messkabinett im Obergeschoss des Turms. Damit werden elektromagnetische Störungen beim Triggersignal vermieden.

4.4.5. Auswerte- und Steuerrechner

Der Auswerte-Steuerrechner hat folgende Funktionen:

- Messwertspeicherung: Speicherung und weitere Aufsummierung der Messsignale aus den Transientenrekordern und Photonenzählern.
- Fernsteuerung des Aussendespiegels zur optimalen Justage des ausgesendeten Strahls.
- Fernsteuerung des Drehwinkels des Filters im Resonator, um für jede Ladespannung und Pulsfolgefrequenz die geforderte spektrale Reinheit der Einzellinie zu gewährleisten. Die Steuerung erfolgt auf Basis der vom Minispektrometer gemessenen Daten. Eine zusätzliche Funktion ist dabei die Überwachung der Referenzlinie.
- Fernsteuerung der Laser-Einstelldaten (Ladespannung, Pulsfolgefrequenz).
- Automatisierung des Anlagebetriebs mit Radar- und Niederschlagssensor-gesteuerter Abschaltprozedur, zum Schutz der Augen von Piloten von überfliegenden Flugobjekten und zum Schutz der Anlage vor Witterungsschäden (automatisches Schließen der Kuppel und Abdeckung des Sendespiegels).

5. Datenanalyse

Im Folgenden werden die Auswerteverfahren beschrieben, mit denen sich aus den aufgezeichneten Messwerten die Wasserdampf- und Temperaturprofile ermitteln lassen.

Für die Bestimmung des Wasserdampfgehalts wird das an Wasserdampfmolekülen Raman-gestreute Laser-Licht mit der Wellenlänge 346,94 nm (Kanal 5) und das an Stickstoffmolekülen Raman-gestreute Laser-Licht mit der Wellenlänge 331,71 nm (Kanal 4) verwendet.

Für die Bestimmung des Temperaturverlaufs werden alternativ folgende Einzellinien aus dem gestreuten Laser-Licht verwendet:

1. An allen Molekülen Rayleigh-gestreutes Laser-Licht, Wellenlänge 353,11 nm (Kanal 6)
2. An Stickstoffmolekülen Vibrations-Raman-gestreutes Laser-Licht, Wellenlänge 331,71 nm (Kanal 4)
3. An allen Molekülen Rayleigh-gestreutes Laser-Licht, Wellenlänge 307,925 nm (Kanal 3)
4. An allen Molekülen Rotations-Raman-gestreutes Laser-Licht, Wellenlänge 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2)

Die Kombination dieser vier Alternativen soll eine Bestimmung des Temperaturverlaufs über den adressierten Messbereich von 5 bis 80 km ermöglichen.

Zur Kompensation der Extinktion durch Absorption in Ozon ist es erforderlich, auch die vertikale Ozonverteilung zu bestimmen. Dies erfolgt nach dem DIAL-Prinzip anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit den Wellenlängen 307,925 nm (Kanal 3) und 353,11 nm (Kanal 6). Die im Auswerteprogramm verwendeten Zahlenwerte sind in Tab. 5.1 aufgeführt. Neben den Extinktionsquerschnitten für die Absorption durch Ozon sind auch die Werte der Extinktionsquerschnitte infolge von Streuung an Luftmolekülen enthalten. Die Temperaturabhängigkeit der Absorptionsquerschnitte von Ozon wird in dieser Phase des Projekts noch nicht berücksichtigt. Weitere Untersuchungen müssen zeigen, inwieweit diese für die Temperaturbestimmung relevant ist.

5.1. Bestimmung des Wasserdampfgehalts anhand des an Wasserdampf- und Stickstoffmolekülen Vibrations-Raman-gestreuten Laser-Lichts (Kanal 5 und 4)

Die Bestimmung des Wasserdampfgehalts erfolgt in mehreren Schritten nach dem in [Leblanc et al. (2013)] beschriebenen Verfahren. Der Begriff Wasserdampfgehalt wird in dieser Arbeit als Überbegriff für

- die Anzahldichte Wasserdampf $N_{\text{H}_2\text{O}}$ [Wasserdampfmoleküle/m³]
- Wasserdampfdichte $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ [kg/m³]
- Wasserdampfmischungsverhältnis (Massenmischungsverhältnis) m [g/kg]

Tabelle 5.1: Rayleigh-Extinctionsquerschnitte aus Rechenprogramm am IMK-IFU, Absorptionsquerschnitte von Ozon auf Basis der Messungen in Reims für 243 K aus [Malicet et al. (1995)].

Kanal	Extinktionsquerschnitt infolge Streuung an allen Molekülen [m ²]	Absorptionsquerschnitt von Ozon [m ²]
1	$\sigma_{m; 306,762} = 6,121E-31$	$\sigma_{O_3; 306,762} = 1,4444$
2	$\sigma_{m; 307,36} = 6,070E-31$	$\sigma_{O_3; 307,36} = 1,253E-23$
3	$\sigma_{m; prim} = 6,022E-31$	$\sigma_{O_3; prim} = 1,202E-23$
4	$\sigma_{m; 331,71} = 4,38E-31$	$\sigma_{O_3; 331,71} = 3,76E-25$
5	$\sigma_{m; 346,94} = 3,623E-31$	$\sigma_{O_3; 346,94} = 4,367E-26$
6	$\sigma_{m; ref} = 3,362E-31$	$\sigma_{O_3; ref} = 4,076E-26$

verwendet.

Das Messsignal in Kanal 5 entsteht durch Vibrations-Raman-Streuung bei der Primärwellenlänge 307,925 nm an den Wasserdampfmolekülen. Hierfür gilt

- im Kanal 5 gemessene Photonen, bezogen auf eine Höhenstufe
- = emittierte Photonen ab Ausgang Raman-Zelle
- * Wirkungsgrad Sendeeinheit ab Ausgang Raman-Zelle
- * Extinktionsfaktor_{Streuung an allen Molekülen + Absorption durch Ozon, von z_M aufwärts bis z}
- * Raman-Rückstrefaktor, abhängig von der Anzahldicke Wasserdampf und der Dicke der betrachteten Streuschicht (Höhenstufe)
- * Extinktionsfaktor_{Streuung an allen Molekülen + Absorption durch Ozon, von z abwärts bis z_M}
- * Empfangsfaktor
- * Kalibrierfaktor
- * Wirkungsgrad Empfangseinheit Kanal 5

und als Formel (Lidar-Gleichung)

$$\begin{aligned}
 P_5(z) = & P_{\text{prim}} \\
 & \cdot \eta_{\text{prim}} \\
 & \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{m,\text{prim}}(\zeta) + \alpha_{O_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \beta_{H_2O;346,94}(z) \cdot \Delta z \\
 & \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{m;346,94}(\zeta) + \alpha_{O_3;346,94}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \\
 & \cdot K_5 \\
 & \cdot \eta_5
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

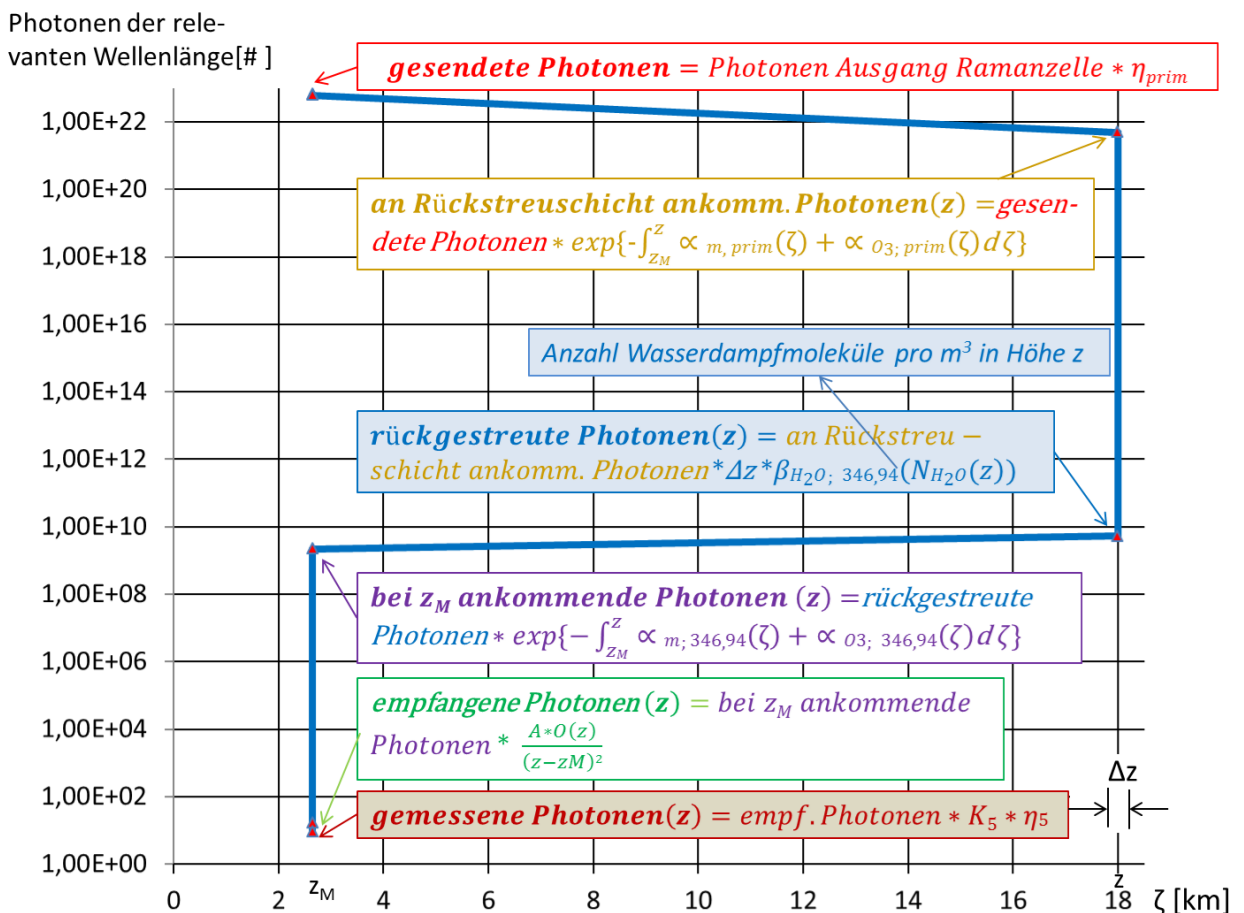


Abb. 44: Reduktion des Messsignals über der Höhe.

Zur Veranschaulichung der Funktionalität der Lidar-Gleichung ist in Abb. 44 die Abnahme der Photonenanzahl von der Sendeanlage hinauf zur Höhenschicht Δz in der Höhe z und

von dort infolge der Streuung an den Wasserdampfmolekülen zurück in die Empfangsanlage dargestellt. Für den Rückstrefaktor gilt

$$\beta_{\text{H}_2\text{O};346,94}(z) \cdot \Delta z = N_{\text{H}_2\text{O}}(z) \cdot \left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O};307,925}}{d\Omega} \right|_{\pi} \cdot \Delta z \quad (5.2)$$

mit dem Rückstrefkoeffizienten $\beta_{\text{H}_2\text{O};346,94}(z)$.

Zusammen mit Gl. 5.1 ergibt sich, dass das Messsignal für eine Höhe z proportional zu der in dieser Höhe auftretenden Anzahldichte Wasserdampf ist. Aus der Anzahldichte errechnet sich die Wasserdampfdichte zu

$$\rho_{\text{H}_2\text{O}}(z) = N_{\text{H}_2\text{O}}(z) \cdot \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{N_A} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \quad (5.3)$$

Mit Hilfe der Lidar-Gleichung lässt sich demnach aus dem Messsignal des Kanals 5 die Wasserdampfdichte berechnen. Ziel ist aber letztlich die Bestimmung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses

$$m(z) = \frac{\rho_{\text{H}_2\text{O}}(z) \cdot 10^3}{\rho_{\text{trockeneLuft}}(z)} \quad \left[\frac{\text{g}}{\text{kg}} \right] \quad (5.4)$$

Zusätzlich zur Wasserdampfdichte ist demnach die Bestimmung der Luftdichte erforderlich. Unter der Annahme, dass in trockener Luft der Anteil von Stickstoff 78,1 % beträgt, lässt sich die Luftdichte aus der Stickstoffdichte berechnen:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{trockeneLuft}}(z) &= N_L(z) \cdot \frac{M_L}{N_A} \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \\ &= \frac{N_{\text{N}_2}(z)}{0,781} \cdot \frac{M_L}{N_A} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Zur Bestimmung der Luftdichte ist also die Ermittlung der Anzahldichte Stickstoff erforderlich. Diese erfolgt analog zur Bestimmung der Anzahldichte Wasserdampf mit Hilfe der Wellenlänge 331,71 nm. Diese Wellenlänge entsteht durch Vibrations-Raman-Streuung bei der Primärwellenlänge an den Stickstoffmolekülen und wird in Kanal 4 gemessen. Die entsprechende Lidar-Gleichung lautet

$$\begin{aligned} P_4(z) &= P_{\text{prim}} \cdot \eta_{\text{prim}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\ &\cdot \beta_{\text{N}_2;331,71}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};331,71}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;331,71}(\zeta) d\zeta \right\} \\ &\cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_4 \cdot \eta_4 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Für den Rückstrefaktor gilt analog

$$\beta_{\text{N}_2;331,71}(z) \cdot \Delta z = N_{\text{N}_2}(z) \cdot \left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2;307,925}}{d\Omega} \right|_{\pi} \cdot \Delta z \quad (5.7)$$

und damit auch, dass das Messsignal in Kanal 4 für eine Höhe z proportional zu der in dieser Höhe auftretenden Anzahldichte Stickstoff ist.

Unter Berücksichtigung der Gl. 5.1 bis 5.7 ergibt sich für das Wasserdampfmischungsverhältnis

$$m(z) = \underbrace{\frac{P_5(z)}{P_4(z)} \cdot \frac{M_{\text{H}_2\text{O}} \cdot 0,781 \cdot 10^3}{M_L} \cdot \frac{\text{EXT}_4(z)}{\text{EXT}_5(z)} \cdot \frac{\eta_4}{\eta_5}}_{m_{\text{unkalib}}(z)} \cdot \underbrace{\frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}{\left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O}, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}}_{K_m} \cdot \frac{K_4}{K_5}$$

$$= m_{\text{unkalib}}(z) \cdot K_m \quad (5.8)$$

Dabei bedeutet

$\frac{P_5(z)}{P_4(z)}$. . . Verhältnis der in den Kanälen 5 und 4 gemessenen Signale

$\frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_L}$. . . Verhältnis der Molekulargewichte

$\frac{\text{EXT}_4(z)}{\text{EXT}_5(z)} = \frac{\exp\left\{-\int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};331,71}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;331,71}(\zeta) d\zeta\right\}}{\exp\left\{-\int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};346,94}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;346,94}(\zeta) d\zeta\right\}}$. . . Verhältnis der Extinktionsfaktoren abwärts

$\frac{\eta_4}{\eta_5}$. . . Verhältnis der Wirkungsgrade von Kanal 4 und Kanal 5 der Empfangseinheit (Tab. 4.5)

$\frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}{\left. \frac{d\sigma_{\text{H}_2\text{O}, \lambda_{\text{prim}}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}$. . . Verhältnis der Rückstreuquerschnitte

$\frac{K_4}{K_5}$. . . Verhältnis der Kalibrierfaktoren von Kanal 4 und Kanal 5

$m_{\text{unkalib}}(z)$. . . unkalibriertes Wasserdampfmischungsverhältnis

K_m . . . Kalibrierfaktor für das Wasserdampfmischungsverhältnis

Die Wirkungsgrade der Sendeeinheit und die Extinktionsfaktoren aufwärts beziehen sich auf die Primärwellenlänge, sind deshalb jeweils gleich groß und kürzen sich bei der Quotientenbildung in Gl. 5.4. Auch die Empfangsfaktoren sind gleich, da es sich um die gleichen Spiegel und um die im Idealfall gleiche Überlappungsfunktion handelt und kürzen sich daher ebenfalls.

Die Extinktionsfaktoren wurden durch Integration der Extinktionskoeffizienten berechnet. Die Ermittlung der Extinktionskoeffizienten erfolgte auf Basis der LOWTRAN-Daten mit Hilfe eines am IFU vorhandenen Rechenprogramms. Abb. 45 zeigt exemplarisch den Verlauf der Extinktionskoeffizienten für Kanal 5 in Abhängigkeit von der Höhe über der Messstation. Zur Bestimmung des Kalibrierfaktors für das Wasserdampfmischungsverhältnis wurden gleichzeitig Messungen mit dem Raman-Lidar und dem Wasserdampf-DIAL durchgeführt. Der gemeinsame Messbereich lag zwischen $z_A = 0,4$ km und $z_E = 12$ km. Der Faktor K_m wurde mit dem Least-Squares-Fit-Algorithmus bestimmt:

$$\min \sum_{i=z_A}^{z_E} (m_{\text{Wasserdampf DIAL}}(i) - \kappa \cdot m_{\text{unkalib}}(i))^2 \quad (5.9)$$

Dabei ist κ der Parameter der Minimierungsfunktion.

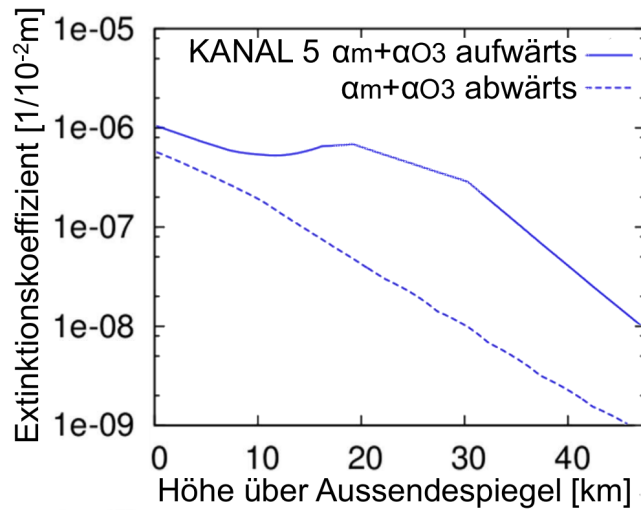


Abb. 45: Extinktionskoeffizienten für Kanal 5. Datengrundlage: LOWTRAN, Mittelwert bei Sommerbedingungen.

5.2. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 353,11 nm (Kanal 6)

Beim Messsignal des Kanals 6 handelt es sich um Rayleigh-Streuung bei der Referenzwellenlänge 353,11 nm. Diese Streuung findet an allen Molekülen statt. Sie ist daher ein Maß für die Luftdichte, solange der Aerosolgehalt so klein ist, dass der dadurch bedingte Streuanteil vernachlässigbar klein ist. Dies ist in der Regel bei Höhen über 30.000 m der Fall, aber auch, wenn darunter sehr klare Luft herrscht (siehe 7.)

Die Bestimmung der Temperatur geschieht hier nach dem in [Gross et al. (1997)] beschriebenen Verfahren. Aus dem Messsignal des Kanals 6 erfolgt zunächst die Ermittlung der Dichte. Hierfür benötigt das Verfahren eine Referenzhöhe, bei der neben dem Messsignal auch die Dichte bekannt sein muss. In [Gross et al. (1997)] wird beschrieben, wie man diese Dichte aus bereits vorhandenen Datenquellen wie z.B. dem NCEP-Modell (7.1.1.) gewinnen kann. Aus der Dichte wird dann mittels einer stufenweisen Summation der Druckdifferenzen zwischen unterer und oberer Grenze der einzelnen Höhenschichten, beginnend mit einem Startwert in großer Höhe, die Temperatur errechnet.

Analog zu 5.1. gilt für das gemessene Signal die Lidar-Gleichung

$$\begin{aligned}
 P_6(z) = & P_{\text{ref}} \cdot \eta_{\text{ref}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{m,\text{ref}}(\zeta) + \alpha_{O_3,\text{ref}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \beta_{m;353,11}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{m;353,11}(\zeta) + \alpha_{O_3;353,11}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_6 \cdot \eta_6
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

und für den Rückstreufaktor

$$\beta_{m;353,11}(z) \cdot \Delta z = N_m(z) \cdot \left. \frac{d\sigma_{R;353,11}}{d\Omega} \right|_{\pi} \cdot \Delta z \tag{5.11}$$

Für die Luftdichte gilt

$$\rho(z) = N_L \frac{M_L}{N_A} \approx N_m \frac{M_m}{N_A} \tag{5.12}$$

da sich die Luftdichte von trockener Luft und feuchter Luft hier wegen des geringen Wasserdampfgehalts nur geringfügig voneinander unterscheiden.

Für den Extinktionskoeffizienten infolge Streuung an allen Molekülen gilt

$$\alpha_{m,\text{ref}}(\zeta) = \alpha_{m;353,11}(\zeta) = \sigma_{m,353,11} \cdot \frac{N_A}{M_m} \cdot \rho(\zeta) \quad (5.13)$$

Für die Extinktionskoeffizienten infolge Absorption in Ozon gilt

$$\alpha_{O_3,\text{ref}}(\zeta) = \alpha_{O_3;353,11}(\zeta) \approx 0 \quad (5.14)$$

da bei der Referenzwellenlänge praktisch keine Absorption durch Ozon stattfindet. Für die Referenzhöhe z_0 lautet die Lidar-Gleichung

$$\begin{aligned} P_{6,0} = & P_{\text{ref}} \cdot \eta_{\text{ref}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^{z_0} \alpha_{m,\text{ref}}(\zeta) + \alpha_{O_3,\text{ref}}(\zeta) d\zeta \right\} \\ & \cdot \beta_{m;353,11}(z_0) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^{z_0} \alpha_{m;353,11}(\zeta) + \alpha_{O_3;353,11}(\zeta) d\zeta \right\} \\ & \cdot \frac{A \cdot O(z_0)}{(z_0 - z_M)^2} \cdot K_6 \cdot \eta_6 \end{aligned} \quad (5.15)$$

Durch die Quotientenbildung $P_6(z)/P_{6,0}$ kürzen sich ähnlich wie in 5.1. eine Reihe von Faktoren, und es ergibt sich aus den Gln 5.10 bis 5.15 für die Dichte

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{P_6(z)}{P_{6,0}} \frac{(z - z_M)^2}{(z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_m(\rho(z))} \quad (5.16)$$

mit dem Dichte-abhängigen Extinktionsfaktor infolge Streuung an allen Molekülen

$$\text{EXT}_m(\rho(z)) = \exp \left\{ -2\sigma_{m,\text{ref}} \frac{N_A}{M_m} \underbrace{\int_{z_0}^z \rho(\zeta) d\zeta}_{I(z)} \right\} \quad (5.17)$$

Dabei bedeutet

ρ_0 . . . Dichte bei Referenzhöhe z_0

$\frac{P_6(z)}{P_{6,0}}$. . . Messsignal Kanal 6 zu Messsignal Kanal 6 bei Referenzhöhe

$\text{EXT}_m(\rho(z))$. . . Extinktionsfaktor aufwärts + abwärts infolge Streuung an allen Molekülen

$\sigma_{m,\text{ref}}$. . . Extinktionsquerschnitt infolge Streuung an allen Molekülen bei der Referenzwellenlänge

$M_m \approx M_L$. . . Molekulargewicht der Luft

Bei Gl. 5.16 handelt es sich um eine Integralgleichung, die mittels numerischer Integration (Trapezformel) gelöst wird. Die Lösung erfolgt in Δz Schritten, beginnend mit $i = 0$ bei der Referenzhöhe. Für die Berechnung des Dichteintegrals an der Stelle z_1 sind näherungsweise die Referenzdichte ρ_0 und für den Zuwachs die Dichte an der Stelle z_{i-1} (für $i > 0$) und z_{i+1} (für $i < 0$) verwendet. Eine Kontrollrechnung zeigt auf, dass der durch diese Vereinfachungen auftretende Fehler vernachlässigbar klein ist:

$$\rho_i = \rho_0 \frac{P_{6,i} (z_i - z_M)^2}{P_{6,0} (z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{m,i}} \quad (5.18)$$

$$\text{EXT}_{m,i} = \exp \left\{ -2\sigma_{m,\text{ref}} \frac{N_A}{M_m} I_i \right\} \quad (5.19)$$

$$\text{für } i > 0 : I_i = I_{i-1} + \rho_{i-1} \Delta z \quad (5.20)$$

$$\text{für } i = 0 : I_i = 0 \quad (5.21)$$

$$\text{für } i < 0 : I_i = I_{i+1} - \rho_{i+1} \Delta z \quad (5.22)$$

Unter der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts in der Atmosphäre und Anwendung des idealen Gasgesetzes wird die Temperatur nach [Gross et al. (1997)] mittels folgender Gleichung errechnet:

$$T_i = \frac{g_i \Delta z}{R_L \ln [p_{u,i}/p_{o,i}]} \quad (5.23)$$

mit

$$g_i = 9,80665 - 3,1 \cdot 10^{-6} \cdot z_i \quad \left[\frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right] \quad (5.24)$$

und z_i in [m].

Dabei gilt für den Druck an der unteren Grenze einer Höhengschicht

$$p_{u,i} = p_{o,i} + \Delta p_i \quad (5.25)$$

mit der Druckdifferenz zwischen unterer und oberer Grenze der Höhengschicht

$$\Delta p_i = \rho_i \cdot g_i \cdot \Delta z \quad (5.26)$$

und dem Druck an der oberen Grenze der Höhengschicht

$$p_{o,i} = p_{u,i+1} \quad (5.27)$$

Die Temperaturberechnung beginnt mit einem $p_{o,i}$ -Startwert in möglichst großer Höhe.

$$p_{o,i,\text{start}} = p \left(z_{i,\text{start}} + \frac{\Delta z}{2} \right) \quad (5.28)$$

Für den Startwert wird der dieser Höhe entsprechende NCEP-Druck oder ersatzweise LOW-TRAN-Druck verwendet. Danach erfolgt die weitere Temperaturberechnung schrittweise nach unten bis hin zur Referenzhöhe.

5.3. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an Stickstoffmolekülen Vibrations-Raman-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 331,71 nm (Kanal 4)

Beim Messsignal des Kanals 4 handelt es sich um Vibrations-Raman-Streuung bei der Primärwellenlänge. Diese Streuung findet an Stickstoffmolekülen statt. Sie ist ein Maß für die Stickstoffdichte, die proportional zur Luftdichte ist. Zur Bestimmung der Temperatur wird das gleiche Verfahren wie in 5.2. verwendet. Im Prinzip kommen die gleichen Formeln zur Anwendung. Allerdings muss bei den hier verwendeten Wellenlängen die Extinktion durch Ozon berücksichtigt werden. Die hierfür erforderliche Ozonverteilung wird soweit wie möglich aus den Rayleigh-Rückstreusignalen der Primär- und der Referenzwellenlänge mit Hilfe des DIAL-Prinzips ermittelt. Ansonsten wird als Näherung auf die LOWTRAN-Daten zurückgegriffen. Da die gesendete und die empfangene Wellenlänge unterschiedlich sind, ergeben sich für aufwärts und abwärts unterschiedliche Extinktionsfaktoren.

Für das in Kanal 4 gemessene Signal gilt

$$\begin{aligned}
 P_4(z) = & P_{\text{prim}} \cdot \eta_{\text{prim}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \beta_{\text{N}_2;331,71}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};331,71}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;331,71}(\zeta) d\zeta \right\} \\
 & \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_4 \cdot \eta_4
 \end{aligned} \quad (5.29)$$

Für die Extinktionskoeffizienten gilt

$$\alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) = \sigma_{\text{m,prim}} \cdot \frac{N_A}{M_m} \rho(\zeta) \quad (5.30)$$

$$\alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) = \sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} \cdot N_{\text{O}_3}(\zeta) \quad (5.31)$$

$$\alpha_{\text{m};331,71}(\zeta) = \sigma_{\text{m};331,71} \cdot \frac{N_A}{M_m} \rho(\zeta) \quad (5.32)$$

$$\alpha_{\text{O}_3;331,71}(\zeta) = \sigma_{\text{O}_3;331,71} \cdot N_{\text{O}_3}(\zeta) \quad (5.33)$$

Für die Dichte ergibt sich nach Quotientenbildung $P_4(z)/P_{4,0}$

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{P_4(z)}{P_{4,0}} \frac{(z - z_M)^2}{(z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_m(\rho(z))} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{\text{O}_3}(N_{\text{O}_3}(z))} \quad (5.34)$$

wobei hier für die aufwärts + abwärts Extinktionsfaktoren infolge Streuung an allen Molekülen

$$\text{EXT}_m(\rho(z)) = \exp \left\{ - (\sigma_{\text{m,prim}} + \sigma_{\text{m};331,71}) \frac{N_A}{M_L} \underbrace{\int_{z_0}^z \rho(\zeta) d\zeta}_{I(z)} \right\} \quad (5.35)$$

und für die aufwärts + abwärts Extinktionsfaktoren infolge der Absorption durch Ozon gilt

$$\text{EXT}_{\text{O}_3}(N_{\text{O}_3}(z)) = \exp \left\{ - (\sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} + \sigma_{\text{O}_3;331,71}) \underbrace{\int_{z_0}^z N_{\text{O}_3}(\zeta) d\zeta}_{I_{\text{O}_3}(z)} \right\} \quad (5.36)$$

Für die schrittweise Berechnung für jede Höhengschicht i beginnend mit $i = 0$ bei der Referenzhöhe ergibt sich

$$\rho_i = \rho_0 \frac{P_{4,i} (z_i - z_M)^2}{P_{4,0} (z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{m,i}} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{O_3,i}} \quad (5.37)$$

$$\text{EXT}_{m,i} = \exp \left\{ -(\sigma_{m,\text{prim}} + \sigma_{m;331,71}) \frac{N_A}{M_L} I_i \right\} \quad (5.38)$$

$$\text{für } i > 0 : I_i = I_{i-1} + \rho_{i-1} \Delta z \quad (5.39)$$

$$\text{für } i = 0 : I_i = 0 \quad (5.40)$$

$$\text{für } i < 0 : I_i = I_{i+1} - \rho_{i+1} \Delta z \quad (5.41)$$

$$\text{EXT}_{O_3,i} = \exp \left\{ -(\sigma_{O_3,\text{prim}} + \sigma_{O_3;331,71}) I_{O_3,i} \right\} \quad (5.42)$$

$$\text{für } i > 0 : I_{O_3,i} = I_{O_3,i-1} + \frac{N_{O_3,i} + N_{O_3,i-1}}{2} \Delta z \quad (5.43)$$

$$\text{für } i = 0 : I_{O_3,i} = 0 \quad (5.44)$$

$$\text{für } i < 0 : I_{O_3,i} = I_{O_3,i+1} - \frac{N_{O_3,i} + N_{O_3,i+1}}{2} \Delta z \quad (5.45)$$

Dabei bedeutet

$\sigma_{m,\lambda}$. . . Extinktionsquerschnitt infolge Streuung an allen Molekülen bei der entsprechenden Wellenlänge

$\sigma_{O_3,\lambda}$. . . Extinktionsquerschnitt für die Extinktion infolge der Absorption in Ozon bei der entsprechenden Wellenlänge

5.4. Bestimmung des Temperaturverlaufs anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit der Wellenlänge 307,925 nm (Kanal 3)

Beim Messsignal des Kanals 3 handelt es sich um Rayleigh-Streuung bei der Primärwellenlänge. Diese Streuung findet an allen Luftmolekülen statt. Sie ist ein Maß für die Luftdichte. Zur Bestimmung der Temperatur wird das gleiche Verfahren wie in 5.2. verwendet. Im Prinzip kommen die gleichen Formeln zur Anwendung. Allerdings muss bei der hier verwendeten Wellenlänge die Extinktion durch Ozon berücksichtigt werden. Die hierfür erforderliche Ozonverteilung wird soweit wie möglich aus den Rayleigh-Rückstreusignalen der Primär- und der Referenzwellenlänge mit Hilfe des DIAL-Prinzips ermittelt. Ansonsten wird als Näherung auf die LOWTRAN-Daten zurückgegriffen. Da die gesendete und die empfangene Wellenlänge gleich sind, ergeben sich für aufwärts und abwärts die gleichen Extinktionsfaktoren.

Für das in Kanal 3 gemessene Signal gilt

$$\begin{aligned}
P_3(z) = & P_{\text{prim}} \cdot \eta_{\text{prim}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \beta_{\text{m};307,925}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};307,925}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;307,925}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_3 \cdot \eta_3
\end{aligned} \tag{5.46}$$

Für die Extinktionskoeffizienten gilt

$$\alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) = \alpha_{\text{m};307,925}(\zeta) = \sigma_{\text{m,prim}} \cdot \frac{N_A}{M_m} \rho(\zeta) \tag{5.47}$$

$$\alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) = \alpha_{\text{O}_3;307,925}(\zeta) = \sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} \cdot N_{\text{O}_3}(\zeta) \tag{5.48}$$

Für die Dichte ergibt sich nach Quotientenbildung $P_3(z)/P_{3,0}$

$$\rho(z) = \rho_0 \frac{P_3(z)}{P_{3,0}} \frac{(z - z_M)^2}{(z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_m(\rho(z))} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{\text{O}_3}(N_{\text{O}_3}(z))} \tag{5.49}$$

wobei hier die aufwärts + abwärts Extinktionsfaktoren infolge Streuung an allen Molekülen

$$\text{EXT}_m(\rho(z)) = \exp \left\{ -2\sigma_{\text{m,prim}} \frac{N_A}{M_L} \underbrace{\int_{z_0}^z \rho(\zeta) d\zeta}_{I(z)} \right\} \tag{5.50}$$

und für die aufwärts + abwärts Extinktionsfaktoren infolge der Absorption durch Ozon gilt

$$\text{EXT}_{\text{O}_3}(N_{\text{O}_3}(z)) = \exp \left\{ -2\sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} \underbrace{\int_{z_0}^z N_{\text{O}_3}(\zeta) d\zeta}_{I_{\text{O}_3}(z)} \right\} \tag{5.51}$$

Für die schrittweise Berechnung für jede Höhengschicht i beginnend mit $i = 0$ bei der Referenzhöhe ergibt sich

$$\rho_i = \rho_0 \frac{P_{3,i}}{P_{3,0}} \frac{(z_i - z_M)^2}{(z_0 - z_M)^2} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{m,i}} \cdot \frac{1}{\text{EXT}_{\text{O}_3,i}} \tag{5.52}$$

$$\text{EXT}_{m,i} = \exp \left\{ -2\sigma_{\text{m,prim}} \frac{N_A}{M_L} I_i \right\} \tag{5.53}$$

$$\text{für } i > 0 : I_i = I_{i-1} + \rho_{i-1} \Delta z \tag{5.54}$$

$$\text{für } i = 0 : I_i = 0 \tag{5.55}$$

$$\text{für } i < 0 : I_i = I_{i+1} - \rho_{i+1} \Delta z \tag{5.56}$$

$$\text{EXT}_{\text{O}_3,i} = \exp \{ -2\sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} I_{\text{O}_3,i} \} \tag{5.57}$$

$$\text{für } i > 0: I_{O_3,i} = I_{O_3,i-1} + \frac{N_{O_3,i} + N_{O_3,i-1}}{2} \Delta z \quad (5.58)$$

$$\text{für } i = 0: I_{O_3,i} = 0 \quad (5.59)$$

$$\text{für } i < 0: I_{O_3,i} = I_{O_3,i+1} - \frac{N_{O_3,i} + N_{O_3,i+1}}{2} \Delta z \quad (5.60)$$

5.5. Bestimmung der Temperatur anhand des an allen Molekülen Rotations-Raman-gestreuten Laser-Lichts mit den Wellenlängen 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2)

Hier kommt das in [Behrendt (2000)] beschriebene Verfahren zur Anwendung. Bei diesem Verfahren wird der Effekt ausgenutzt, dass das Rotations-Raman-Spektrum Wellenlängen aufweist, deren Signalstärken von der Temperatur der streuenden Moleküle abhängen, siehe Abb. 46. Diese Temperaturabhängigkeit wird verstärkt, indem die Signalstärken von 2 Wellenlängen ins Verhältnis gesetzt werden, wobei eine Wellenlänge eine Intensitätssteigerung und die andere möglichst sogar eine Reduzierung über der Temperatur aufweist. Das Signalverhältnis bildet somit ein Maß für die Temperatur.

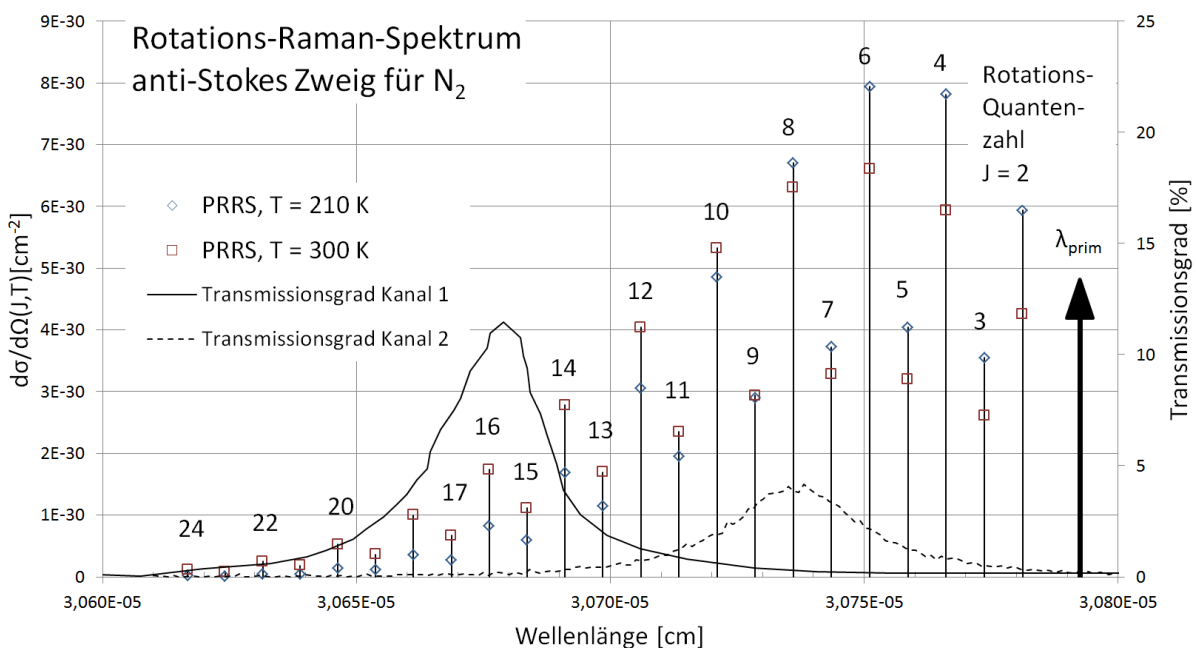


Abb. 46: Raman-Spektrum Anti-Stokes für Stickstoff: Einfluss der Temperatur auf die Rückstreuquerschnitte bei den jeweiligen Rückstreuwellenlängen $\lambda = \frac{1}{1/\lambda_{\text{prim}} + \Delta\tilde{\nu}(J)}$. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird hier nur das Stickstoff-Raman-Spektrum dargestellt. Kanal 1: zentrale Wellenlänge 306,762 nm; Kanal 2: zentrale Wellenlänge 307,360 nm.

Die Temperaturabhängigkeit tritt sowohl im Stokes- als auch im Anti-Stokes Zweig des Rotations-Raman-Spektrums auf. Das verwendete Laser-System besitzt ein Dublett bei 308,173 nm und bei 308,215 nm und damit im Bereich des Stokes Zweigs. Um Messwertverfälschungen durch dieses Dublett zu vermeiden, wird für die Temperaturbestimmung deshalb das Raman-Spektrum des Anti-Stokes Zweigs verwendet.

Im vorliegenden Fall werden die Signale von Kanal 1 und 2, also 306,762 nm und 307,360 nm, verwendet, die durch Rotations-Raman-Streuung an allen Molekülen entstehen. In Anlehnung an 5.1. lauten die Lidar-Gleichungen

$$\begin{aligned}
P_1(z) = & P_{\text{prim}} \cdot \eta_{\text{prim}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m,prim}}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \beta_{\text{mRR};306,762}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};306,762}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;306,762}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_1 \cdot \eta_1
\end{aligned} \tag{5.61}$$

$$\begin{aligned}
P_2(z) = & P_{\text{prim}} \cdot \eta_{\text{prim}} \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{prim}}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3,\text{prim}}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \beta_{\text{mRR};307,360}(z) \cdot \Delta z \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};307,360}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;307,360}(\zeta) d\zeta \right\} \\
& \cdot \frac{A \cdot O(z)}{(z - z_M)^2} \cdot K_2 \cdot \eta_2
\end{aligned} \tag{5.62}$$

Dabei gilt für die beiden Rückstreuoeffizienten

$$\beta_{\text{mRR};306,762}(z) = N_{\text{m}}(z) \cdot \left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi} \tag{5.63}$$

$$\beta_{\text{mRR};307,360}(z) = N_{\text{m}}(z) \cdot \left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi} \tag{5.64}$$

Nach [Herzberg (1950)] sind die beiden Rückstreuquerschnitte $\left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};\lambda}}{d\Omega} \right|_{\pi}$ infolge der temperaturabhängigen Rotationsenergie der Moleküle abhängig von der Temperatur und bewirken damit auch die Temperaturabhängigkeit der Messsignale.

Für das Signalverhältnis ergibt sich aus Gln 5.61 bis 5.64

$$\begin{aligned}
\frac{P_1}{P_2}(z) = & \frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T)}{\left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T)} \cdot \frac{K_1}{K_2} \cdot \frac{\eta_1}{\eta_2} \\
& \cdot \exp \left\{ - \int_{z_M}^z \alpha_{\text{m};306,762}(\zeta) - \alpha_{\text{m};307,360}(\zeta) + \alpha_{\text{O}_3;306,762}(\zeta) - \alpha_{\text{O}_3;307,360}(\zeta) d\zeta \right\}
\end{aligned} \tag{5.65}$$

$$\tag{5.66}$$

Da die beiden Wellenlängen sehr nahe beieinander liegen, wird davon ausgegangen, dass sich auch die jeweiligen Extinktionskoeffizienten nur geringfügig voneinander unterscheiden

$$\alpha_{\text{m};306,762}(\zeta) \approx \alpha_{\text{m};307,360}(\zeta) \tag{5.67}$$

$$\alpha_{\text{O}_3;306,762}(\zeta) \approx \alpha_{\text{O}_3;307,360}(\zeta) \tag{5.68}$$

Damit wird das Argument des Integrals gleich Null und für das Signalverhältnis verbleibt eine reine Temperaturabhängigkeit

$$\frac{P_1}{P_2}(T) = \frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_1}{\left. \frac{d\sigma_{\text{mRR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_2} \cdot \frac{K_1}{K_2} \tag{5.69}$$

Die Herleitung der Gleichungen für das Produkt Rückstreuquerschnitt \times Kanalwirkungsgrad, jeweils für 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2), erfolgt in 5.5.1. Für die Kalibrierfaktoren wird $K_1 = K_2$, also $K_1/K_2 = 1$ angenommen. Falls infolge dieser Annahme Fehler bei der Temperaturbestimmung auftreten, ist es erforderlich, diesen Kalibrierfaktor anhand von Vergleichsdaten anzupassen (vgl. z.B. [Behrendt (2000)], [Höveler (2015)]).

Zur Berechnung der Abhängigkeit $\frac{P_1}{P_2}(T)$ wurde auf der Basis der angeführten Gleichungen ein Rechenprogramm erstellt und damit der quantitative Zusammenhang errechnet.

Das Ergebnis ist in Abb. 47 dargestellt. Es zeigt, dass sich im untersuchten Temperaturbereich $\frac{P_1}{P_2}(T)$ recht genau durch eine Gerade darstellen lässt. Für die Temperatur ergibt sich aus der in Abb. 47 angeführten Trendlinienformel

$$T\left(\frac{P_1}{P_2}\right) = \frac{\frac{P_1}{P_2} \cdot \frac{K_2}{K_1} - 8,93774 \cdot 10^{-2}}{4,647854 \cdot 10^{-4}} \quad (5.70)$$

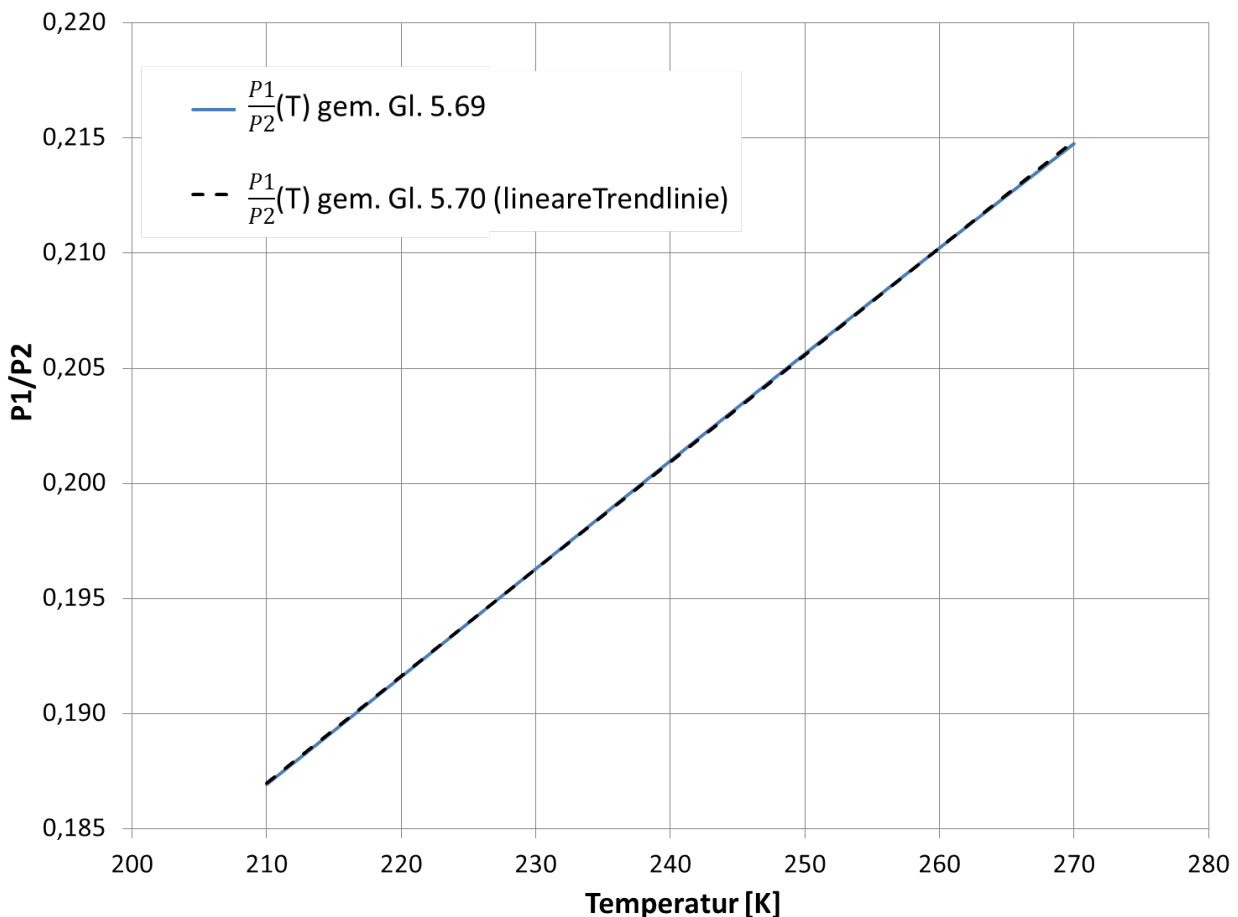


Abb. 47: Berechnete Abhängigkeit des Signalverhältnisses P_1/P_2 von der Temperatur.

5.5.1. Gleichungen für das Produkt Rückstreuquerschnitt × Kanalwirkungsgrad

Für den Rückstreuquerschnitt der Rotations-Raman-Rückstreuung an N₂- bzw. O₂-Molekülen in Abhängigkeit von der Rotationsquantenzahl J und der Temperatur T gilt [Radlach (2009)]

$$\frac{d\sigma_{N_2 \text{ bzw. } O_2, RR}}{d\Omega} \Big|_{\pi} (J, T) = \frac{112\pi^4}{15} \frac{g_{N_2 \text{ bzw. } O_2}(J) h c B_{0, N_2 \text{ bzw. } O_2} (\tilde{\nu}_{\text{prim}} + \Delta\tilde{\nu}_{\text{rot, AS, } N_2 \text{ bzw. } O_2}(J))^4 \gamma_{N_2 \text{ bzw. } O_2}^2}{(2I_{N_2 \text{ bzw. } O_2} + 1)^2 k T} \cdot X(J) \cdot \exp\left\{-\frac{E_{\text{rot, } N_2 \text{ bzw. } O_2}(J)}{k T}\right\} \quad (5.71)$$

Dabei bedeutet

$g_{N_2 \text{ bzw. } O_2}(J)$. . . Gewichtungsfaktor [-] für das N₂ bzw. O₂ Molekül (siehe Tab. 5.2)

h . . . Plancksches Wirkungsquantum ($6,626 \cdot 10^{-34}$ Js)

c . . . Lichtgeschwindigkeit ($2,998 \cdot 10^8$ m/s)

$B_{0, N_2 \text{ bzw. } O_2}$. . . Rotationskonstante für das N₂ bzw. O₂ Molekül [cm^{-1}], mit Vibrations-Quantenzahl $v = 0$ für reine Rotations-Raman-Streuung (siehe Tab. 5.2)

$\tilde{\nu}_{\text{prim}} = \frac{1}{\lambda_{\text{prim}}}$. . . Wellenzahl des einfallenden Laser-Lichts [cm^{-1}]

$\Delta\tilde{\nu}_{\text{rot, AS, } N_2 \text{ bzw. } O_2}(J)$. . . Wellenzahlverschiebung bei Rotations-Raman-Streuung an N₂ bzw. O₂ Molekülen [cm^{-1}], siehe Gl. 5.72

J . . . Rotationsquantenzahl [-]

$\gamma_{N_2 \text{ bzw. } O_2}^2$. . . Anisotropie des Polarisierbarkeitstensors für das N₂ bzw. O₂ Molekül [cm^6]

$I_{N_2 \text{ bzw. } O_2}$. . . Kerndrehimpuls des N₂ bzw. O₂ Moleküls [-]

k . . . Boltzmann Konstante ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)

T . . . Temperatur [K]

$X(J) = \frac{(J+1)(J+2)}{2J+3}$. . . Placzek-Teller Faktor für den Anti-Stokes Zweig der Rotations-Raman-Streuung

$E_{\text{rot, } N_2 \text{ bzw. } O_2}(J)$. . . Rotationsenergie des N₂ bzw. O₂ Moleküls [J], siehe Gl. 5.73

Tabelle 5.2: Molekülspezifische Konstanten [Radlach (2009)].

Gas	$B_{v=0}$ [cm^{-1}]	$D_{v=0}$ [cm^{-1}]	γ^2 [cm^6]	I	$g(J)$
N ₂	1,98957	$5,76 \cdot 10^{-6}$	$0,51 \cdot 10^{-48}$	1	6 für gerade J , 3 für ungerade J
O ₂	1,43768	$4,85 \cdot 10^{-6}$	$1,27 \cdot 10^{-48}$	0	0 für gerade J , 1 für ungerade J

Für die Wellenzahlverschiebung in Abhängigkeit von J zwischen der PRRS (Pure Rotational Raman Spectrum) Linie im Anti-Stokes Zweig und der Primärlinie in Abhängigkeit von J gilt [Radlach (2009)]

$$\Delta\tilde{\nu}_{\text{rot,AS,N}_2 \text{ bzw. O}_2}(J) = 4B_{0,\text{N}_2 \text{ bzw. O}_2}(J - 1/2) - D_{0,\text{N}_2 \text{ bzw. O}_2}[3(2J - 1) + (2J - 1)^3] \quad (5.72)$$

mit $J = 2, 3, 4, \dots$

Die Werte für die zentrale Distorsionskonstante B_0 finden sich in Tab. 5.2.

Die Gleichung für die Rotationsenergie in Abhängigkeit von J lautet [Radlach (2009)]

$$E_{\text{rot},J,v,\text{N}_2 \text{ bzw. O}_2} = hc[B_{0,\text{N}_2 \text{ bzw. O}_2}J(J + 1) - D_{0,\text{N}_2 \text{ bzw. O}_2}J^2(J + 1)^2], \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (5.73)$$

mit $J = 0, 1, 2, \dots$

Mit Hilfe der Gln. 5.71, 5.72 und 5.73 wurden die Rückstreuquerschnitte für die Rückstreuwellenlängen der einzelnen Quantenzahlen mit $J = 2, 3, \dots$ in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet, und zwar jeweils getrennt für Stickstoff- und für Sauerstoffmoleküle. Zur Veranschaulichung sind die Ergebnisse für Stickstoff in Abb. 46 dargestellt. Es zeigt sich, dass bis $J = 9$ eine negative Temperaturabhängigkeit besteht, der Rückstreuquerschnitt also mit wachsender Temperatur sinkt. Ab $J = 10$ tritt eine Umkehrung auf, der Rückstreuquerschnitt steigt mit wachsender Temperatur.

In Abb. 46 sind auch die Transmissionskurven (Wirkungsgrade) für Kanal 1 und Kanal 2 eingetragen. Die Werte stammen aus Tab. 4.5, wobei für die Filter die von der Lieferfirma ermittelte Abhängigkeit der Transmissionen von der Wellenlänge berücksichtigt ist. Es wird ersichtlich, dass die Transmissionskurve von Kanal 1 wie beabsichtigt voll im Bereich der positiven Temperaturabhängigkeit liegt. Die Transmissionskurve von Kanal 2 liegt überwiegend im Bereich der negativen Temperaturabhängigkeit. Damit ist auch hier die Anforderung (in Summe möglichst keine positive Temperaturabhängigkeit) erfüllt.

Für das Produkt Rückstreuquerschnitt an Stickstoff \times Kanalwirkungsgrad ergibt sich

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_1 = \sum_{J=2}^{J=24} \eta_1(J) \left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(J,T) \quad (5.74)$$

für Kanal 1 und

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_2 = \sum_{J=2}^{J=24} \eta_2(J) \left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(J,T) \quad (5.75)$$

für Kanal 2.

$\eta(J)$ ist der Kanaltransmissionsgrad (Wirkungsgrad) bei der der jeweiligen Quantenzahl zugeordneten Rückstreuwellenlänge. Analoge Formeln gelten für den Rückstreuquerschnitt an Sauerstoff.

Für das Produkt Rückstreuquerschnitt an allen Molekülen \times Kanalwirkungsgrad folgt daraus

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{m,RR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_1 = \left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_1 \cdot 0,781 + \left. \frac{d\sigma_{\text{O}_2,\text{RR};306,762}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_1 \cdot (1 - 0,781) \quad (5.76)$$

für Kanal 1 und

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{m,RR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_2 = \left. \frac{d\sigma_{\text{N}_2,\text{RR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_2 \cdot 0,781 + \left. \frac{d\sigma_{\text{O}_2,\text{RR};307,360}}{d\Omega} \right|_{\pi}(T) \cdot \eta_2 \cdot (1 - 0,781) \quad (5.77)$$

für Kanal 2.

5.6. Bestimmung des Ozongehalts anhand des an allen Molekülen Rayleigh-gestreuten Laser-Lichts mit Wellenlänge 307,925 nm (Kanal 3) und 353,11 nm (Kanal 6)

Wie die Simulation (Abb. 28) zeigt, ist die Absorption des Laser-Lichts durch Ozon bei der Primärwellenlänge und den zugehörigen gestreuten Wellenlängen nicht vernachlässigbar. Mangels Kenntnis der tatsächlichen Ozonverteilung wird in 7. bei der Ermittlung der Extinktionen näherungsweise die LOWTRAN-Verteilung zugrunde gelegt.

Mit dem von [Trickl (2010)] beschriebenen differentiellen Absorptionsverfahren (DIAL Verfahren) lässt sich die Ozonverteilung aus dem Verhältnis der Messsignale P_3/P_6 ermitteln, da es sich bei P_3 um eine Wellenlänge mit Absorption in Ozon und bei P_6 um eine Wellenlänge ohne Absorption in Ozon handelt. Damit kann überprüft werden, inwieweit die angenommene LOWTRAN-Verteilung von der tatsächlichen Ozonverteilung abweicht und gegebenenfalls Korrekturen bei der Temperaturbestimmung aus den Signalen der Kanäle 3 und 4 und bei der Bestimmung des Wasserdampfmischungsverhältnisses erforderlich sind.

Mit den entsprechenden Lidar-Gleichungen gilt für

$$\frac{P_3(z)}{P_6(z)} = \frac{P_{\text{prim}}}{P_{\text{ref}}} \cdot \frac{\eta_{\text{prim}}}{\eta_{\text{ref}}} \cdot \frac{\left. \frac{d\sigma_{\text{m,prim}}}{d\Omega} \right|_{\pi}}{\left. \frac{d\sigma_{\text{m,ref}}}{d\Omega} \right|_{\pi}} \cdot \frac{K_3}{K_6} \cdot \frac{\eta_3}{\eta_6} \cdot \exp \left\{ -2 \int_{z_M}^z (\sigma_{\text{m,prim}} - \sigma_{\text{m,ref}}) N_{\text{m}}(\zeta) + \sigma_{\text{O}_3,\text{prim}} N_{\text{O}_3}(\zeta) d\zeta \right\} \quad (5.78)$$

Nach Differentiation und Auflösung nach N_{O_3} ergibt sich für die Anzahldichte

$$N_{\text{O}_3}(z) = -\frac{\sigma_{\text{m,prim}} - \sigma_{\text{m,ref}}}{\sigma_{\text{O}_3,\text{prim}}} \cdot \frac{N_A}{M_{\text{m}}} \rho(z) - \frac{1}{2\sigma_{\text{O}_3,\text{prim}}} \cdot \frac{d}{dz} \ln \left(\frac{P_3(z)}{P_6(z)} \right) \quad (5.79)$$

Für äquidistante Datenpunkte lässt sich nach [Vogelmann & Trickl (2008)] die Ableitung vereinfachend durch die Gleichung

$$\left. \frac{d}{dz} \ln \left(\frac{P_3(z)}{P_6(z)} \right) \right|_{z_i} = \frac{1}{\frac{P_3(z_i)}{P_6(z_i)} \Delta z} \cdot \frac{\sum_{j=i-k}^{i+k} (j-i) \frac{P_3(z_j)}{P_6(z_j)}}{\frac{k(k+1)(2k+1)}{3}} \quad (5.80)$$

darstellen. Dabei markiert i den jeweiligen Datenpunkt bei der Höhe z_i . Δz ist der Höhenabstand der Datenpunkte und $2k+1$ die Intervallgröße der zugrundeliegenden Approximationsmethode (kleinste Fehlerquadrate). Dieses Verfahren ist aufgrund seiner geringen Zahl an Rechenoperationen sehr schnell.

6. Messergebnisse zum Laser

6.1. Einzellinienspektrum und spektrale Reinheit

Um die Fehler bei der Wasserdampf- und Temperaturbestimmung klein zu halten, ist es unter anderem erforderlich, die in Kap. 4.2.2.4. gestellten Anforderungen an den Einzellinienebetrieb zu erfüllen. Die Überprüfung, inwieweit diesen Anforderungen durch den Einbau des Filters in den Resonator Genüge geleistet wird, erfolgte mit Hilfe des in Abb. 48 dargestellten Testaufbaus:

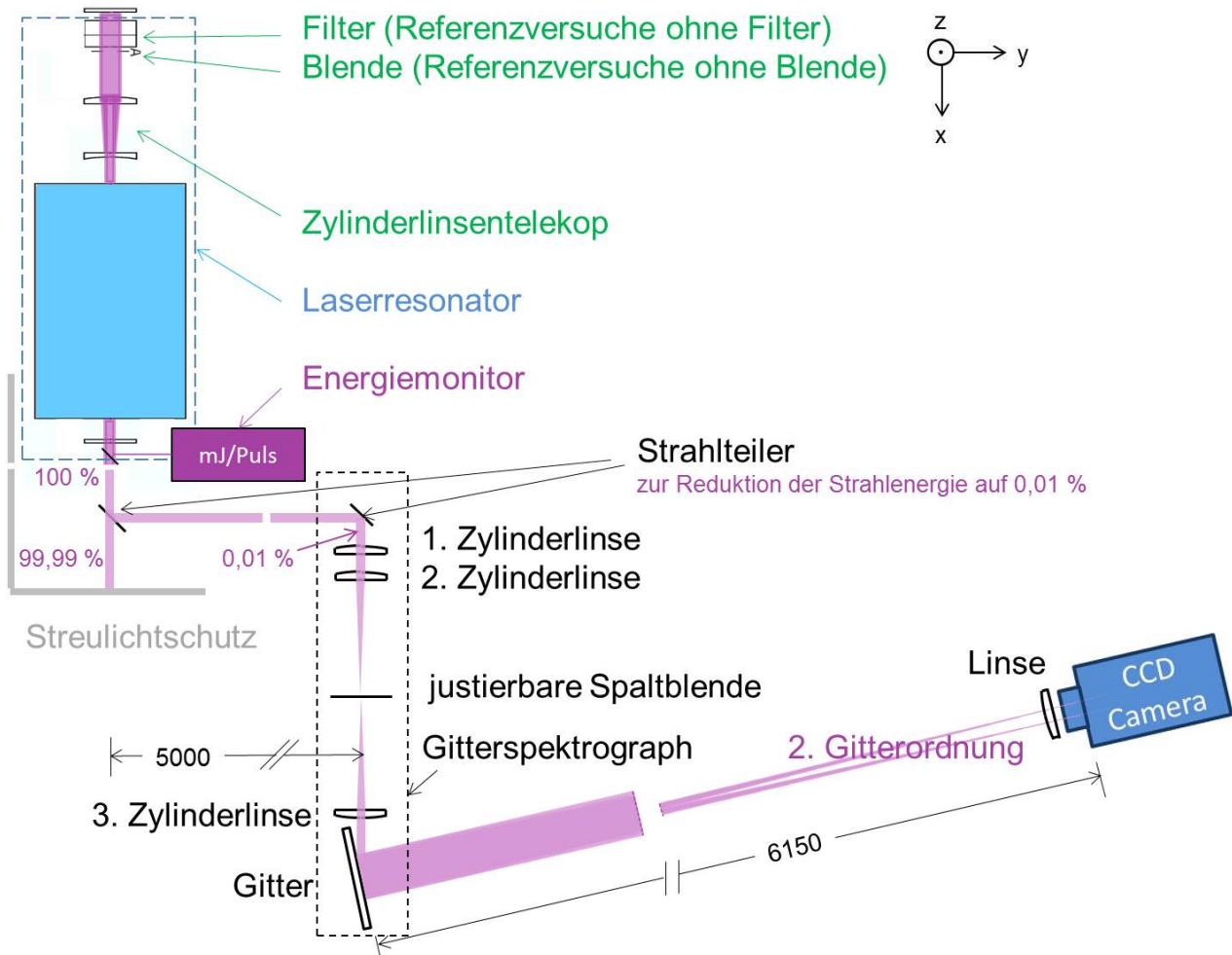


Abb. 48: Gitterspektrograph zur Untersuchung des Spektrums des Laser-Strahls; G heißt Gitter (1800 Striche/mm), A Blende (Aperture), und L Linse ($f = 250$ mm), Abstandsangaben in mm. Die Blende ist weitestgehend geschlossen und erzeugt Beugungsstrukturen. Die zentrale Beugungsordnung wird durch Feinjustagen homogen und möglichst hell gemacht. Der Laser-Strahl verläuft am Ende der Versuche parallel zum Tisch und liefert dann vertikale Striche im Fokus der zweiten Gitterordnung ($l = 6,15$ m).

Über zwei Strahlteiler wurde aus dem Laser-Strahl ein Teilstrahl mit 0,01 % Energieanteil abgezweigt und in einen selbstgebauten Gitterspektrographen gelenkt. Der niedrige Energiegehalt dieses Teilstrahls war notwendig, um die Dimensionierung der nachfolgenden optischen Komponenten in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Der Spektrograph war auf einem Experimentiertisch montiert und bestand aus drei Plankonvexlinsen ($f = 250$ mm), einem justierbaren Spalt und einem Gitter (1800 Striche/mm). Der vom Gitter gebeugte Teil-

strahl wurde durch Verschieben der dritten Linse in der Nähe der Laborwand fokussiert ($l = 6,15\text{ m}$). Dort befanden sich eine Anpassungslinse und eine CCD-Kamera zur Aufnahme und Auswertung des Beugungsbildes. Für die Untersuchung des Spektrums wurde zur Erhöhung der spektralen Auflösung die zweite Gitterordnung verwendet. Die dritte Ordnung war in diesem Aufbau zu schwach für eine Messung.

Als Referenzmessungen wurden zunächst Tests ohne Filter (Fabry-Perot-Interferometer) und Blende im Resonator durchgeführt. Davor erfolgte der Einbau des Zylinderlinsenteleskops in den Resonator. Der Strahlengang wurde hierbei mit Hilfe eines HeNe-Lasers justiert, der von einem Experimentiertisch durch den Strahlausgang des Lasers in den Laser-Resonator leuchtete. Die Linsen wurden zur Vermeidung von Reflektionen entlang der optischen Achse leicht gekippt. Nach jeder Änderung wurde sichergestellt, dass der Strahl des Justier-Lasers in sich zurückläuft. Im Versuch zeigte sich, dass der Abstand und die exakte Positionierung der Linsen einen entscheidenden Einfluss auf die emittierte Leistung und die Divergenz des Laser-Strahls haben. Bei einem Abstand der Planflächen von 143 mm und exakter Positionierung der Linsen in der Strahlmitte wurden keine Leistungsverluste festgestellt. Das bedeutet, dass das Zylinderlinsenteleskop optimal eingebaut ist. Die Ausgangsdivergenz beträgt hierbei nur etwa $0,5\text{ mrad}$.

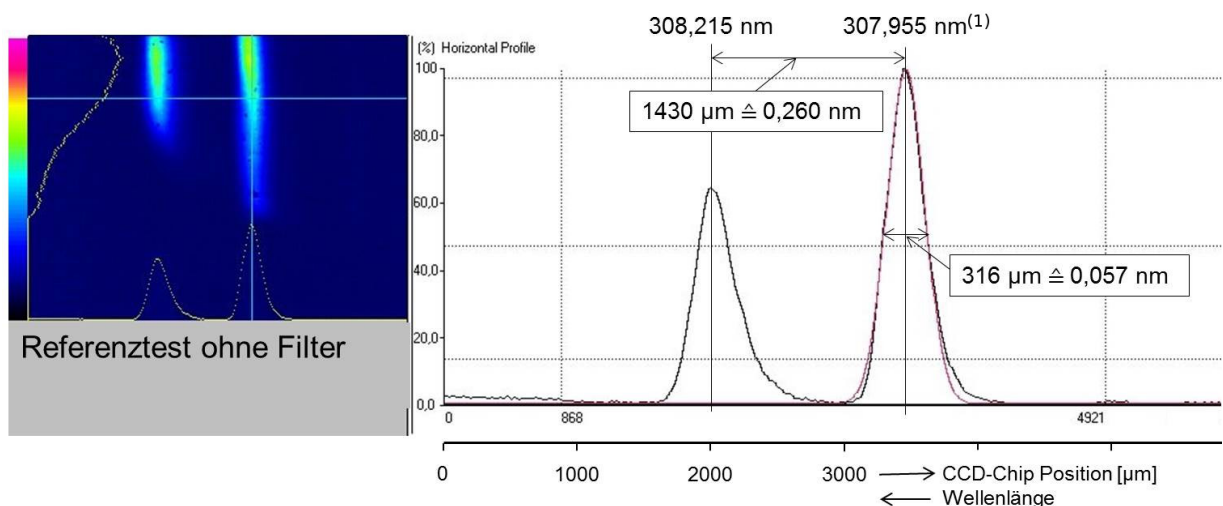


Abb. 49: Der Referenztest ohne Filter ergab, dass der Laser-Strahl neben der Primärlinie $307,955\text{ nm}^{(1)}$ (S. 33) ein Dublett aufweist. Das linke Bild zeigt die Teilintensitäten über der Wellenlänge (quantitative Zuordnung über Farbskala), das rechte Bild das daraus ermittelte Strahlspektrum (Summe der Teilintensitäten über der Wellenlänge). Die Umrechnung der CCD-Chip Position in Wellenlänge erfolgte auf Basis der Messung von Coherent (Abb. 23) aus dem Abstand der Emissionslinien.

Die Referenzmessungen zeigen ein Spektrum mit zwei Linien (Abb. 49). Die Richtungen von CCD-Chip Position und Wellenlänge sind gegenläufig, entsprechend ist die rechte Linie die Linie mit der kleineren Wellenlänge. Die Ergebnisse entsprechen den Messungen der Firma Coherent (Abb. 23), wobei das Dublett (linke Linie) weitgehend zu einer Linie verschmolzen ist und daher nur andeutungsweise erkennbar ist. Hier stößt offenbar der selbstgebaute Spektrograph an seine Grenzen. Trotzdem bestätigt das Ergebnis, dass der gewählte Versuchsaufbau zum Test des Laser-Spektrums gut geeignet ist.

Danach erfolgte der Einbau des Filters und der Blende. Damit wurden insgesamt etwa 40 Versuche durchgeführt. Versuchsparameter waren

- Die Ladespannung (im Laser-Betrieb "konstante Spannung"): 1,65 bis 2,0 kV
- Die Pulsfolgefrequenz: 50 bis 300 Hz
- Der Kippwinkel des Filters (Drehung um y-Achse): $\pm 5^\circ$
- Der Drehwinkel des Filters (Drehung um z-Achse): $\pm 5^\circ$

Die Auswertung der Versuche brachte folgende Ergebnisse:

- Für eine erste Justage des Filters ist bei konstanter Ladespannung und konstanter Pulsfolgefrequenz zunächst der Kippwinkel auf die Position mit maximaler Pulsenergie zu stellen. Anschließend erfolgt die Positionierung des Drehwinkels auf optimalen Einzellinienbetrieb. Danach erfolgt ein Nachjustieren des Kippwinkels auf maximale Energie und ein Nachjustieren des Drehwinkels auf optimalen Einzellinienbetrieb. Den größten Einfluss hat dabei der Drehwinkel.
- Die so gefundene optimale Kippwinkelposition kann auch für andere Ladespannungen und Pulsfolgefrequenzen beibehalten werden. Die Drehwinkelposition muss für jede Ladespannung und Pulsfolgefrequenz neu eingestellt werden, um die Anforderungen bezüglich Halbwertsbreite, Sockelbreite und spektraler Reinheit der Einzellinie optimal zu erreichen.
- Die Anforderung bezüglich Pulsenergieverlust durch den Filtereinbau wird teilweise nur annähernd erreicht. Das Filter erzeugt selbst bei optimalem Einbau bei hoher Pulsfolgefrequenz einen merklichen Energieverlust und reduziert damit auch die Sendeleistung. Um trotzdem in den Bereich der geplanten hohen Sendeleistungen zu kommen, muss der Laser mit hoher Ladespannung und hoher Pulsfolgefrequenz betrieben werden (siehe auch 4.2.2.1.). Abb. 50 zeigt exemplarisch ein Testergebnis für hohe Ladespannung und hohe Pulsfolgefrequenz.

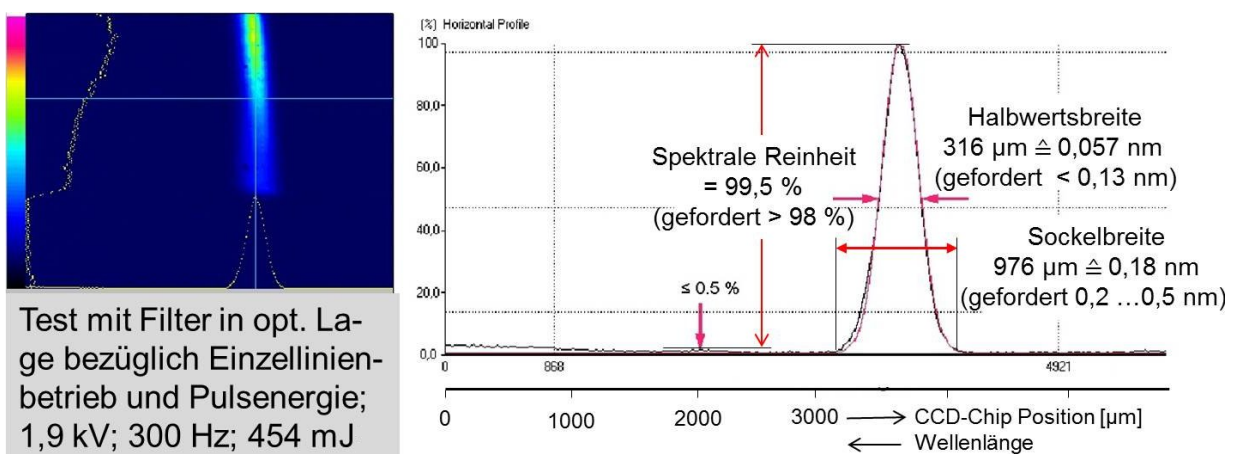


Abb. 50: Test mit Filter bei hoher Ladespannung und Pulsfolgefrequenz. Durch die Filterung wird ein Einzellinienspektrum mit hoher spektraler Reinheit erreicht.

- Durch Erhöhung der Ladespannung und der Pulsfolgefrequenz steigt die Erwärmung im Resonator. Diese Erwärmung hat einen Einfluss auf den optimalen Drehwinkel des

Filters. Daher sollte die endgültige Justage des Drehwinkels erst nach Erreichen des thermischen Gleichgewichts erfolgen. Das thermische Gleichgewicht ist nach etwa 5 Minuten erreicht.

- Angesichts des Ergebnisses, dass der Drehwinkel für jede Ladespannung und jede Pulsfrequenz neu justiert werden muss, wird das Filter auf einen fernsteuerbaren Rotationstisch montiert. Damit lässt sich der Drehwinkel über ein externes Steuergerät ohne größeren Aufwand einstellen.

Später wurde ein Minispektrometer als weitere Einstellhilfe beschafft (Ocean Optics, HR4000). Dieses Spektrometer wurde auf den für das Lidar-System relevanten Spektralbereich begrenzt und hat somit eine spektrale Auflösung von nur ca. 0,05 nm. Zur Kontrolle des Emissionsspektrums des Laser-Systems und der Raman-Zelle wird dieses dauernd angezeigt (Abb. 18). Ein Beispiel für diese Anzeige ist in Abb. 51 dargestellt. Da die Halbwertsbreite der Laser-Emission in der Größenordnung der Anzeigegenauigkeit des Minispektrometers liegt, ist die Halbwertsbreite in dieser Messung größer (die Anzeigegenauigkeit beträgt infolge der Bin-Breite 0,03 nm). Auch die Abweichung der Wellenlänge vom Sollwert ist diesem Umstand geschuldet. Die spektrale Reinheit beträgt 98,1 %. Damit ist die Anforderung $> 98\%$ knapp erfüllt. Die maximale Verunreinigungsemission ist etwa doppelt so weit von der Primärlinie entfernt wie das Dublett. Eventuell handelt es hier sich um eine weitere schwache Emissionslinie des Lasers (Abb. 23). Bei einer Neubestellung des Filters sollte daher der freie Spektralbereich (Abb. 27) etwas größer gewählt werden.

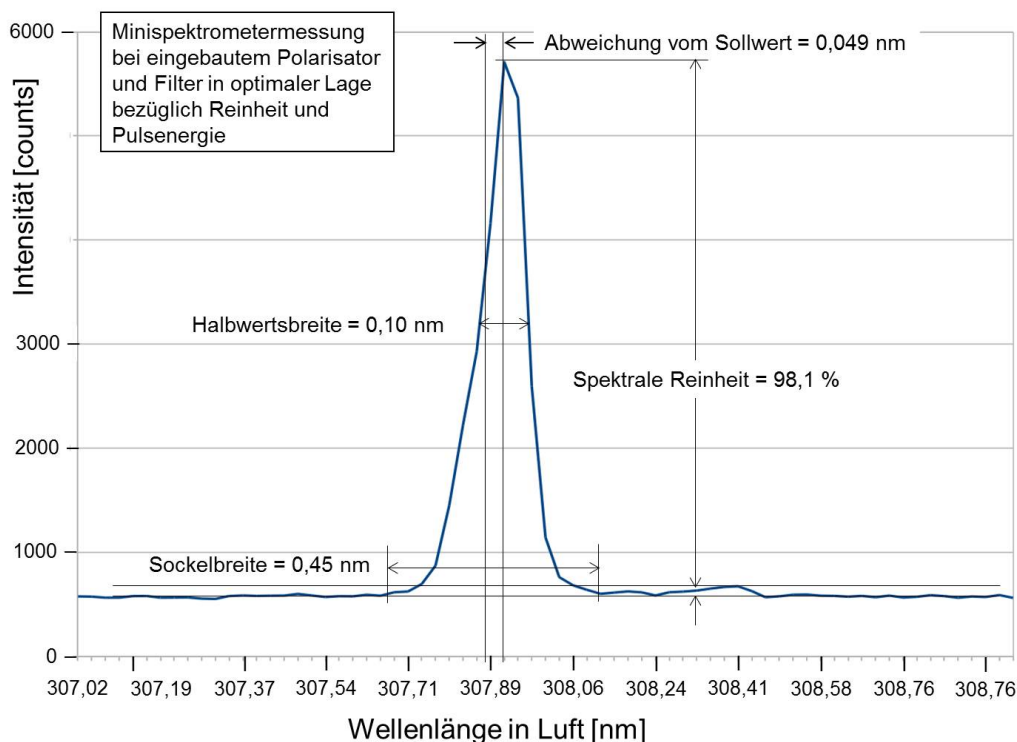


Abb. 51: Minispektrometermessung: Es wird die Wellenlänge in Luft angezeigt. Die Wellenlänge in Vakuum ist um angenähert 0,089 nm größer. Die spezifizierte instrumentelle spektrale Auflösung beträgt 0,05 nm.

6.2. Polarisationsgrad und Leistungsminderung durch den Polarisator

Im Rahmen von weiteren Tests wurde untersucht, ob die in Kap. 4.2.2.4. gestellten Anforderungen an den resonatorinternen Polarisator im Hinblick auf Polarisationsgrad und Leistungsminderung durch den Polarisator erfüllt sind.

Der Testaufbau zur Bestimmung des Polarisationsgrades des umgebauten Lasers ist in Abb. 52 dargestellt. Ziel war es, den prozentualen Anteil von nicht polarisiertem Licht zu ermitteln. Zunächst erfolgte der Einbau des resonatorinternen Polarisators nach Herstellerangabe ($56^\circ \pm 3^\circ$) und anschließend die Messung der Gesamtleistung des Laser-Strahls, bestehend aus dem polarisierten und dem nicht polarisierten Anteil. Danach wurde ein externer Polarisator, der baugleich mit dem resonatorinternen Polarisator ist, in den Strahlengang eingebaut und dessen reflektierte Leistung gemessen. Diese Leistung entspricht dem nichtpolarisierten Anteil.

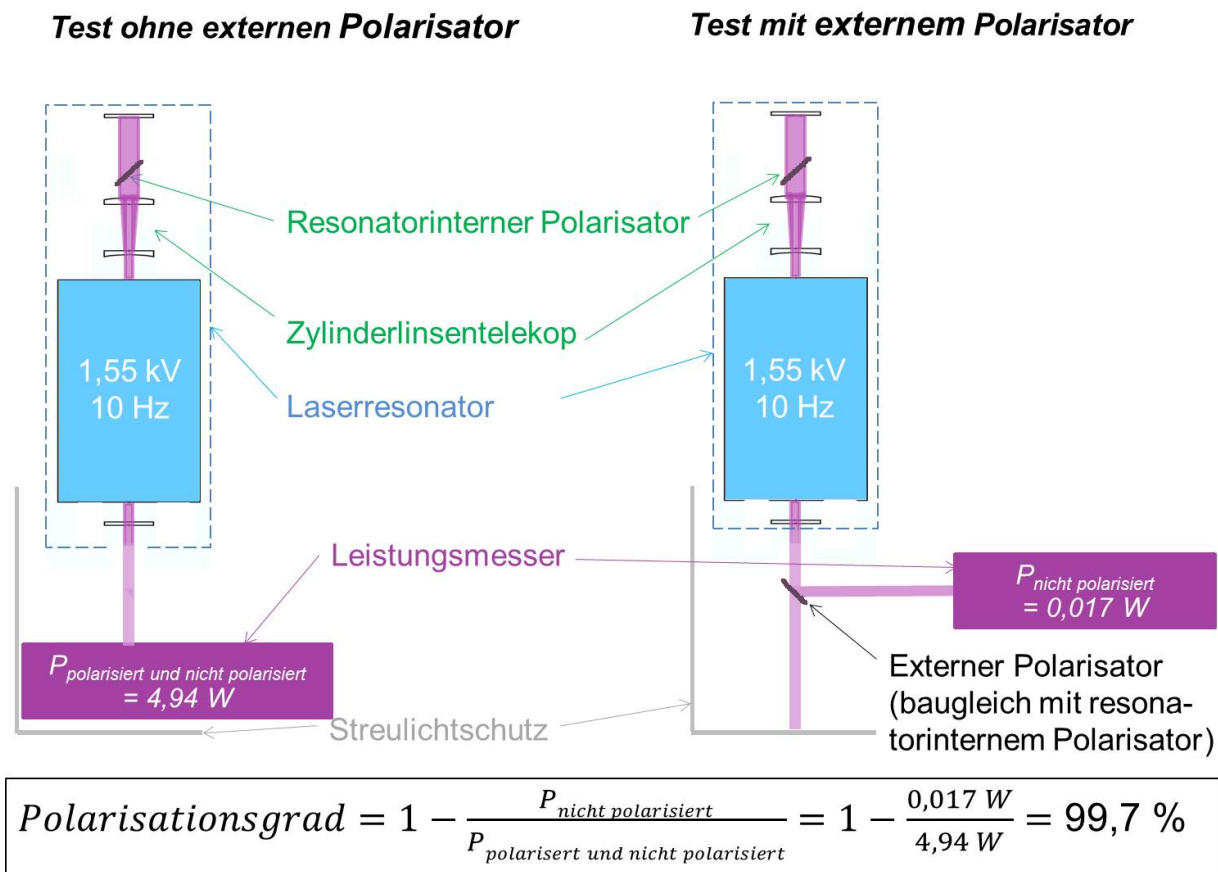


Abb. 52: Versuchsaufbau zur Bestimmung des Polarisationsgrades.

Mit Rücksicht auf den begrenzten Messbereich des verwendeten Leistungsmessers wurde der Laser mit niedriger Ladespannung (1,55 kV, maximal sind 2,0 kV möglich) und Pulsfrequenz (10 Hz) betrieben. Für die Gesamtleistung ergab sich 4,94 W und für den nicht polarisierten Anteil 0,017 W. Damit errechnet sich der Polarisationsgrad zu 99,7%. Somit ist die Anforderung 100% fast erfüllt. Der nicht polarisierte Anteil dürfte von dem Anteil des Laser-Lichts herrühren, das die Pumpkammer in Richtung Auskoppelspiegel verlässt und weiter, ohne Reflexion und daher auch ohne Polarisierung, direkt aus dem Laser austritt.

Angesichts des hohen erreichten Polarisationsgrades wurde auf eine weitere Polarisierung durch einen externen baugleichen Polarisator verzichtet, zumal damit auch 6 % Leistungsverlust verbunden wären.

Der Testaufbau zur Untersuchung der Minderung der Laser-Leistung nach Einbau des Polarisators ist aus Abb. 53 ersichtlich. Damit wurde die Leistung des Laser-Strahls ohne und mit eingebautem resonatorinternen Polarisator gemessen. Ohne Polarisator ergab sich eine Leistung von 5,45 W. Beim Einbau des Polarisators war es besonders wichtig, den Winkel mit Hilfe des Energiemonitors bzw. durch visuelle Minimierung der Reflektion am Polarisator zur Seite so zu optimieren, dass der Brewster-Winkel möglichst genau eingehalten wird. Dadurch wurde die Leistungsminderung auf das erzielbare Minimum gesenkt und es ergab sich eine Leistung von 5,24 W. Die Minderung der Laser-Leistung durch den Polarisator betrug 3,9% und somit ist die Anforderung < 5% erfüllt. Interessant ist, dass die Leistungsminderung deutlich geringer ausfällt als aufgrund des Vielfachdurchgangs erwartet.

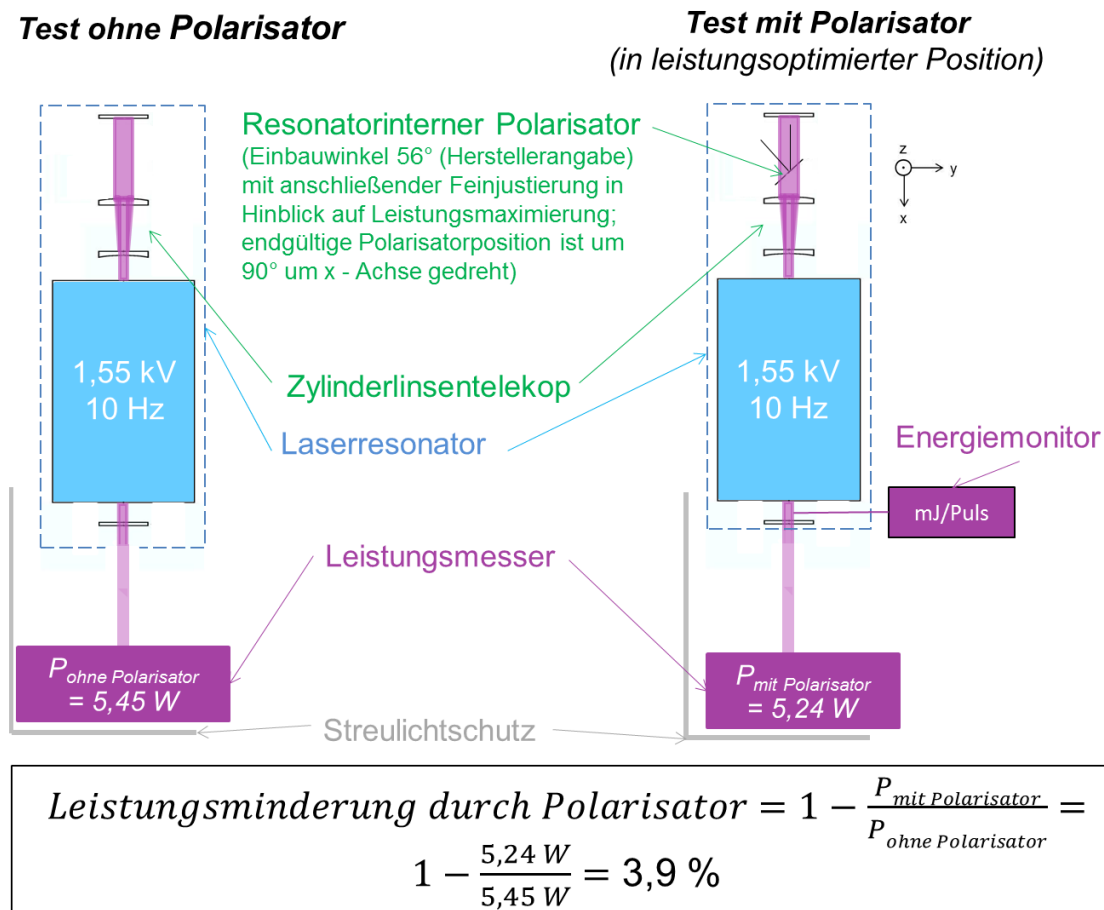


Abb. 53: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Leistungsminderung durch den Polarisator.

In der hier getesteten Einbaulage des Polarisators lieferte der Energiemonitor des Lasers keine Anzeige. Offenkundig ist der Energiemonitor polarisationssensitiv, was durch den Hersteller bestätigt wird. Deshalb wurde die Polarisationsrichtung von horizontal auf vertikal geändert. Dies erfolgte durch Drehen des Polarisators um 90° um die optische Achse. Damit ergab sich wieder eine funktionsfähige Energieanzeige. Diese Polarisationsorientierung ist zudem besser geeignet für die Polarisations-eigenschaften der Strahlenteiler im Polychromator.

Abschließend erfolgte eine Kalibrierung des Energiemonitors mit Hilfe des Leistungsmessers. Beim Leistungsmesser handelte es sich um ein geeichtes Messinstrument der Firma Coherent.

6.3. Konversionsrate und Energieverlust in der Raman-Zelle

In den nachfolgend beschriebenen Tests wurde untersucht, inwieweit die Raman-Zelle die in Kap. 4.2.3. gestellten Anforderungen erfüllt. Dabei ging es zum einen um das endgültige Strahlenspektrum des ausgesendeten Strahls, also nach der Raman-Zelle, und zum anderen um die Sendeleistung der einzelnen Linien des Spektrums. Ein wesentlicher Gesichtspunkt war dabei, mit welchem Wasserstoffdruck die Raman-Zelle betrieben werden soll. Im Rahmen dieser Tests wurden auch die optischen Komponenten vor der Raman-Zelle optimiert. Hier ging es um den günstigsten Linsenabstand im Zylinderlinsenteleskop sowie um die günstigste Brennweite der Fokussierlinse im Hinblick auf die Konversionsrate in der Raman-Zelle.

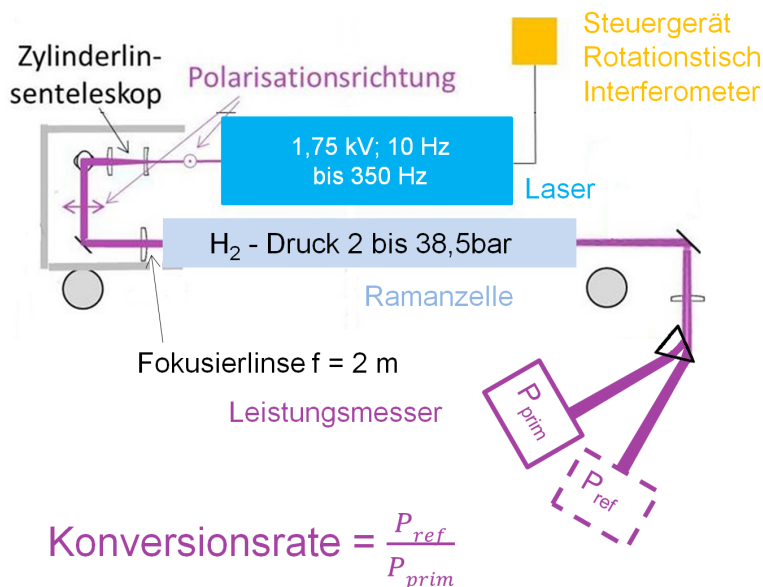


Abb. 54: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Raman-Konversion bei 10 Hz.

Die erste Testreihe erfolgte an der Sendeeinheit in der Zeit noch vor der Beschaffung des Minispektrometers HR4000. Zur Linientrennung wurde ein Prisma in den Strahlengang hinter der Raman-Zelle eingebaut, Abb. 54. Die Bestimmung der Leistung bei den einzelnen Linien erfolgte wieder mit dem vorhandenen Leistungsmesser. Angesichts des begrenzten Messbereichs dieses Messinstruments wurde der Laser mit nur 10 Hz Pulsfolgefrequenz betrieben. Die Pulsenergie betrug 749 mJ (Ladespannung 1,75 kV, neues Laser-Gas, bei der niedrigen Pulsfolgefrequenz bedeutet konstante Ladespannung auch konstante Pulsenergie). Testvariable war der Wasserstoffdruck in der Raman-Zelle.

Das Prisma teilte den Strahl in zwei Linien. Es waren weder Verluste durch eine weitere Stokes-Ordnung noch durch einen Gasdurchbruch zu erkennen. Bei den beiden Linien handelte es sich offenbar um die primäre Linie und die Raman-verschobene Linie. Als Ergebnis dieser Testreihe ist in Abb. 55 die Konversionsrate in Abhängigkeit vom Wasserstoffdruck

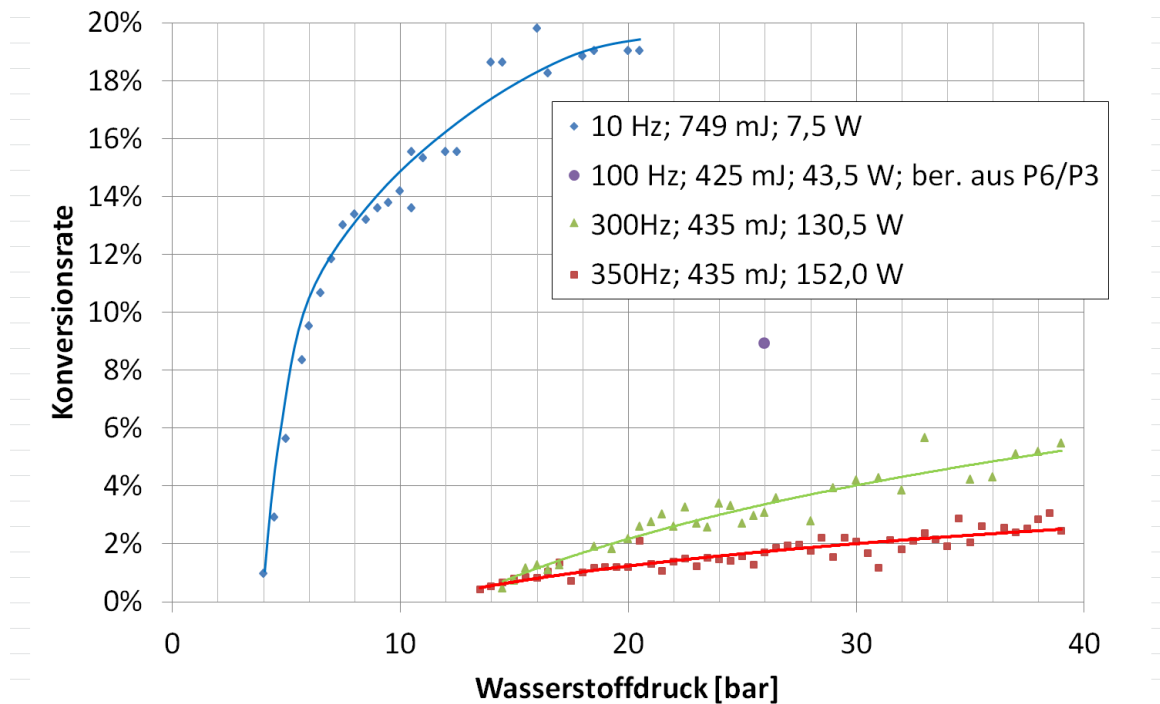


Abb. 55: Konversionsrate in Abhängigkeit vom Wasserstoffdruck in der Raman-Zelle. Werte für 10 Hz, 300 Hz und 350 Hz Pulsfolgefrequenz gemessen. Wert für 100 Hz aus dem Signalverhältnis P6/P3 berechnet und über Interpolation abgesichert.

dargestellt. Die Konversionsrate ist das prozentuale Verhältnis von Raman-verschobener zu primärer Leistung. Es zeigte sich, dass erst ab 4 bar eine messbare Konversion stattfindet. Über 4 bar stieg die Konversionsrate über dem Druck stark an, bis auf 15 % bei 8 bar, und danach deutlich langsamer. Am Ende der Messreihe bei 20,5 bar betrug die Konversionsrate etwa 20 %.

Die Ergebnisse bestätigen, dass mit der entwickelten Raman-Zelle tatsächlich eine Konversion erreichbar ist und dass die Konversionsrate druckabhängig ist. Um die geforderten großen Reichweiten für die Wasserdampf- und Temperaturmessungen zu erreichen, muss die Anlage mit hoher Sendeleistung, also hoher Pulsfolgefrequenz und hoher Pulsenergie, betrieben werden. Um das Verhalten der Raman-Zelle auch in diesem Leistungsbereich zu überprüfen, wurden daher weitere Testreihen durchgeführt, und zwar bei Pulsfolgefrequenzen von 300 und 350 Hz, siehe Abb. 55.

Die Messung des Spektrums und der Raman-Konversion erfolgte dabei nicht mehr mit Prisma und Leistungsmessgerät, sondern mit Hilfe des Minispektrometers. Dazu wurde eine Glasfaser derart in die Nähe des Laser-Strahls gebracht, dass sie Streulicht auffängt und in das Minispektrometer leitet, Abb. 18. Das Minispektrometer misst das Spektrum in Form von Counts über der Wellenlänge, Abb. 56.

Bei den ersten Tests mit 350 Hz trat selbst beim höchsten zulässigen Druck von 40 bar keine Konversion auf. Um eine Konversion zu erreichen, wurde die Energiedichte in der Raman-Zelle durch eine Verkleinerung des Fokalquerschnitts erhöht. Dies erfolgte durch eine Verkürzung des Linsenabstandes im Zylinderlinsenteleskop von 139 auf 132 mm. Damit verkleinerte sich der Fokalquerschnitt von 5,0 mm × 2 mm auf 3,0 mm × 1,5 mm. Der Nachweis erfolgte über die Material-Ablation auf einer Aluminiumplatte. Mit dieser Maßnahme

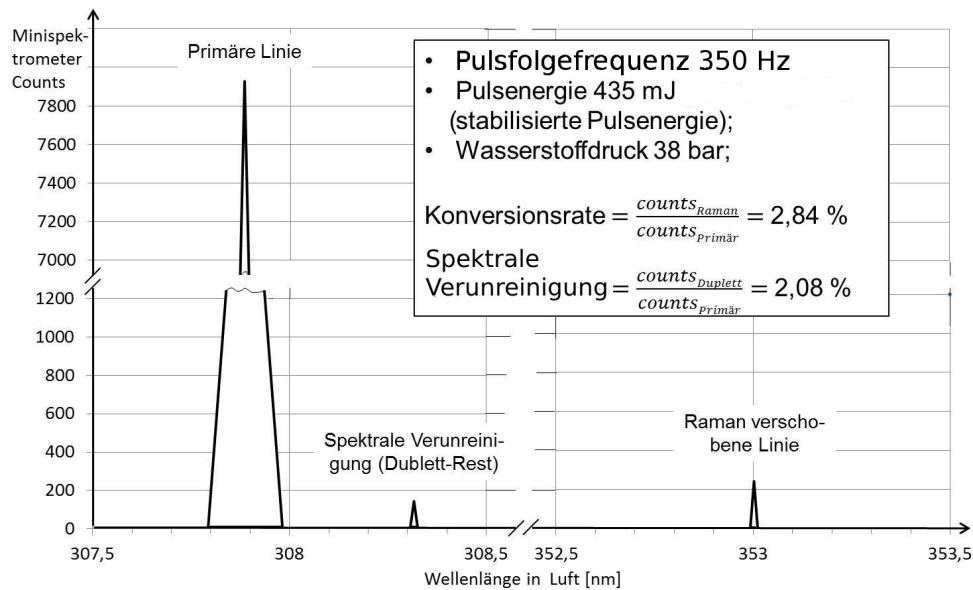


Abb. 56: Spektrum der stimulierten Raman-Konversion nach der Raman-Zelle, gemessen mit dem Minispektrometer.

wurde ab 13,5 bar Konversion erreicht. Die Konversionsrate stieg mit wachsendem Druck an und betrug bei 38 bar 5,7 % bei 300 Hz und 2,8 % bei 350 Hz, Abb. 55.

Es zeigte sich, dass die Konversionsrate mit steigender Pulsfolgefrequenz abnimmt. Dies kann sowohl an einer Überlastung des Laser-Gases im Fokus als auch daran liegen, dass die Schwellenergie für eine stimulierte Raman-Streuung unter den vorliegenden Bedingungen im Bereich von 435 mJ liegt. Das ist in etwa die maximale Pulsenergie des modifizierten Lasers, wenn er bei hohen Pulsfolgefrequenzen im Modus "energiekonstant" betrieben wird. Da beim Ozon-Lidar des IMK-IFU bei 100 Hz keine große Reduktion der Konversion zu erkennen ist, ist der zweite Grund wahrscheinlicher. Im Gegensatz zu diesem Ozon-Lidar, bei dem eine Fokussierlinse mit 1 m Brennweite verwendet wird, treten hier, bei der gewählten Brennweite von 2 m, keinerlei Energieverluste durch höhere Stokes-Ordnungen oder Gasdurchbrüche auf.

Die Tests bestätigen, dass die verwendete Fokussierlinse mit 2 m Brennweite geeignet ist, eine ausreichende Raman-Konversion für Lidar-Messungen zu erzeugen. Falls sich im Verlauf der Lidar-Messungen zeigt, dass die Konversionsrate nicht groß genug ist, um die angestrebte Reichweite zu erzielen, besteht die Möglichkeit, alternativ eine Fokussierlinse mit kleinerer Brennweite zu verwenden. Mit einer kleineren Brennweite erhöht sich die Konversionsrate wegen der größeren Energiedichte im Fokus der Linse. Aufgrund der baulichen Gegebenheiten im Labor lassen sich kürzere Brennweiten bis 1,75 m realisieren. In diesem Fall ist der optimale Wasserstoffdruck eventuell etwas niedriger zu wählen, um die Ausgangs-Pulsenergie auf die gewünschten ca. 5 % der Laser-Pulsenergie zu limitieren und trotz höherer Energiedichte keine höheren Stokes-Ordnungen zu erzeugen.

Bei den Messungen fiel auf, dass eine Druckerhöhung anfänglich zu einer überhöhten Konversionsrate führt, die sich erst nach einigen (max. 5) Minuten auf den endgültigen Wert absenkt. Der eigentliche Messbeginn sollte daher erst nach dieser Zeit gestartet werden.

6.4. Energieverluste im Konkav- und im Aussendespiegel

Um auch hier den Leistungsverlust möglichst klein zu halten, muss die Reflektivität dieser beiden großen dielektrischen Spiegel möglichst hoch sein ($\geq 98\%$). Die Herstellung der

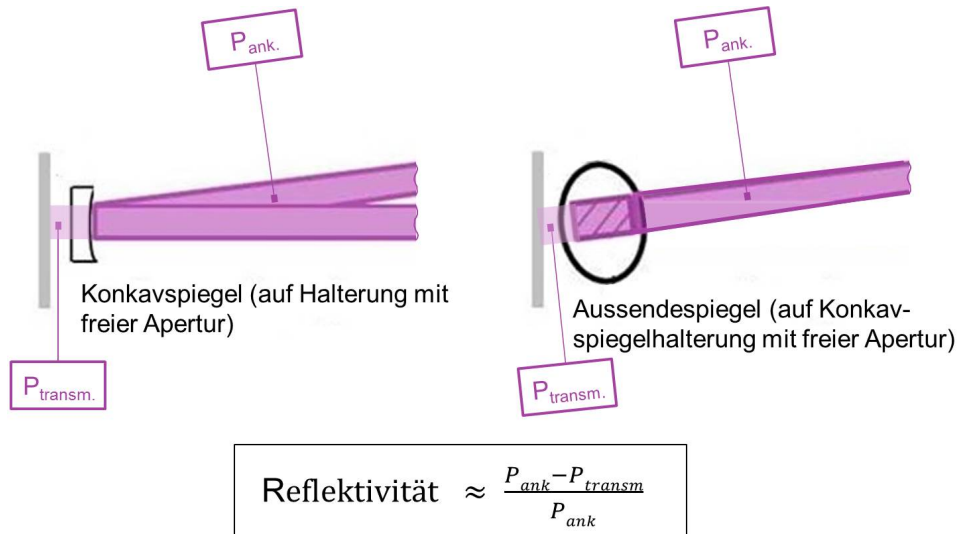


Abb. 57: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Spiegeleigenschaften von Konkav- und Aussendespiegel.

großen Spiegel gestaltete sich sehr anspruchsvoll. Die dielektrische Beschichtung konnte erst nach mehreren Versuchen weitgehend homogen auf das Substrat aufgetragen werden. Wegen der Größe der Spiegel konnten die abschließenden Tests zur Reflektivität nicht beim Hersteller durchgeführt werden. Zur Überprüfung der Anforderung wurde daher bei jedem Spiegel die ankommende und die transmittierte Leistung gemessen und aus den Ergebnissen die Reflektivität bestimmt, Abb. 57.

Tabelle 6.1: Wirkungsgrade der großen Spiegel der Sendeeinheit.

Wellenlänge	Reflektivität 2 Umlenkspiegel (Abschätzung)	Reflektivität Konkavspiegel (Messergebnis mit nachfolgender Abschätzung der Aufteilung in Primär/Referenz)	Reflektivität Aussendespiegel (Messergebnis mit nachfolgender Abschätzung der Aufteilung in Primär/Referenz)	η_{prim} bzw. η_{ref} (Wirkungsgrad Sendeanlage ab Ausgang Raman-Zelle)
Primärlinie 307,925 nm	99,8 %	99,2 %	99,9 %	98,9 %
Referenzlinie 353,11 nm	99,8 %	96,4 %	99,0 %	95,2 %

Infolge der Expansion war die Energiedichte des Strahls im Bereich dieser Spiegel so gering, dass wieder der vorhandene Leistungsmesser eingesetzt werden konnte. Durch systematisches Verschieben des Messkopfes wurde jeweils der komplette Strahlquerschnitt vermessen. Für den Konkavspiegel ergab sich damit eine Reflektivität von mindestens 99,2 % und für den Aussendespiegel von mindestens 98,2 %, Tab. 6.1. Damit sind die Anforderungen erfüllt.

Zur Vermessung des Aussendespiegels wurde dieser vor der Halterung des Konkavspiegels montiert, da seine normale Halterung lichtundurchlässig ist. Der Spiegel zeigte schräg nach

oben, so dass das umgelenkte Licht an der Decke des Labors auftraf. Die durch den Spiegel noch transmittierte Intensität war homogen.

Bei dem Konkavspiegel zeigte sich eine ringförmige Aufhellung, aber nur, wenn der Strahl Raman-verschobenes Licht enthielt, Abb. 58. Ursache hierfür war, dass die dielektrische Beschichtung nicht völlig homogen ist und im Ringbereich etwas stärker Raman-verschobenes Licht transmittiert. Die Ringfläche macht nur 7 % der gesamten aktiven Spiegelfläche aus. Selbst in der Ringfläche liegt der dadurch entstehende Leistungsverlust im akzeptablen Bereich.

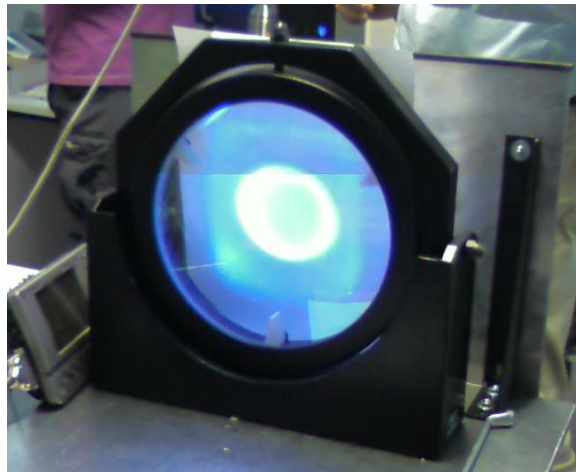


Abb. 58: Konkavspiegel mit ringförmig höherer Transmission bei 353,11 nm.

6.5. Energiebilanz in der Sendeeinheit, Charakterisierung der erzielbaren Laser-Emission und Betriebsempfehlungen

Energiebilanz

Die Energiebilanz der Sendeeinheit ist aus Tab. 6.2 ersichtlich.

Die Pulsenergie am Ausgang Laser wird vom Energiemonitor angezeigt. Für die Gesamtenergie am Ausgang Raman-Zelle gilt

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{Ausgang Laser}} \cdot \eta_{\text{Ausgang Laser bis Ausgang Raman-Zelle}}$$

Der Wirkungsgrad $\eta_{\text{Ausgang Laser bis Ausgang Raman-Zelle}}$ wird mit 90 % angesetzt. Dieser Wert basiert auf einer Leistungsmessung bei einer Pulsfolgefrequenz von 10 Hz.

Die Energie bei der Primärlinie am Ausgang Raman-Zelle errechnet sich nach der Formel

$$E_{\text{prim}} = \frac{E_{\text{ges}}}{1 + \frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{prim}}} + \frac{E_{\text{dubl}}}{E_{\text{prim}}}}$$

Dabei bedeutet $\frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{prim}}}$ die Konversionsrate und $\frac{E_{\text{dubl}}}{E_{\text{prim}}}$ die spektrale Verunreinigung. Beides ergibt sich aus dem Spektrum der stimulierten Raman-Konversion (Abb. 56) und wird über die Minispektrometer Messung ermittelt.

Tabelle 6.2: Empfohlene Betriebsparameter für Laser und Raman-Zelle, mit Energie- und Leistungsdaten (bei Betriebsart hochspannungskonstant (1,9 kV) muss die Konversionsrate in der Raman-Zelle noch weitergehend untersucht werden).

Empfehlung	Standardbetrieb für Wasserdampf, Temperatur und Ozon	Betrieb für große Reichweiten bei Temperatur	Betrieb für große Reichweite bei Wasserdampf
Betriebsart Laser	Modus "energiekonstant", max. Energie	Modus "energiekonstant", max. Energie	Modus "spannungskonstant" 1,9 kV
Pulsfolgefrequenz	350 Hz	300 Hz	350 Hz
Pulsenergie Laser-Ausgang (Energimonitor)	435 mJ/Puls	435 mJ/Puls	494 mJ/Puls
Verlust Laser-Ausgang bis Raman-Zelle	10 %	10 %	10 %
Wasserstoffdruck	38 bar	38 bar	
Konversionsrate	2,84 %	5,70 %	
E_{prim} Ausgang Raman-Zelle	373,10 mJ/Puls	363,10 mJ/Puls	
E_{ref} Ausgang Raman-Zelle	10,60 mJ/Puls	20,70 mJ/Puls	
Primärleistung Ausgang Raman-Zelle	130,6 W	109,0 W	
Referenzleistung Ausgang Raman-Zelle	3,71 W	6,21 W	
P_{prim} /Messdauer	$2,0245 \cdot 10^{20}$ Photonen/s	$1,6905 \cdot 10^{20}$ Photonen/s	
P_{ref} /Messdauer	$6,5848 \cdot 10^{18}$ Photonen/s	$1,1048 \cdot 10^{19}$ Photonen/s	
η_{prim} , Laser-Ausg. bis Ausg. Raman-Z.	0,8577	0,8347	
η_{ref} , Laser-Ausg. bis Ausg. Raman-Z.	0,0244	0,0476	
η_{prim} (Tab. 6.1)	0,989	0,989	
η_{ref} (Tab. 6.1)	0,952	0,952	
η_{prim} , Ausg. Laser bis Ausg. Aussendespiegel	0,8483	0,8347	
η_{ref} , Ausg. Laser bis Ausg. Aussendespiegel	0,0232	0,0453	

Die Energie bei der Referenzlinie berechnet sich daraus mit

$$E_{\text{ref}} = \frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{prim}}} \cdot E_{\text{prim}}$$

Die entsprechenden Leistungswerte ergeben sich aus dem Produkt Energie \times Pulsfolgefrequenz Für die Anzahl der pro Sekunde ausgesendeten Photonen bei der jeweiligen Linie gilt

$$\frac{P_{\text{prim/ref}}}{\text{Messdauer}} = \frac{E_{\text{prim/ref}} \cdot \lambda_{\text{prim/ref}}}{h \cdot c} \cdot \text{Pulsfolgefrequenz}$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js und der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,998 \cdot 10^8$ m/s. Die Werte gelten für den Ausgang Raman-Zelle. Bis zum Ausgang Aussendespiegel verkleinern sich diese Werte noch um die Wirkungsgrade η_{prim} und η_{ref} . Diese Wirkungsgrade ergeben sich aus Tab.6.1.

Um die Anzahl der am Aussendespiegel ausgesendeten Photonen auch direkt aus der Energiemonitor Anzeige berechnen zu können, sind in Tab.6.2. auch die Wirkungsgrade $\eta_{\text{prim/ref};\text{Ausg.LaserxbisAusg.Aussendespiegel}}$ eingetragen.

Charakterisierung der erzielbaren Laser-Emission

Der Laser weist zwei Betriebsarten auf, den Modus "energiekonstant" und den Modus "spannungskonstant". Im Modus "energiekonstant" wird über eine Laser-interne Regelung erreicht, dass die Pulsenergie konstant bleibt. Damit ist eine Voraussetzung erfüllt, dass Parameter, die sich über der Pulsenergie ändern würden, während der gesamten Messdauer konstant bleiben. Eine sich ändernde Pulsenergie könnte beispielsweise die Konversionsrate beeinflussen und damit auch Ergebnisse verfälschen, z.B. beim Ozon, das aus dem Verhältnis der beiden Signale der Rayleigh-Streuung bei der Primärlwellenlänge und der Referenzwellenlänge ermittelt wird. Im Modus "energiekonstant" ist die Pulsenergie gemäß der in Kap. 6.3. durchgeführten Messungen bei Pulsfrequenzen über 300 Hz auf etwa 435 mJ begrenzt. Über dieser Grenze besteht im Langzeitbetrieb die Gefahr, dass der Laser an seine Spannungsgrenze stößt und dann abschaltet. Zur Steigerung der Pulsenergie über diese Grenze hinaus sollte der Laser deshalb im Modus "spannungskonstant" betrieben werden. Zur Feststellung, welche Pulsenergien sich in diesem Modus realisieren lassen, wurden entsprechende Versuche am Laser-System durchgeführt, und zwar bei 1,95 kV, knapp unter der Ladespannungsgrenze von 2 kV, sowie bei 1,80 kV. Die Ergebnisse sind in Abb. 59 dargestellt.

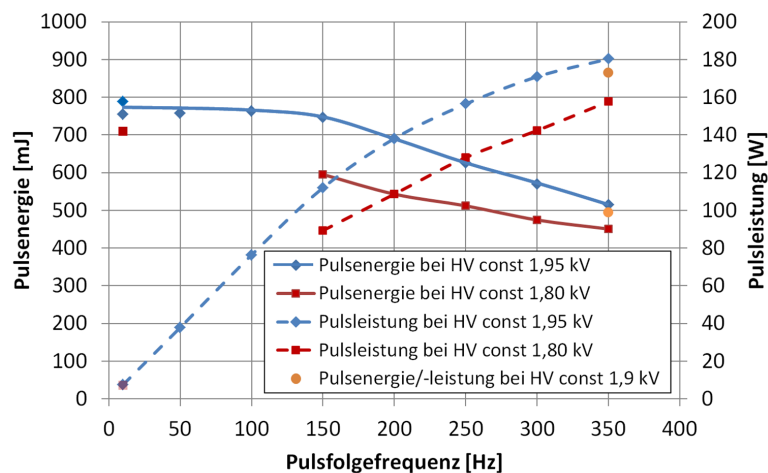


Abb. 59: Einfluss der Pulsfolgefrequenz auf die Pulsenergie und die Leistung bei 1,95 kV und 1,80 kV im Modus "spannungskonstant". Die Werte gelten für optimale Betriebsbedingungen, d.h. nach thermischem Ausgleich und anschließender Optimierung der Filter- und Endspiegelposition.

Bei 1,95 kV Ladespannung (Maximum: 2,0 kV) zeigt sich, dass die Pulsenergie über der Pulsfolgefrequenz bis 150 Hz leicht ansteigt und darüber deutlich abnimmt. Bei 350 Hz werden noch 515 mJ erreicht. Das entspricht einer Leistung von 180 W, was mehr als das Zehnfache der UV-Leistung von andernorts eingesetzten frequenzverdreifachten Nd:YAG-Lasern ist. Dies ist in Anbetracht der maximal verfügbaren 350 W nicht ganz befriedigend. Eine bessere Ausbeute wäre nur bei Vorschalten eines Laser-Oszillators möglich ("Seeden"), was aber wegen der hohen Kosten und wegen vom Hersteller berichteter Synchronisationsprobleme verworfen wurde.

Die Pulsenergie ist auch vom Alterungszustand des teuren Laser-Gases abhängig. Die Alterung geschieht nicht nur infolge der Standzeit, sondern wird auch durch den Betrieb mit hoher Pulsfolgefrequenz und wahrscheinlich auch durch eine hohe Ladespannung beschleunigt.

nigt. Mit Rücksicht auf eine lange Lebensdauer sollte deshalb bei Langzeitmessungen die Ladespannung nicht über 1,9 kV liegen. Nach Abb. 59 würde bei 1,9 kV und 350 Hz die Pulsenergie 494 mJ und die Leistung 173 W betragen und damit um 14 % über den entsprechenden Maximalwerten des Modus "energiekonstant" liegen. In welchem Ausmaß sich damit bei Langzeitmessungen die Pulsenergie während der Messdauer ändert, muss erst im Rahmen von Tests untersucht werden.

Zu weiteren Verlusten kommt es jeweils durch den Einbau der Zusatzkomponenten in den Resonator. Das Fabry-Perot-Interferometer erzeugt bei hohen Repetitionsraten massive Leistungseinbußen, vermutlich durch thermische Effekte. Bei niedrigen Repetitionsraten ist der Verlust trotz des nicht optimalen Transmissionsgrads relativ klein. Der größte Leistungsabfall von ca. 1200 mJ auf 800 mJ entsteht durch die Verlängerung des Resonators, den Einbau des Zylinderteleskops und des Polarisators. Da letzterer wie auch das Fabry-Perot-Interferometer nicht allzuviel Leistungsabfall bewirkt, liegt nahe, in erster Linie die Verlängerung des Resonators für die reduzierte Pulsenergie verantwortlich zu machen: Während der Fluoreszenzdauer von XeCl finden dadurch weniger Resonatorumläufe statt.

Betriebsempfehlungen

Angesichts der bisher gewonnenen Ergebnisse werden fürs Erste folgende Betriebsarten empfohlen, Tab. 6.2:

1. Standardbetrieb mit 350 Hz Pulsfolgefrequenz und 435 mJ Pulsenergie im Modus "energiestabilisiert". Dieser Betrieb ist gleichermaßen für die Messung von Wasserdampf (empfehlenswert für die Stabilität der Kalibrierung), Temperatur und Ozon geeignet.
2. Betrieb mit 300 Hz und 435 mJ im Modus "energiestabilisiert". Dieser Betrieb wird empfohlen, wenn es angesichts der erhöhten Konversionsrate in erster Linie um große Reichweiten bei der Temperatur auf Basis des Kanal 6-Signals geht.
3. Betrieb mit 350 Hz und 1,9 kV Ladespannung im Modus "spannungskonstant". Dieser Betrieb wird empfohlen, wenn es in erster Linie um große Reichweiten beim Wasserdampf geht.

Der Energiemonitor zeigt die Pulsenergie am Laser-Ausgang an. In Zukunft sollte eine Aufzeichnung über der gesamten Messdauer realisiert werden.

Das tatsächliche Emissionsspektrum hinter der Raman-Zelle lässt sich mit Hilfe des Minispektrometers bestimmen. Es geht dabei insbesondere um die Intensitäten der Primär- und der Referenzlinie sowie der zweiten Dublett-Linie und möglicher Raman-Verschiebungen höherer Ordnung. Auch hier sollte eine Aufzeichnung über der gesamten Messdauer realisiert werden.

7. Erprobung des Gesamtsystems im Rahmen von Atmosphärenmessungen

7.1. Einleitung

Abschließend wurden mit dem entwickelten Lidar-System eine große Zahl von Atmosphärenmessungen durchgeführt und ausgewertet. Eine Auswahl davon wird hier diskutiert, siehe Tab. 7.1. Die Messungen dienen zum einen der Überprüfung und Optimierung des Lidar-Systems, zum anderen können bereits einige im Hinblick auf das spätere Messprogramm interessante atmosphärische Szenarien untersucht werden.

Tabelle 7.1: Verwendete Atmosphärenmessungen zum Nachweis der Leistungsfähigkeit des Raman- Lidars: Einzelheiten zur Messanordnung (FB/NB bedeutet Fern-/ Nahbereich, TR/PC Messwertabspeicherung über Transientenrekorder/ Photonenzähler), aufgezeichnete Kanäle und die zur Verfügung stehenden Vergleichsdaten.

Messdatum	Empfangsbereich	Datenaufzeichnung	Messdauer [min]	Puls-		Aufzeichnung von Kanal						Vergleichsdaten							
				Frequenz [Hz]	Energie [mJ]	1	2	3	4	5	6	Radiosonde			DIAL		Modell		Simulation
												Münc	Inns	MOHp	UFS	MOHp	LOWT	NCEP	
13.11.12	FB	TR	17	100	425			✓									✓		✓
12.12.12	FB	TR	33	100	425					✓									
25.04.13	FB	TR	17	100	425	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓	✓
11.02.15	FB; NB	TR; PC	60	300	375	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓					✓	
18.02.15	FB; NB	TR; PC	60	300	500	✓	✓	✓	✓	✓	✓						✓		
27.02.15	FB; NB	TR; PC	60	300	500	✓	✓	✓	✓	✓	✓								
01.07.15	FB; NB	TR; PC	57	300	295			✓	✓	✓		✓		✓				✓	

Die Messungen vom 13.11. und 12.12. waren erste Orientierungstests zur Untersuchung der grundsätzlichen Funktionalität der Anlage. Bei den anschließenden Messungen ging es darum, die erreichte Leistungsfähigkeit im Hinblick auf Messgenauigkeit und Reichweite bei der Wasserdampf- Temperatur- und Ozonbestimmung zu ermitteln sowie gegebenenfalls Vorschläge für weitere Verbesserungen aufzuzeigen. Die Auswertung war, mit Ausnahme der Messung von 18.02.2015, auf das Fernbereichsempfangssystem beschränkt. Das Nahbereichsempfangssystem wurde nachfolgend von [Höveler (2015)] aufgebaut und erfolgreich getestet.

Für eine erfolgreiche Bestimmung der Atmosphärendaten aus den Messsignalen war eine Reihe von Gesichtspunkten zu beachten. Diese sind in den nachfolgenden Kapiteln 7.1.1. bis 7.1.5. beschrieben.

7.1.1. Vergleichsdaten

Zur Beurteilung der aus den Messsignalen gewonnenen Atmosphärendaten sind Vergleichsdaten erforderlich. Die Quellen, aus denen die hier verwendeten Vergleichsdaten stammen,

sind in Abb. 60 (für Wasserdampf), in Abb. 61 (für Temperatur und Dichte) und in Abb. 62 (für Ozon) aufgelistet. Ebenso sind hier die entsprechenden Höhenprofile dargestellt, und zwar exemplarisch für den Messtermin 25.04.2013. An diesem Termin gelangen erstmalig valide Messungen mit allen 6 Kanälen.

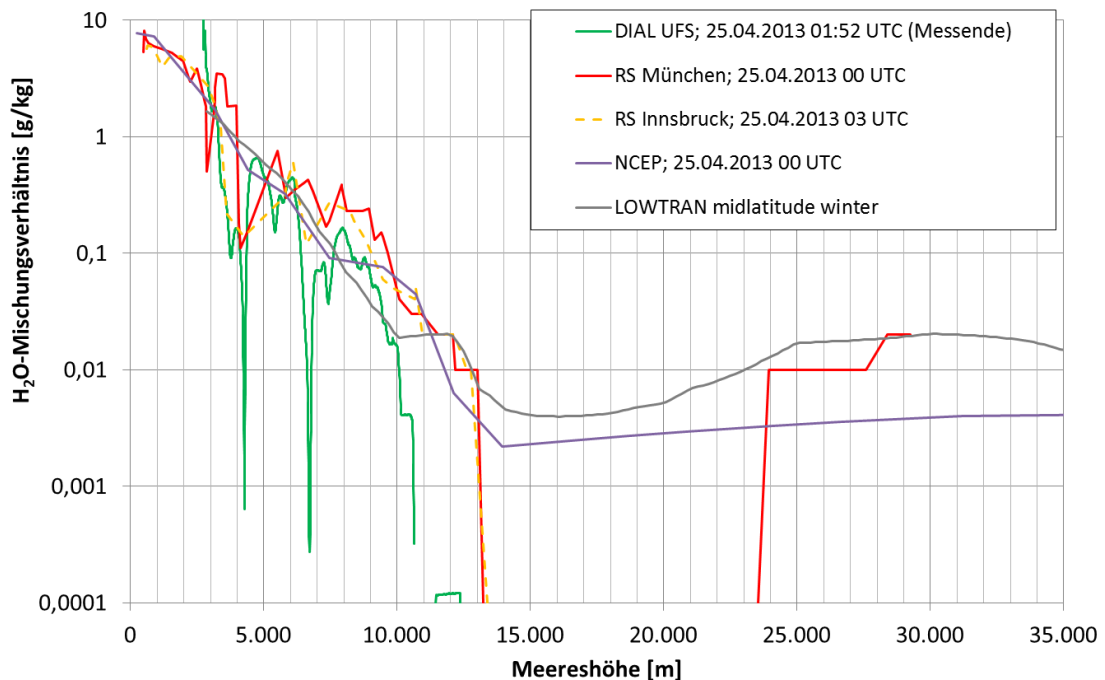


Abb. 60: Wasserdampfvergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.

Als Vergleichsdaten für den Wasserdampf (Abb. 60) sind die DIAL-Messungen der UFS bis etwa 12 km Höhe prädestiniert. Sie finden an der gleichen Stelle statt wie die RL-Messungen und können in der Regel auch zeitgleich durchgeführt werden. Die Höhenauflösung ist gleich fein wie die der RL-Messung, was angesichts der hohen Variabilität des Wasserdampfgehalts in diesem Höhenbereich wichtig ist.

Externe Vergleiche werden mit Daten der Radiosondierstationen München (ca. 100 km nördlich, täglich 0 und 12 UTC), Hohenpeißenberg (44 km nördlich, zwei- bis dreimal pro Woche, 6 UTC) und Innsbruck (32 km südöstlich, täglich 3 UTC) gemacht. Die Messungen reichen typischerweise bis etwa 30 km Höhe, begrenzt durch das Platzen des Ballons. Feuchtemessungen der Radiosonden sind in der Stratosphäre nicht sehr belastbar. Die Messwertauflösung liegt in der Regel bei 0,01 g/kg. Werte unter 0,01 g/kg wie hier im Bereich zwischen 13 und 24 km werden häufig mit 0 g/kg angezeigt. Daher wird in diesem Bereich auf die NCEP-Daten⁽¹⁾ und, wenn diese nicht vorliegen, auf die LOWTRAN-Daten zurückgegriffen. Bei den NCEP-Daten handelt es sich um Höhenprofile von Atmosphärendaten, die auf Basis einer weltweiten Datensammlung über eine Reanalyse für jedes Datum und für jede Koordinate ermittelt werden können. Die LOWTRAN-Daten sind saisonal gemittelte (MS $\hat{=}$ mid summer, MW $\hat{=}$ mid winter) Höhenprofile. Insbesondere die LOWTRAN-Daten lassen sich naturgemäß nur für eine grobe Orientierung verwenden.

Auffällig in Abb. 60 ist der große Unterschied zwischen den aus den verschiedenen Messungen ermittelten Feuchteprofilen. Insbesondere über der Zugspitze sind auffällig trockene

⁽¹⁾NCEP: National Centers for Environmental Prediction, <http://www.ncep.noaa.gov/>

Schichten zu erkennen, die in Kapitel 7.3.1.3. näher erklärt werden. Diese starken Unterschiede belegen die Schwierigkeiten, die bei der Kalibrierung von Wasserdampfprofilen mittels externer Daten bestehen.

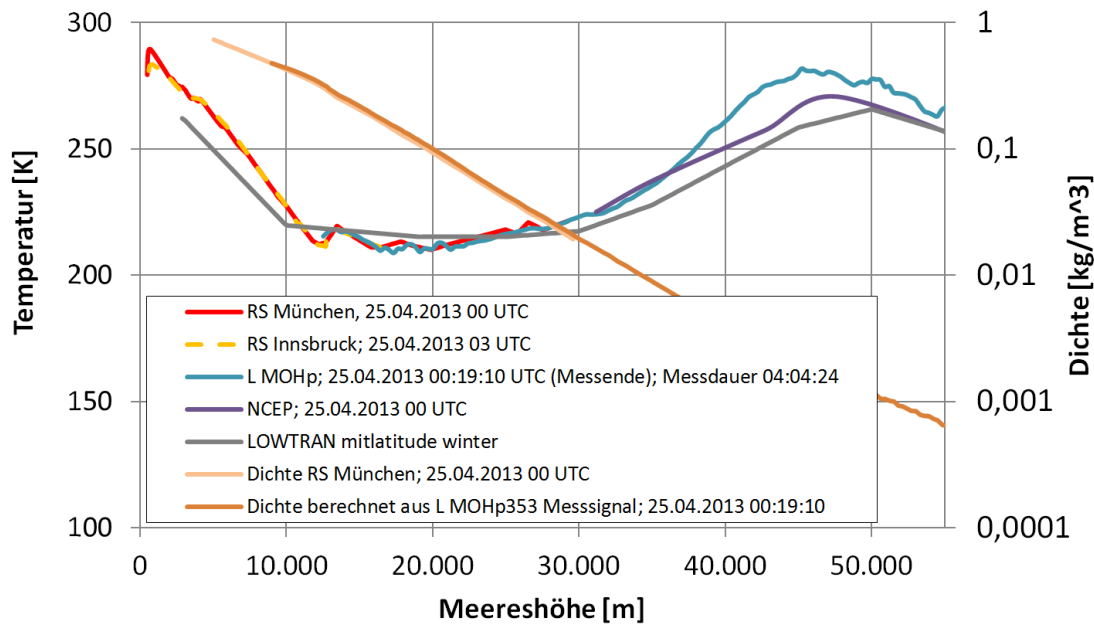


Abb. 61: Temperatur- und Dichtevergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.

Als Vergleichsdaten für die Temperatur (Abb. 61) bieten sich bis zu einer Höhe von 29 km die Radiosondenmessungen München an. Es besteht in diesem Fall eine gute Übereinstimmung der Messungen von München und Innsbruck, wobei die Reichweite der Radiosonde Innsbruck an diesem Tag nur bei etwa 20 km liegt. Über 29 km werden angesichts der guten räumlichen und zeitlichen Nähe soweit verfügbar die Temperaturprofile der Lidar-Messungen des Meteorologischen Observatoriums Hohenpeißenberg (MOHp) des Deutschen Wetterdiensts verwendet. Stehen diese nicht zur Verfügung so kommen wieder die NCEP bzw. die LOWTRAN-Daten zur Anwendung. In Abb. 61 sind auch die als Vergleichsdaten verwendeten Dichteprofile angegeben. Es handelt sich dabei um die aus den Radiosondendaten und aus dem 353-nm-Messsignal der MOHp-Lidar-Messungen errechneten Werte.

Als Vergleichsdaten für Ozon (Abb. 62) kommen, soweit verfügbar, die Ozon-Lidar-Messungen des MOHp, und ansonsten die LOWTRAN-Daten zur Anwendung.

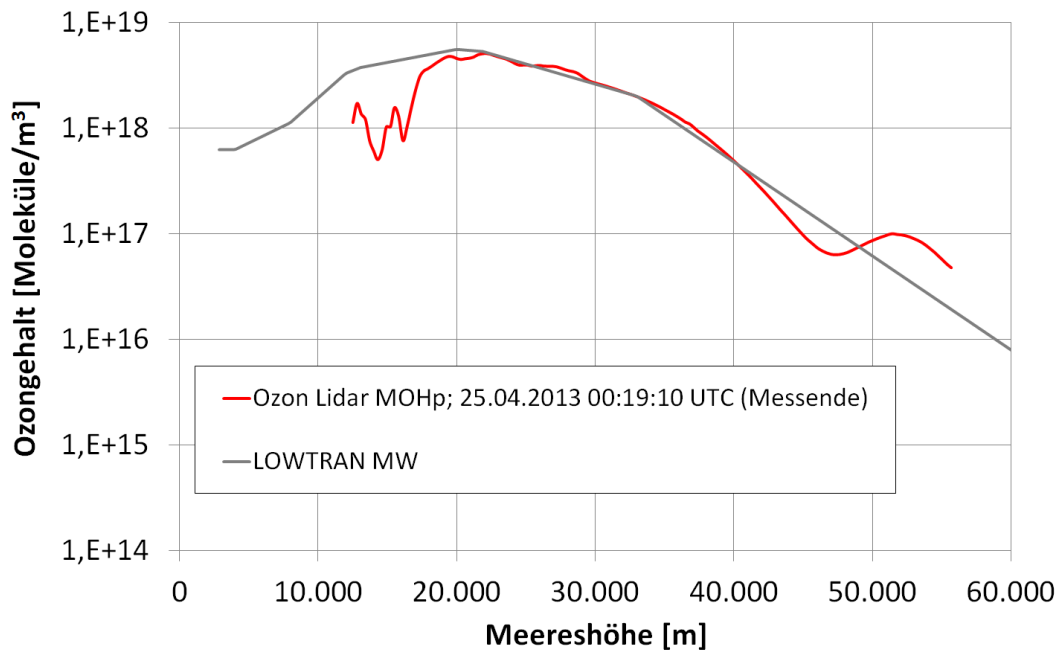


Abb. 62: Ozonvergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.

7.1.2. Signalkorrekturen, Reichweitenbeschränkung und Signalglättung

Die Analyse der Rohsignale zeigt, dass bei den Lidar-Messungen Höhenoffset, Signaloffset und höhenabhängiges Signalrauschen auftreten können, Abb. 63. Um ein optimal auswertbares Signal zu erhalten, sind daher Signalkorrekturen und anschließend auch eine Signalglättung erforderlich. Bei den Transientenrekordersignalen ist zu beachten, dass infolge der Bin-Beschränkung eine Reichweitenbeschränkung besteht.

7.1.2.1. Höhenoffset-Korrektur und Reichweitenbeschränkung

Ein Höhenoffset tritt auf, wenn die Triggerung des Transientenrekorders bzw. des Photonen-zählers nicht genau zu dem Zeitpunkt erfolgt, an dem der Laser-Puls aus der Sendeanlage in die Atmosphäre tritt.

Bei den ersten Messungen (2012 - 2013) wurde das Triggersignal des Lasers verwendet. Bei diesen Messungen erfolgte die Aufzeichnung der Signale mittels Transientenrekorder mit einer Bin-Weite von 7,5 m. Das Triggersignal entsteht im Laser beim Start der Pulserzeugung. Der Pulsaustritt in die Atmosphäre erfolgt mit einem Zeitverzug, der insbesondere durch den Aufbau der Hochspannung im Laser, bis ein initialer Blitz entsteht, hervorgerufen wird. Der Zeitpunkt des Pulsaustritts ist am Rohsignal durch den ersten Signalpeak erkennbar, Abb. 63. Dieser Peak entsteht durch Streulicht des Pulses, das an der weißen Kuppelinnenwand reflektiert wird und dann in die Empfangsanlage gelangt. Er tritt bei 1005 Bins auf. Für den Höhenoffset gilt demnach

$$\text{Höhenoffset} = 1005 \text{ Bin} \cdot 7,5 \text{ m/Bin} = 7.537,5 \text{ m.}$$

Der Transientenrekorder ist auf 8000 Bins beschränkt. Bei den hier verwendeten 7,5 m/Bin entspricht dies einer Signalspannweite von

$$\text{Signalspannweite} = 8000 \text{ Bins} \cdot 7,5 \text{ m/Bin} = 60.000 \text{ m.}$$

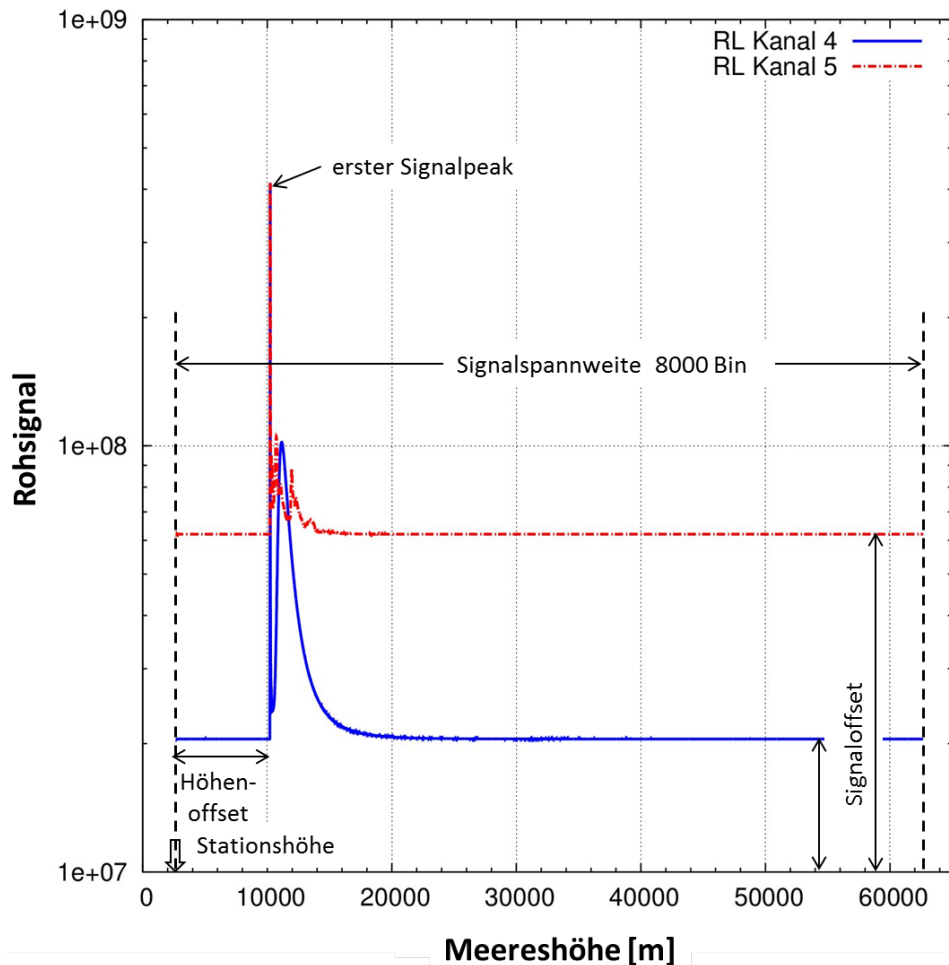


Abb. 63: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Rohsignale für den Wasserdampf- und Stickstoffkanal mit Höhen- und Signaloffset. TR, Messende 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz.

Durch die Bin-Beschränkung ergibt sich die Reichweitenbeschränkung des Messsignals. Für die Reichweitenbeschränkung, bezogen auf Meereshöhe, gilt

Reichweitenbeschränkung = Signalspannweite + Stationshöhe – Höhenoffset = 55.137,5 m.

Ab der Messung vom 11.02.2015 war eine Höhenkorrektur nicht mehr erforderlich, da das Triggersignal durch ein Glasfaserkabel am Aussendespiegel und damit zeitgleich zum Pulsaustritt abgegriffen wurde. Damit erhöht sich die Reichweitenbeschränkung auf

Reichweitenbeschränkung = Signalspannweite + Stationshöhe = 62.675 m.

Beim Photonenzähler gibt es praktisch keine Bin-Beschränkung und damit auch keine Reichweitenbeschränkung.

7.1.2.2. Signaloffset-Korrektur und Signalglättung

Das offsetkorrigierte Signal ergibt sich durch den Abzug des Signaluntergrunds vom Rohsignal. Der Untergrundabzug U besteht entsprechend der am IFU für das Ozon-Lidar entwickelten Formel

$$U = U_0 + A \cdot \exp \left\{ -8,5 \cdot 10^{-4} \cdot \text{Bin} \right\}$$

aus einem Konstantabzug U_0 und einem funktionalen Abzug (Abb. 64).

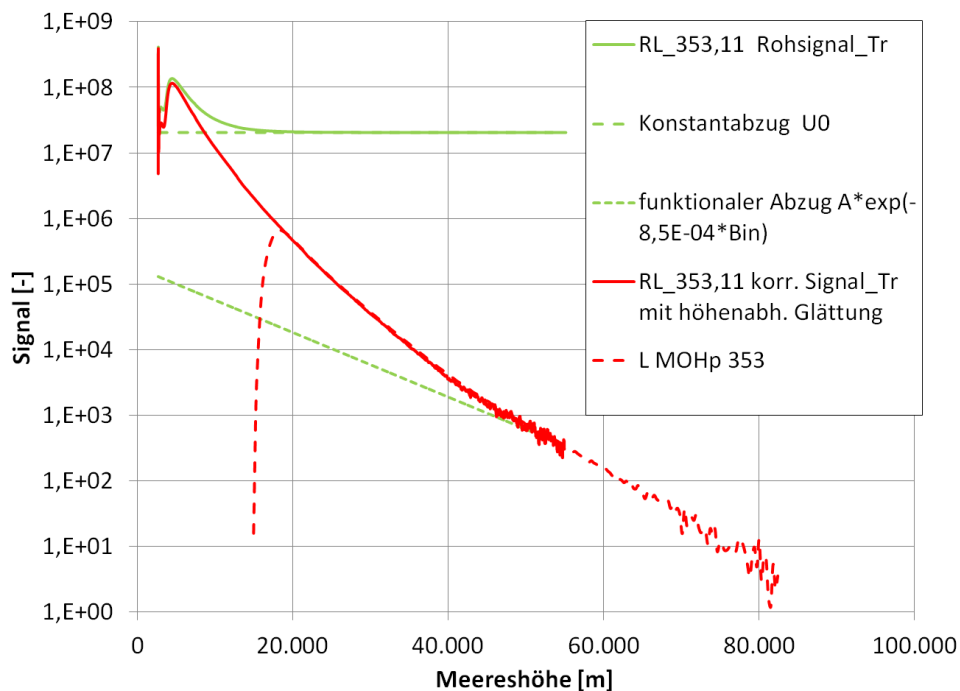


Abb. 64: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Signaloffset-Korrektur für den Rayleigh-Kanal 353,11 nm. TR, 27 pt Glättung, zusätzliche höhrnabhängiger Glättung ab 30 km. Zum Vergleich ist auch das MOHp-353-Messsignal eingetragen.

Der Konstantabzug dient zur Kompensation des elektronischen Offsets und des Offsets infolge von Hintergrund-Lichtlecks. Ausgangspunkt für die Bestimmung des Konstantabzugs ist der Signalmittelwert der letzten 1000 Bins, unter der Annahme, dass diese Bins nur mehr Rauschen aber kein echtes Signal mehr enthalten. Gegebenenfalls ist hier eine Nachjustage anhand der Vergleichsdaten, im Verbund mit dem funktionalen Abzug, erforderlich.

Der funktionale Abzug ist ein Erfahrungswert von der bestehenden Ozon-Lidar-Anlage des IFU und dient zur Kompensation der exponentiellen Störungen, wie sie insbesondere infolge der PMT-Beschaltung auftreten können. Der funktionale Abzug hat sich im Rahmen der zweijährigen Routinemessungen erhärtet. Einzig der Vorfaktor A muss gegebenenfalls nachjustiert werden. Diese Justage erfolgt hier ebenfalls anhand der Vergleichsdaten. Es zeigt sich, dass der Vorfaktor bei den Messungen mit Photonen-zähler Null beträgt (Abb. 65). Dadurch wird die Offsetkorrektur beim Photonen-zählersignal einfacher und zuverlässiger. Inwieweit es sich beim Konstantabzug und beim Vorfaktor letztlich um konstante kanalspezifische Größen handelt, muss im Rahmen von zukünftigen Versuchsreihen ermittelt werden. Um die Vorteile des Photonen-zählersignals (große Reichweite, geringer Rauschpegel sowie einfachere und zuverlässigere Offsetkorrektur) mit den Vorteilen des Transientenrekordersignals (Eignung für große Signalstärken und damit für den niedrigen Höhenbereich) zu kombinieren, sollte bei zukünftigen Auswertungen grundsätzlich eine Signalkoppelung durchgeführt werden.

Die Signalglättung hat zum Ziel, das Signalrauschen, das durch den Untergrundabzug verstärkt zur Wirkung kommt, zu reduzieren und damit die Qualität der Ergebnisse zu verbessern. In kleinen Höhen, in denen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis noch groß ist, wird ein kleineres Glättungsintervall gewählt. Dadurch sind auch dünnere trockene oder feuchte

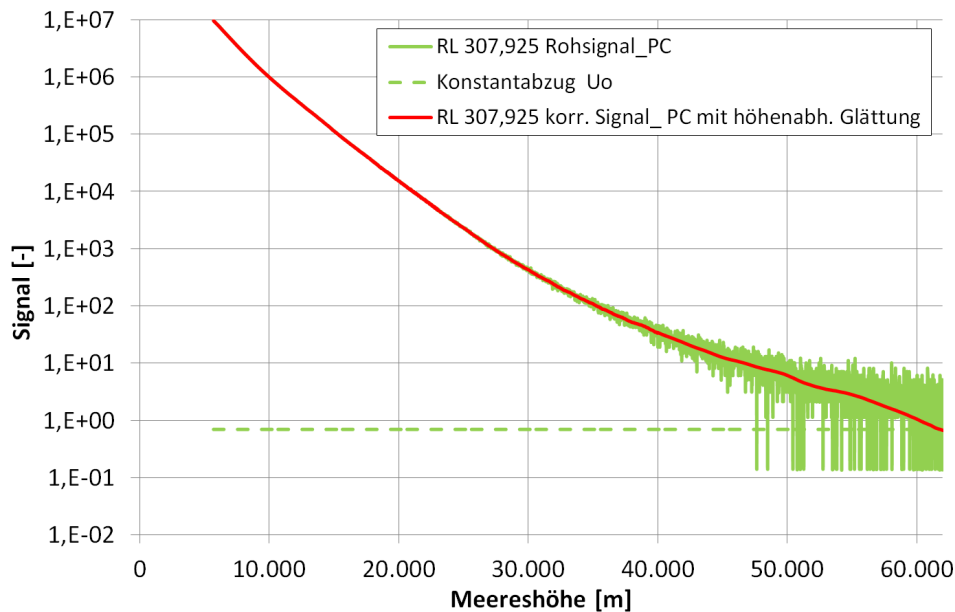


Abb. 65: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Signaloffsetkorrektur für den Rayleigh-Kanal 307,925 nm. PC, einschließlich höhenabhängiger Glättung ab 30 km. Ein funktionaler Abzug ist beim Photonen-zählersignal nicht erforderlich, dadurch wird die Offsetkorrektur einfacher und zuverlässiger.

Schichten noch besser erkennbar. In größeren Höhen, wo die Inhomogenität geringer wird und das Rauschen zunimmt, werden größere Mittelungsintervalle gewählt. Die Glättung erfolgt mit Hilfe eines gleitenden Mittelwerts, so dass wie bei den Rohsignalen des Transientenrekorders weiterhin Werte im Abstand von 7,5 m vorliegen, beim Photonen-zähler im Abstand von 15 m. Durch die Signalglättung mit Hilfe des gleitenden Mittelwerts können kleine Signalverfälschungen auftreten. Zur Vermeidung dieser Nachteile sollte in Zukunft die Anwendung einer numerischen Filterung anstelle der gleitenden Mittelwertmethode verwendet werden [Leblanc, Trickl & Vogelmann (2013)].

7.1.3. Kalibrierung für die Wasserdampfbestimmung

Bei der Bestimmung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses aus den RL-Messungen ist eine Kalibrierung erforderlich (Kapitel 5.1.). Diese geschieht mittels eines Faktors, der auf die unkalibrierten Ergebnisse angewendet wird (Formel 5.8). Für eine gute Kalibrierung sind Vergleichsdaten mit einer großen Genauigkeit erforderlich. Wegen der hohen Variabilität des Wasserdampfs ist außerdem auf eine möglichst große räumliche sowie zeitliche Nähe zur RL-Messung zu achten.

Wie erwähnt sind die Messdaten des UFS-Wasserdampf-DIAL besonders gut zur Kalibrierung geeignet, da sie eine große Genauigkeit aufweisen [Vogelmann et al. (2011)] und die beiden Lidare mit kleiner 5m Entfernung sehr nah beieinander stehen. Dadurch erfassen sie bei zeitgleicher Messung die selbe Luftmasse in der Atmosphäre. Stehen keine DIAL-Daten zur Verfügung, so werden alternativ die zeitlich und räumlich nächst gelegenen Radiosonden-daten verwendet. Das sind je nach zeitlicher Verfügbarkeit die Daten der Münchner oder der Innsbrucker Radiosonde. Stehen weder DIAL noch RS-Daten zur Verfügung, so kann

als weitere Alternative auch auf NCEP-Daten zurück gegriffen werden. Allerdings besitzen diese eine für die Wasserdampfmessung recht grobe Auflösung. Bei den ersten Messungen wird der Kalibrierfaktor jedes Mal bestimmt. Wenn sich ein konstanter Wert zeigt, ist ein Überprüfen der Kalibrierung nur noch in größeren zeitlichen Abständen erforderlich.

7.1.4. Referenzhöhe und Referenzdichte für die Temperaturbestimmung

Zur Berechnung der Dichte ist gemäß Kap. 5.2. die Festlegung einer Referenzhöhe mit bekannter Referenzdichte erforderlich.

In [Gross et al. (1997)] ist ein Verfahren zur Bestimmung der Referenzdichte angegeben. Um fürs Erste gut abgesicherte Realdaten zu verwenden, wird hier nicht auf dieses Verfahren, sondern auf die Radiosondenmessung 25.04.2013 00 UTC München Oberschleißheim zurückgegriffen. Die daraus ermittelten Dichtewerte stimmen im Höhenbereich von 8 bis 13 km sehr genau mit den entsprechenden Werten der Innsbrucker Radiosondenmessung überein und dürften daher auch für die Zugspitze zutreffen.

Der aus den Druck- und Temperaturdaten der Radiosonden über die Gasgleichung $\rho = p/(RT)$ ermittelte Dichteverlauf lässt sich näherungsweise durch einen Exponentialansatz als Formel darstellen:

$$\rho(z) = a \exp\left(-\frac{z}{b}\right) \quad (7.1)$$

mit $a = 2,2571$ und $b = 6256,96$.

Zur Festlegung einer geeigneten Referenzhöhe z_0 wird im Folgenden untersucht, ob hier ein Einfluss auf die Genauigkeit bei der Dichtebestimmung besteht. Zunächst bietet sich an, mit Gl. 5.16 für verschiedene Referenzhöhen die Dichte zu berechnen und mit der Radiosondendichte zu vergleichen. Allerdings handelt es sich bei Gl. 5.16 um eine komplizierte Integralgleichung. Um fürs Erste die Auflösung dieser Integralgleichung zu umgehen (die zu einem späteren Zeitpunkt erfolgte numerische Auflösung wird in 5.2. behandelt), wird hier der umgekehrte Weg beschritten, d.h. die Radiosondendichte in Gl. 5.16 eingesetzt, daraus das zu erwartende Messsignal berechnet und mit dem tatsächlichen Messsignal verglichen. Die entsprechen umgewandelte Lidar-Gleichung lautet

$$\frac{P_6(z)}{P_6(z_0)} = \frac{\exp\left(-\frac{z}{b}\right) (z_0 - z_M)^2}{\exp\left(-\frac{z_0}{b}\right) (z - z_M)^2} \exp\left\{-2\sigma \frac{N_A}{M_L} ab \left[\exp\left(-\frac{z_0}{b}\right) - \exp\left(-\frac{z}{b}\right)\right]\right\} \quad (7.2)$$

Der Einfluss unterschiedlicher Referenzhöhen ist in Abb. 66 dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem aus der Radiosondendichte berechneten Lidar-Signal mit zunehmender Referenzhöhe immer besser wird. Mit Rücksicht auf eine möglichst genaue Dichtebestimmung wäre demnach eine größere Referenzhöhe wünschenswert.

Auf der anderen Seite besteht zunächst die Unsicherheit, inwieweit das gewählte Verfahren zur Dichtebestimmung für Höhen unter der Referenzhöhe überhaupt geeignet ist. Eine große Referenzhöhe könnte gegebenenfalls den Bereich zur Bestimmung der Dichte reduzieren. Als Kompromiss wird die Referenzhöhe mit 9.005 m festgelegt. Diese Referenzhöhe wird auch bei allen nachfolgenden Temperaturbestimmungen, die über die Dichte erfolgen,

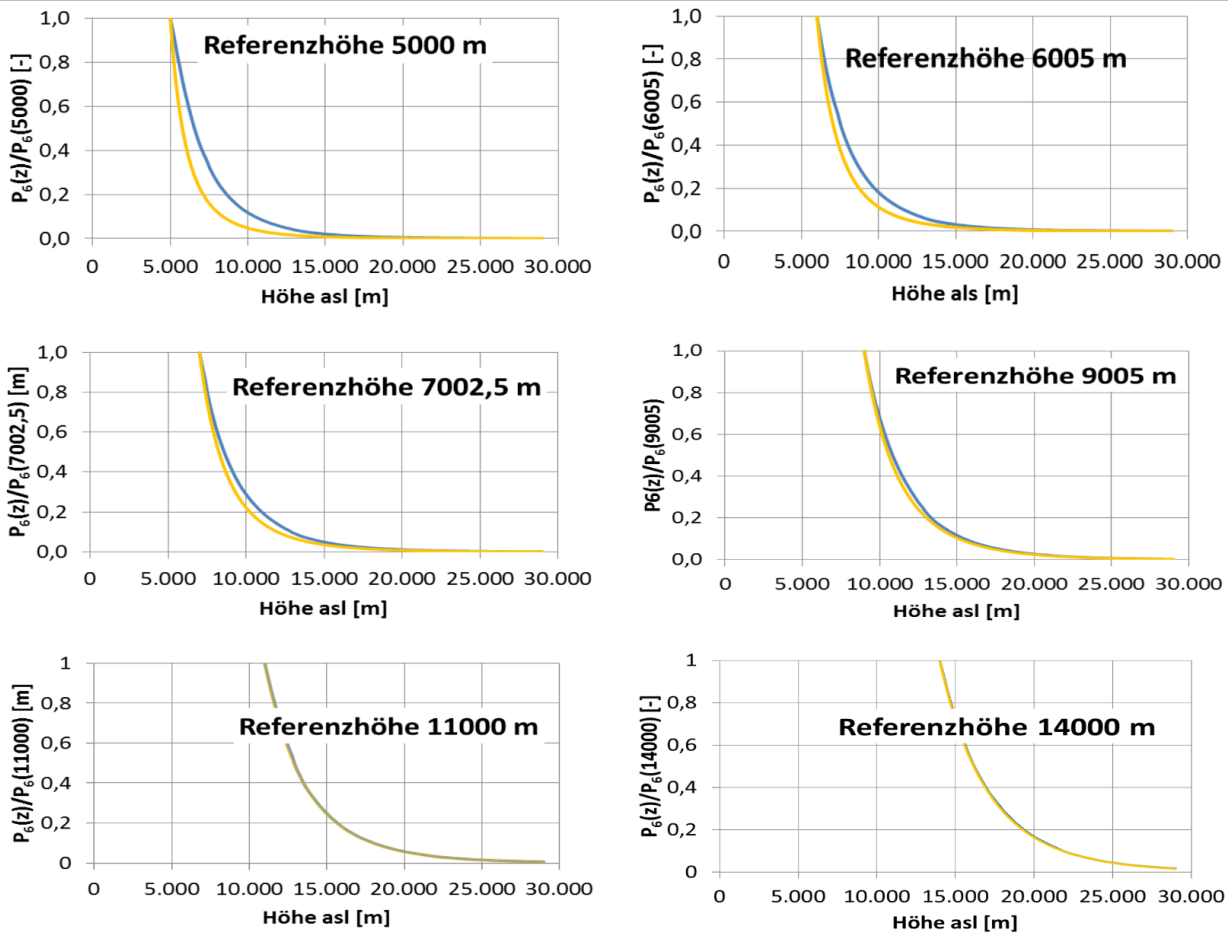


Abb. 66: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Bestimmung der Referenzhöhe z_0 aus dem Vergleich des gemessen (gelb) und des aus den Vergleichsdaten (Radiosonden) ermittelten (blau) Signalverhältnisses $\frac{P_6(z)}{P_6(z_0)}$ (Rayleigh-Kanal 353,11 nm).

verwendet. Sie setzt aber einen niedrigen Aerosolgehalt in der Atmosphäre voraus. Bei zukünftigen Messungen sollte untersucht werden, ob sich die Genauigkeit bei der Dichte- und Temperaturbestimmung durch eine Vergrößerung der Referenzhöhe weiter steigern lässt. Bei der Messung vom 25.04.2013 erfolgte die Dichte- und Temperaturbestimmung zusätzlich bei einer Referenzhöhe von 18.005 m (Kanal 6, TR, 7.4.1.), und bei der Messung vom 01.07.2015 zusätzlich bei 29.382,5 m (Kanal 3, PC, 7.6.1.). In beiden Fällen zeigte sich allerdings praktisch das gleiche Ergebnis wie bei 9.005 m, und zwar sowohl über als auch unterhalb der Referenzhöhe. Das bedeutet, dass bei diesen Messungen kein Einfluss der Referenzhöhe vorliegt, aber auch, dass das Verfahren zur Dichte- und damit Temperaturbestimmung auch unterhalb der Referenzhöhe geeignet ist.

7.1.5. Starthöhe für die Temperaturbestimmung

Gemäß Kapitel 5.2. beginnt die Temperaturbestimmung nach der Dichtemethode, also aus dem Rayleigh-Signal 353,11 nm und 307,925 nm sowie dem Stickstoffsignal 331,71 nm, bei einem Druckstartwert in großer Höhe. Nach [Gross et al. (1997)] sollte diese Starthöhe möglichst groß sein, da sich im Höhenbereich unmittelbar unter der Starthöhe größere Fehler bei

der Temperaturbestimmung ergeben können. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigt sich darüber hinaus, dass kleinere Signalfehler zwar entsprechend kleine Fehler bei der Dichtebestimmung ergeben, die aber bei der nachgeordneten Temperaturbestimmung dennoch zu ganz erheblichen Fehlern führen können. Es ergibt sich zudem, dass die Bestimmung der Temperatur mit Abweichungen von wenigen Kelvin eine relative Dichtegenauigkeit um 1 % erfordert. Deshalb sollte das zugrundeliegende Messsignal bis hinauf zum Startwert möglichst geringe Fehler aufweisen. Da das Messsignal mit zunehmender Höhe immer schwächer und damit fehlerbehafteter wird, ist bei der Auswahl der Starthöhe demnach ein Kompromiss zwischen möglichst großer Höhe und möglichst genauem Messsignal bis zu dieser Höhe hin erforderlich. Dieser Kompromiss wird in vorliegender Arbeit dadurch erreicht, dass die Temperaturbestimmung für mehrere Starthöhen durchgeführt und letztlich die Starthöhe ausgewählt wird, bei der sich die beste Übereinstimmung mit den Vergleichswerten ergibt.

7.2. Erste Orientierungsmessungen zur Feststellung der grundsätzlichen Funktionalität des Raman-Lidars

Am 13.11.2012 erfolgte eine erste Kurzzeitmessung mit dem starken Kanal 3, dem Kanal der Rayleigh-Streuung bei der Primärwellenlänge. Das Ergebnis ist in Abb. 67 dargestellt. In diesem frühen Stadium der Testphase wurde ohne Interferenzfilter gemessen, um nicht

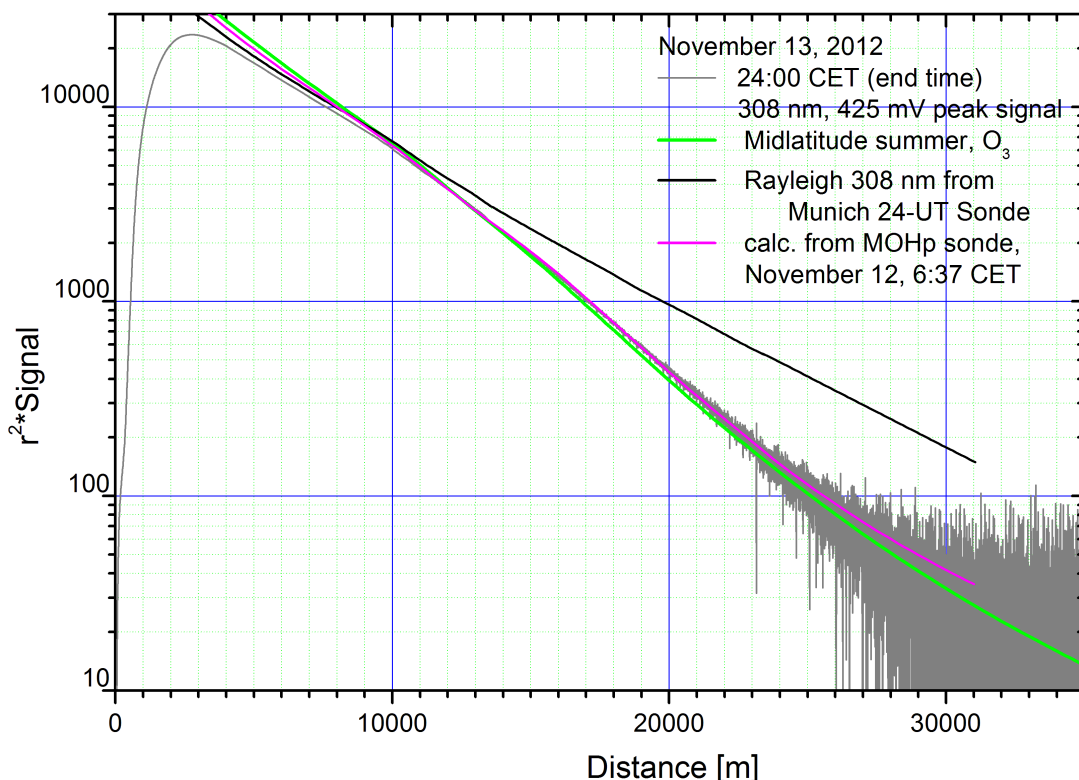


Abb. 67: Raman-Lidar-Messung vom 13.11.2012: Testmessung mit Kanal 3 (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende 23:00 UTC, ca. 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie stabilisiert, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, Detektorspannung 400 mV. Im Polychromator war bereits das Graufilter mit Abschwächung um 3 Größenordnungen (7.3.1.1.) eingesetzt, allerdings noch ohne Interferenzfilter. Für die simulierten Vergleichssignale wird der LOWTRAN-Datensatz mid summer gewählt, da es sich im Jahr 2012 um einen ausgesprochen warmen November handelt.

durch zu ungenaue Positionierung des Interferenzfilters einen Teil des Signals abzuschatten. Ein Vergleich zwischen Messdaten und Simulationrechnung auf Basis von Radiosondendaten (München, MOHp am Vortag) und LOWTRAN-Modell zeigt ab 10 km eine fürs Erste akzeptable Übereinstimmung. Die Abweichungen unterhalb deuten auf eine leichte Fehljustage hin. Über 23 km war das Rauschen im Vergleich zum Signal noch viel zu hoch. Mit dem Einsatz des Interferenzfilters ist hier ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erwarten.

Nach den Testmessungen mit dem sehr starken Kanal 3 wurden Tests mit dem wichtigsten aber wesentlich schwächeren Wasserdampfkanal (Kanal 5) durchgeführt. Ein Beispiel aus den gewonnenen Ergebnissen ist in Abb. 68 dargestellt: Es zeigt den Verlauf des Kanal 5-Signals über der Meereshöhe (Offset-bereinigt in Anlehnung an Kap. 7.1.2.2. und höhenkorrigiert, also Messsignal \times Quadrat des Abstands zur Messstation). Das Kanal 5-Signal repräsentiert in dieser Form bis auf eine kleine Ozonkorrektur in der Troposphäre die Wasserdampfdichte. Zum Vergleich sind die zeitnah von der Radiosonde München ermittelten

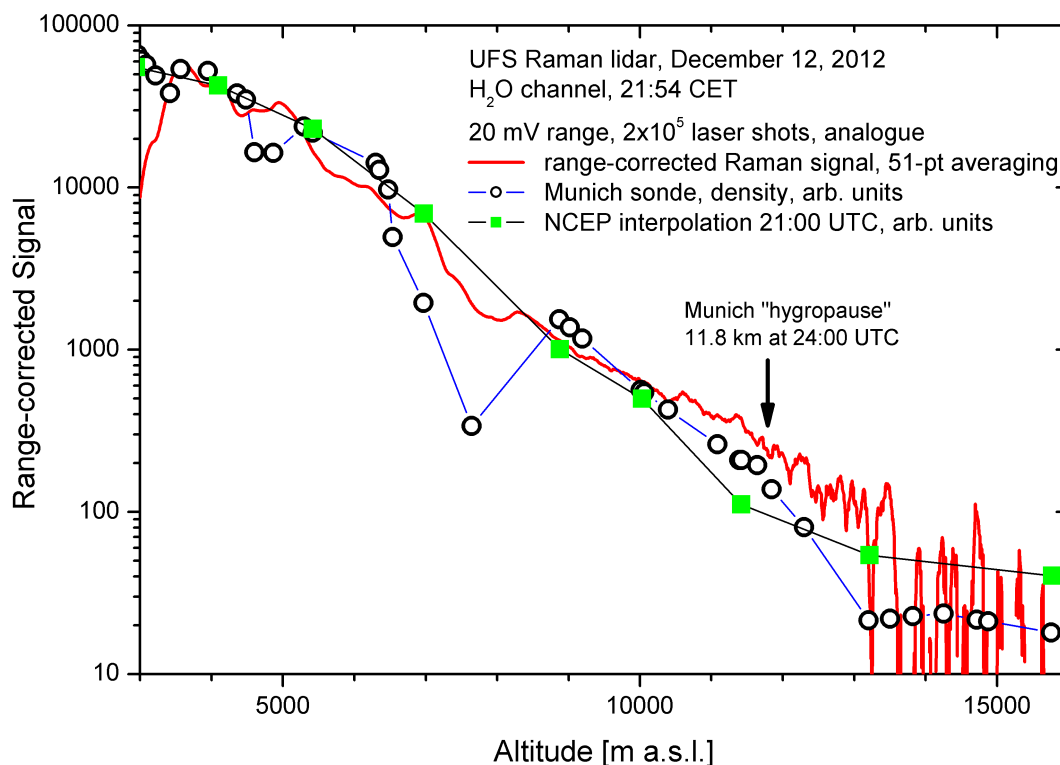


Abb. 68: Raman-Lidar-Messung vom 12.12.2012: Testmessung mit Kanal 5 (Wasserdampfkanal). TR, Messende 20:54 UTC, $2 \cdot 10^5$ Pulse, 425 mJ Pulsenergie stabilisiert, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 51-pt-Glättung. Das Signal ist mit dem Abstandsquadrat multipliziert und mit ersten Offsetkorrekturen versehen und repräsentiert somit bis auf eine in der Troposphäre sehr kleine Ozonkorrektur die Wasserdampfdichte. Zum Vergleich ist die Wasserdampfdichte aus der Radiosondenmessung von München Oberschleißheim von 24 UTC in willkürlicher Einheit aufgetragen.

und entsprechend umgerechneten Wasserdampfdaten eingezeichnet. Es ergibt sich im unteren Höhenbereich die für Wasserdampfverteilungen typische hohe Inhomogenität und im gesamten Höhenbereich bis zum Beginn der großen Messwertstreuungen (Rauschen) eine fürs Erste gute qualitative Übereinstimmung mit den Vergleichsdaten. Trotz des noch relativ offenen Aufbaus in der Testphase besteht bereits eine extreme Unterdrückung aller anderen Kanäle und zwar gemäß Simulation von mehr als 6 Größenordnungen. Dies belegt be-

reits das Funktionieren des Filterungskonzepts mit den zwei scharfkantigen Strahlteilern und dem Interferenzfilter. Die Abweichung bei 7,5 km wird einer stratosphärischen Schicht über München mit 4 % relativer Feuchte zugeschrieben, die über der Zugspitze nicht beobachtet wurde. Die großen Messwertstreuungen und damit das kleine Signal-zu-Rausch-Verhältnis traten ab etwa 12 km auf und dürften in erster Linie auf die kurze Messdauer, Lichtlecks und den Einsatz des Transientenrekorders allein zurückzuführen sein.

Diese ersten Messungen führten zu folgenden Erkenntnissen:

- Die Positionierung und Justage von Aussendespiegel, Fernbereichsteleskop und Polychromator ist für die Lidar-Messungen passend.
- Vor jeder Messung ist die Justage des Aussendespiegels zu überprüfen und gegebenenfalls zu optimieren, da sich durch Temperaturunterschiede zwischen Labor und Lidar-Turm die Haltegerüste von Aussendespiegel, Polychromator und Empfangsteleskop unterschiedlich verformen können. Auf die langen Entfernungen der Lidar-Messung haben sehr kleine Winkeländerungen dabei schon einen Einfluss. Verstärkt wird dieser Effekt durch die lange Brennweite des Hauptspiegels, da die transversale Abweichung direkt von dessen Brennweite abhängt.

$$\text{Transversale Abweichung} = \text{Brennweite} \times \text{Winkel}$$

- Für weitere Messungen ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Dazu wurden in der Testphase zunehmend folgende Maßnahmen umgesetzt:
 - Abschalten oder Abschatten aller Lichtquellen im Turm, z.B. Anzeigeleuchten am Transientenrekorder,
 - Abschalten der Lichter im Laser-Labor und im Verbindungsschacht, da sonst zu viel Licht von unten herauf strahlt,
 - Anbringung von Trennblechen zwischen den einzelnen Kanälen im Polychromator zum Abschirmen von Streulicht zwischen den Kanälen,
 - Nach Ende der Optimierung der Justagen: Anbringung des von Opta mitgelieferten Gehäuses an der Polychromatorplatte, um das Eindringen von Störlicht in den Polychromator zu verhindern,
 - maximal mögliche Verkleinerung der Polychromatoreingangsöffnung mit Pappkarton, da hier letztlich die einzige Quelle von Hintergrundlicht liegt.

Insgesamt bestätigen die Orientierungsmessungen die grundsätzliche Funktionalität des entwickelten Lidar-Systems.

7.3. Wasserdampfbestimmung mit dem Wasserdampf- und dem Stickstoffkanal

Die Bestimmung des Wasserdampfmischungsverhältnisses erfolgte auf Basis von Gl. 5.8 mit Hilfe eines Rechenprogramms.

7.3.1. Messung vom 25.04.2013 - Detektion von Stratosphärenluftintrusionen

7.3.1.1. Randbedingungen

Es wurden alle 6 Kanäle aufgezeichnet. Die Messung war auf den Fernbereich der Empfangsanlage beschränkt, da der Nahbereich, abgesehen vom Empfangsteleskop, noch nicht installiert war. Die Signalabspeicherung erfolgte ausschließlich über Transientenrekorder, da auch die Photonenzähler noch nicht eingebaut waren. Ziel der Messung war es, erste Informationen über die Reichweite und die Messgenauigkeit zu gewinnen.

Für diese Messung gelten folgende Randbedingungen (Tab. 7.1):

- Messdatum 25.04.2013, Messende 01.39 UTC, Messdauer 16,7 Minuten
- Pulsfolgefrequenz 100 Hz; stabilisierte Pulsenergie 425 mJ gemäß Energiemonitor; insgesamt 10^5 Pulse; Gesamt-Sendeenergie 42.585 J; Konversionsrate 8,9 % (Abb. 55); Laser-Modus "energiekonstant"
- 6 Kanäle via Transientenrekorder mit 7,5 m Messwertaufösung (Höhenauflösung)
- Aerosolgehalt in der Atmosphäre sehr gering

7.3.1.2. Ergebnisse

Die Analyse ergab, dass an diesem Messtag auch Streulicht aus dem starken Rayleigh-Kanal 307,925 nm (Kanal 3) in den Wasserdampfkanal gelangte. Dies war der einzige Fall mit einer derartigen Einstreuung in der gesamten Testphase.

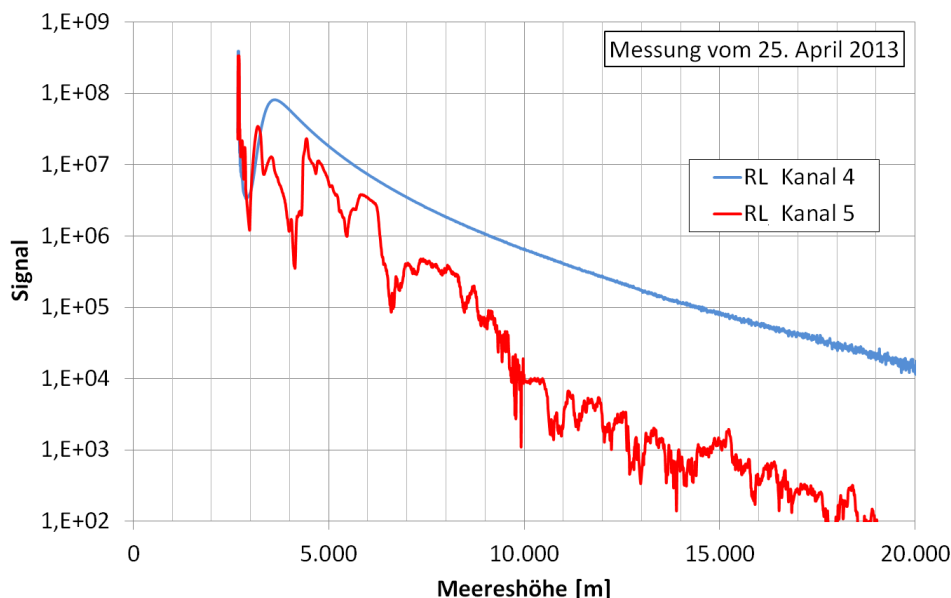


Abb. 69: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampf- und Stickstoffkanal). TR, Messende 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung beim Wasserdampfsignal mit 21 pt ab 10 km bis 301 pt ab 17 km.

Zur Kompensation der Streulichteinflüsse erfolgte hier eine zusätzliche höhenabhängige Signalkorrektur:

bis 5 km: Kanal 5-Signal = urspr. korr. Kanal 5-Signal $- 5,5\% \cdot$ Kanal 3-Signal

über 5 km: Kanal 5-Signal = urspr. korr. Kanal 5-Signal $- 1,3 \cdot 10^7 \cdot \exp(-5,95 \cdot 10^{-3} \cdot \text{Bin})$

Das korrigierte Stickstoffsignal und das korrigierte Wasserdampfsignal sind in Abb. 69 dargestellt. Es zeigt sich, dass das Stickstoffsignal kontinuierlich über der Höhe abfällt. Im Gegensatz dazu weist das Wasserdampfsignal starke Schwankungen auf. Ursachen für diese Schwankungen sind die Inhomogenität der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre und das über der Höhe immer stärker werdende Signalrauschen als Folge des niedrigen Signalpegels.

Abb. 70 zeigt das aus den Signalen bestimmte Wasserdampfmischungsverhältnis. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse einer knapp vorher erfolgten Messung mit dem DIAL und über 13 km das entsprechende LOWTRAN-Wasserdampfprofil eingetragen. Im Bereich von 3,5 km bis 10 km besteht eine weitgehend gute Übereinstimmung zwischen Raman-Lidar- und DIAL-Ergebnissen. Die wenigen Unterschiede könnten daran liegen, dass die RL- und die DIAL-Messungen nicht genau zeitgleich stattfanden, aber auch dass unterschiedliche Mittelungsstrategien zugrunde liegen. Die oberhalb von 10 km auftretenden starken Schwankungen beim Wasserdampf sind eine Folge des Signalrauschens. Abgesehen von diesen Schwankungen ergab sich hier bis 14 km eine graduelle Übereinstimmung mit den LOWTRAN-Daten. Oberhalb 14 km war infolge des starken Rauschens keine brauchbare Wasserdampfbestimmung gegeben. Der gesamte Höhenbereich, in dem sich bei dieser Messung brauchbare Wasserdampfergebnisse bestimmen ließen, betrug demnach 3,5 km bis 14 km. Die Unsicherheit der niedrigen Werte im Tropopausenbereich lag aufgrund des Korrekturverfahrens bei etwa $\pm 0,008$ g/kg.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bereits bei diesem ersten Vergleich trotz der vielen Einschränkungen die Reichweite des bestehenden DIAL übertroffen wurde und damit der Nachweis erbracht ist, dass das entwickelte System eine wertvolle Ergänzung zum DIAL darstellt.

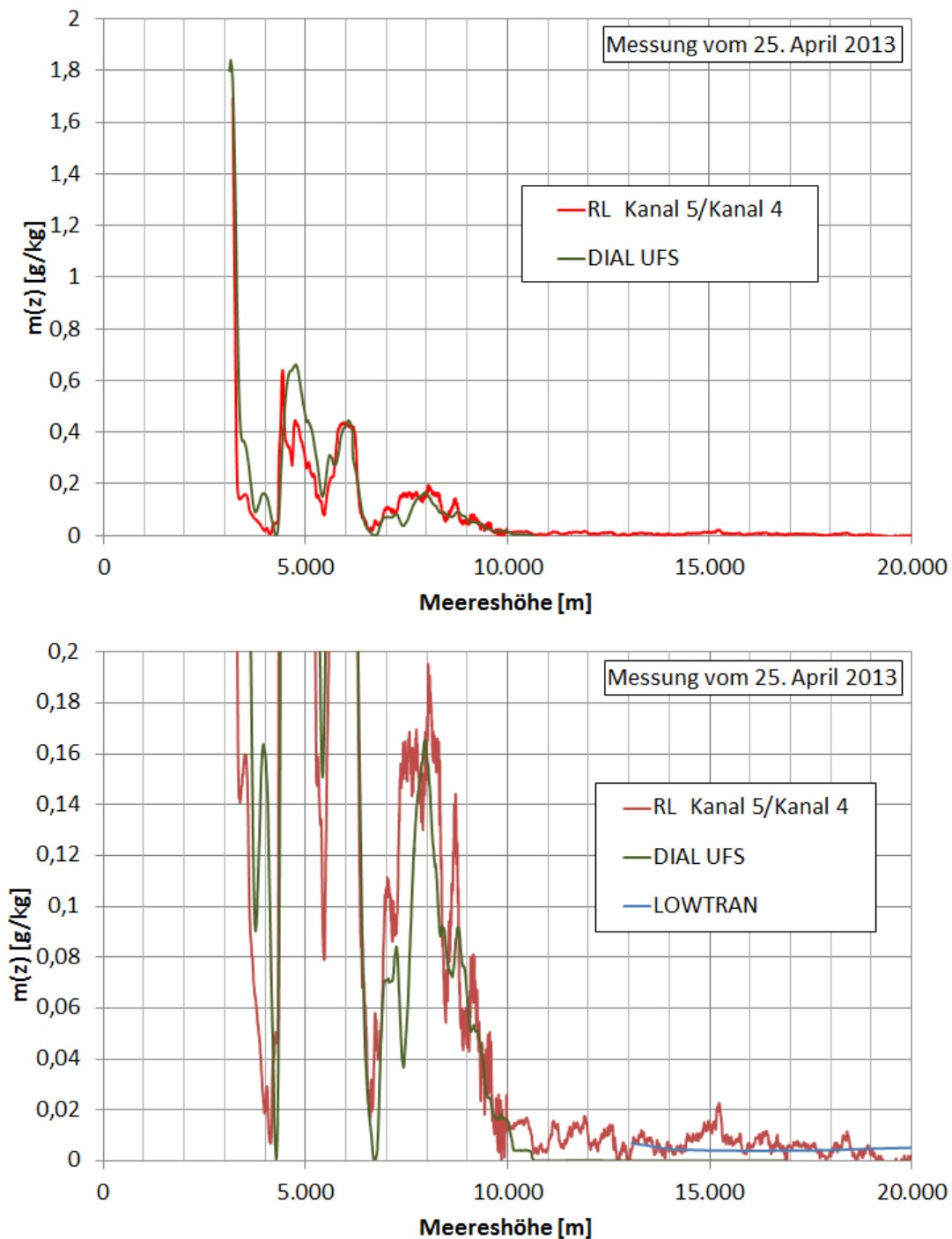


Abb. 70: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des Wasserdampfmischungsverhältnisses über der Höhe im Vergleich zu DIAL-UFS-Messung (Start der DIAL-Messung nach Ende der RL-Messung, d.h. ca 17 min später) und LOWTRAN. Die Unsicherheit der niedrigen Werte im Tropopausenbereich beträgt wegen der Signalkorrektur etwa 0,008 g/kg (12 ppm).

7.3.1.3. Interpretation der Ergebnisse - Detektion von Stratosphärenluftinvasionen

Das Wasserdampfprofil zeigt im Bereich der Troposphäre zwei extrem trockene Schichten mit weniger als 0,1 g/kg auf, Abb. 70. Da derart trockene Luft in der Regel nur in der Stratosphäre auftritt, lässt sich vermuten, dass es sich hier um Invasionen aus der ozonreichen unteren Stratosphäre handelt. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde die Herkunft der trockenen Luftschichten über 315-h-Rückwärtstrajektorien mit dem HYSPLIT-Modell⁽²⁾, die in Abständen von 0,1 km über der UFS initialisiert wurden, untersucht. Die Ergebnisse sind in

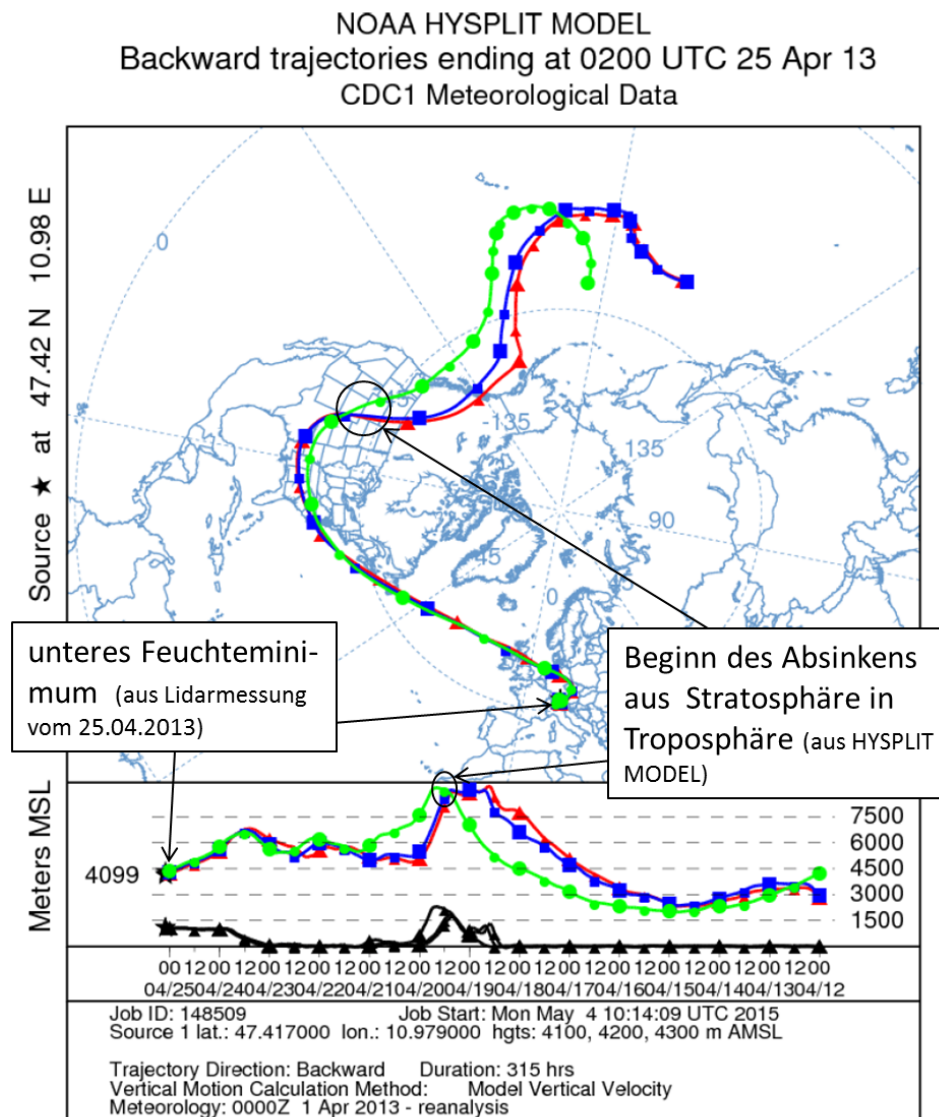


Abb. 71: HYSPLIT-Trajektorien berechnet für das untere Feuchteminimum (Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013).

Abb. 71 für das untere Feuchteminimum (bei 4.099 m) und in Abb. 72 für das obere Feuchteminimum (bei 6.499 m) dargestellt. Unter der Maßgabe, dass die Tropopause zu dieser Jahreszeit bei den entsprechenden Breiten bei etwa 8 bis 10 km Höhe liegt, zeigt sich, dass

⁽²⁾<http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>

die beiden extrem trockenen Luftschichten tatsächlich aus der unteren Stratosphäre stammen und das Absinken von dort etwa 6 Tage vor dem Messzeitpunkt über dem westlichen Nordamerika begonnen hat. Zur weiteren Absicherung sollte allerdings zusätzlich nachgewiesen werden, dass diese Schichten nicht nur durch besondere Trockenheit, sondern auch durch einen erhöhten Ozongehalt gekennzeichnet sind. Wie stark der Ozongehalt sich vom Ozongehalt der Troposphärenluft unterscheidet, hängt von der Dicke der sich oberhalb der Tropopause ablösenden Schicht ab. Handelt es sich um eine dicke Schicht, so reicht diese weit in den stratosphärischen Ozonanstieg hinein. Dann ist der Ozongehalt größer als bei einer dünneren Schicht.

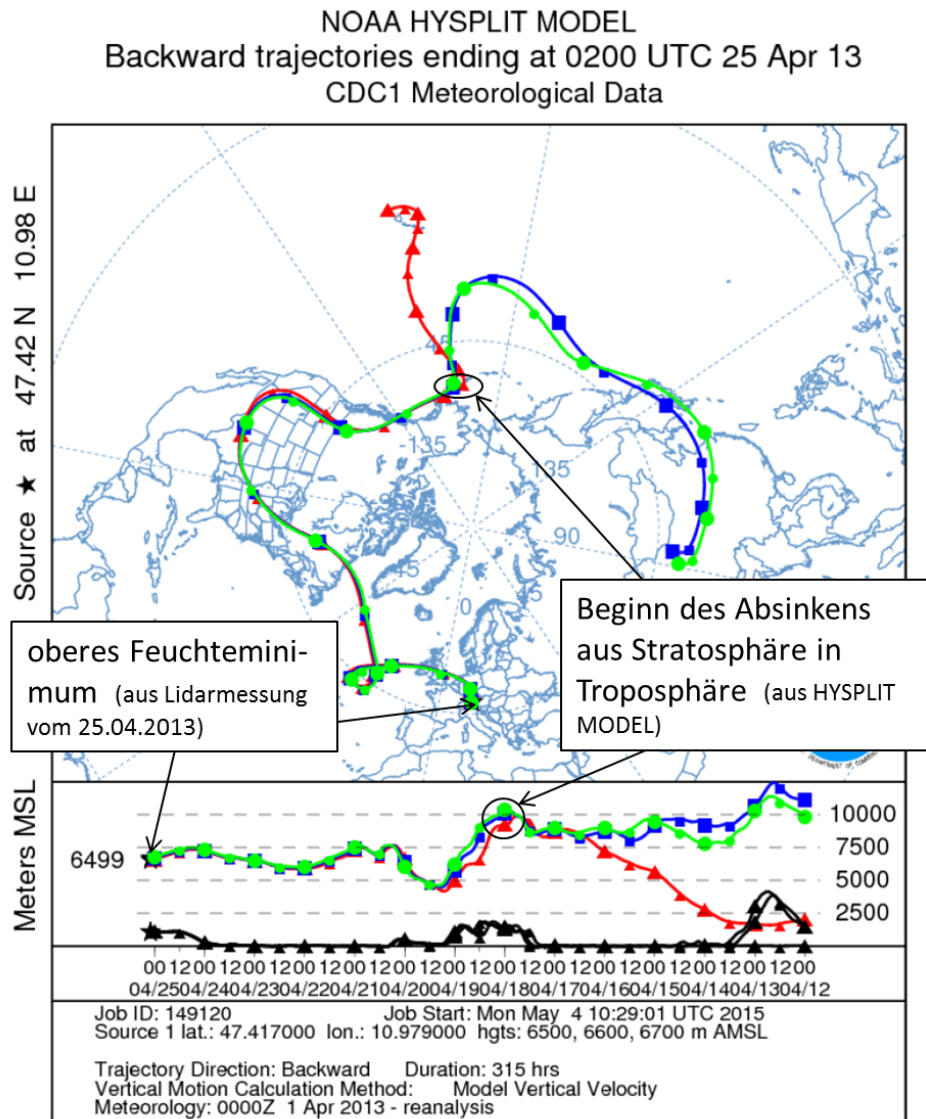


Abb. 72: HYSPLIT-Trajektorien berechnet für das obere Feuchteminimum (Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013).

Lidar-Messungen an absinkenden stratosphärischen Luftschichten werden schon seit fast zwanzig Jahren am IMK-IFU durchgeführt (z.B. [Eisele et al. (1999)]; [Trickl et al. (2003)]; [Zanis et al. (2003)]; [Trickl et al. (2010), (2011), (2014), (2015), (2016), (2020)]). Insgesamt erfolgten seit 1996 Messungen an weit über 300 Intrusionstagen, entweder mit dem Ozon-DIAL am IMK-IFU oder mit dem Wasserdampf-DIAL an der UFS oder mit beiden Systemen.

Der Anteil an Intrusionstagen wurde für die letzten Jahre untersucht und betrug 70 - 80 % der Messtage. Dies belegt klar die Bedeutung dieser Transportvorgänge für die troposphärische Ozonbilanz. Ein wichtiges Ergebnis der bisherigen Arbeiten ist, dass das Einmischen von Troposphärenluft in Intrusionen um eine Größenordnung langsamer erfolgt als in den bisherigen Modellen angenommen [Trickl et al. (2014), (2015), (2016), (2020)]. Die Bedeutung dieser Transportvorgänge wurde bei der Erforschung der Luftverschmutzung lange Zeit unterschätzt [Trickl et al. (2010)]. Mit dem hier entwickelten Lidar verfügt die UFS nunmehr über ein zusätzliches und besonders weitreichendes System zur Erforschung dieser Transportvorgänge.

7.3.2. Messung vom 11.02.2015 - erster Vergleich von Analog- und Photonen-zählmessung

Bei dieser Messung kam, als Ergänzung zum Transientenrekordersystem, erstmalig das 5 GHz-Photonenzählsystem zum Einsatz. Damit bestand die Möglichkeit, einen ersten Qualitätsvergleich zwischen dem Transientenrekordersignal und dem Photonenzählersignal durchzuführen. Das Photonenzählersignal wurde auf Zählintervalle von 100 ns eingestellt. Das entspricht Höhenintervallen von 15 m. Die Höhenintervalle waren somit doppelt so groß wie beim Transientenrekordersignal.

Vor der Messung wurden desweiteren die Justage des Graufilters und die Abdichtung des Wasserdampfkanals verbessert, um das Risiko von Einstreuungen, insbesondere aus dem Rayleigh-Kanal 307,925 nm, weiter zu verringern.

Die maximale Übertragungsrate vom Zählsystem zum Rechner ist nur ausreichend für ein Signal von maximal $18 \cdot 10^6$ Zählereignissen/s (im folgenden kürzer Counts/s). Bei der vorliegenden Messung wurden diese $18 \cdot 10^6$ Counts/s erst ab einer Höhe von etwa 4,2 km unterschritten. Deshalb wurde eine Verzögerung von mindestens $10 \mu s$, das entspricht 1,5 km über der Messstation, eingestellt, damit das Signal sicher unter der maximalen Übertragungsrate liegt.

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Abb. 73 dargestellt. Ab 4,2 km ergibt sich eine vollständige Kongruenz von Photonenzählersignal und Transientenrekordersignal, was die Zuverlässigkeit der Elektronik eindrucksvoll demonstriert. Oberhalb von 7,5 km Höhe zeigt sich auch eine gute Übereinstimmung mit den Vergleichsdaten. In diesem Bereich erfolgte die Kalibrierung der Lidar-Daten. Die Ursache für die Abweichungen unterhalb von 7,5 km ist nicht ganz klar. Die beiden Raman-Lidar-Signale weisen zwar wie die 3 Vergleichsdaten auf ein "Feuchteloch" bei etwa 4,7 km hin. Es ist aber deutlich schmaler und weniger tief als bei den Vergleichsdaten. Ein Messfehler durch Einstreuung von Licht aus einem der beiden Rayleigh-Kanäle wird wegen des sich abrupt ändernden Signalverlaufs als wenig wahrscheinlich angesehen. Denkbar sind Inhomogenitäten in der Wasserdampfverteilung zwischen der UFS und den beiden anderen Stationen. Zur Abklärung wurden Rückwärts-trajektorien mit dem HYSPLIT-Modell gerechnet. Sie ergaben aber keine klare Antwort. Es ist nicht auszuschließen, dass sowohl das NCEP-Modell als auch HYSPLIT hier bei der Interpolation an Grenzen stoßen.

Nach Glättung ließ sich mit beiden Signalen der Wasserdampf bis zu einer Höhe von 13,5 km nachweisen. Damit war fürs Erste keine Erhöhung der Reichweite beim Photonenzählersignal gegenüber dem Transientenrekordersignal gegeben. Eine Ursache hierfür ist, dass das

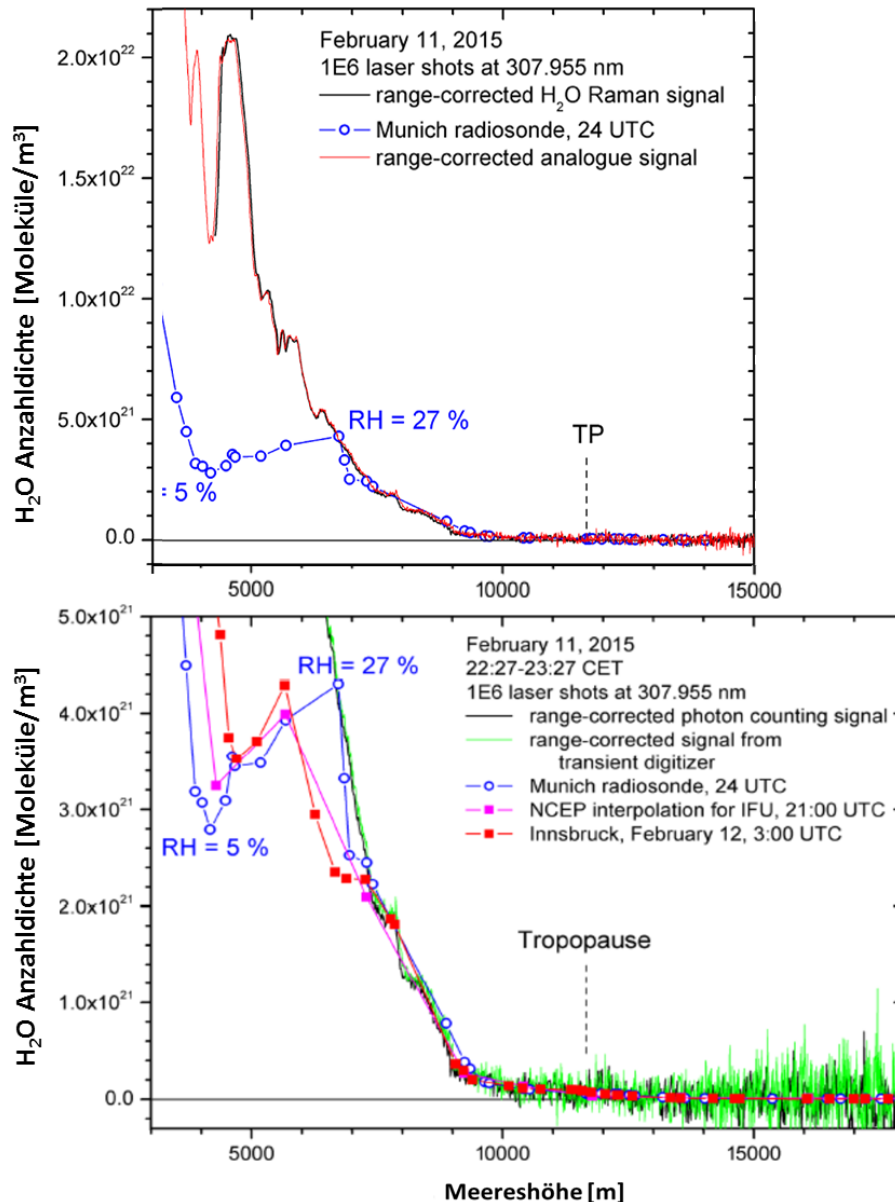


Abb. 73: Raman-Lidar-Messung vom 11.02.2015: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampfkanal) umgerechnet in Anzahldichte. TR und PC, Messende 22:27 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, keine Glättung. Zusätzlich sind die Vergleichsdaten eingetragen. Die Kalibrierung der beiden Signale auf die Anzahldichte erfolgt im Höhenbereich oberhalb 7,5 km anhand der Vergleichsdaten, da ab hier die 3 Vergleichssignale (RS München, RS Innsbruck und NCEP) untereinander übereinstimmen.

Rauschen beim Photonenzählersignal (Amplitude 7500 Zählereignisse/(Bin h)) hier kaum kleiner ist, und das trotz des doppelt so hohen Datenintervalls. Zur Erhöhung der Reichweite war es daher erforderlich, die Ursachen für den unerwartet hohen Rauschpegel, insbesondere beim Photonenzählersignal, herauszufinden und soweit wie möglich zu beseitigen.

7.3.3. Messung vom 01.07.2015 - extrem trockene Luft in der unteren Stratosphäre durch gefriergetrocknete Luft aus den Subtropen

7.3.3.1. Vorbereitende Maßnahmen und Randbedingungen

Die bis zum Frühjahr 2015 durchgeführten Messungen zeigen, dass sich Licht von außen, wie z.B. Licht der Leuchtanzeigen im Messabteil oder Außenlicht, welches sich in der weißbeschichteten Kuppel fängt, trotz provisorischer Abschirm-Maßnahmen in den Polychromator gelangt. Deshalb wurde vor der Messung am 1.7.2015 die Lichtabdichtung verbessert, und zwar mit noch akribischerer Abdeckung des Polychromators und besserer Ummantelung des Wasserdampfkanals, unter Einbeziehung von Blenden.

Für die Messungen vom 01.07.2015 gelten folgende Randbedingungen (Tab. 7.1):

- Messzeit: 1:55 - 2:52 CET, Messdauer: 57 min: klare Nacht mit annäherndem Vollmond; gegen Ende der Messung setzt bereits die Morgendämmerung ein.
- Pulsenergie des Lasers: 295 mJ bei 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 10^6 Pulse. Die Pulsenergie liegt hier deutlich unter dem bei der Messung vom 25.04.2013 eingestellten Wert von 425 mJ⁽³⁾. Aufgrund der längeren Messdauer und der höheren Pulsfolgefrequenz liegt die insgesamt emittierte Energie aber mit 302.670 J um den Faktor 7 höher als bei der Messung vom 25.04.2013. Die Gesamtenergie beträgt allerdings nur 55 % der Energie, die sich bei 1 h Messdauer im Rahmen der empfohlenen Betriebsparameter (Standardbetrieb für Wasserdampfmessung (Tab. 6.2) ergeben würde (548.100 J).
- Es werden die Kanäle 3 und 5 über Transientenrekorder und Photonenzähler sowie der Kanal 4 über Transientenrekorder aufgezeichnet, Tab. 7.1.

Als Vergleichsdaten werden die Radiosondenwerte vom MOHp und von München Oberschleißheim sowie die NCEP-Werte verwendet. DIAL-UFS-Werte stehen nicht zur Verfügung, da das DIAL zum Zeitpunkt der Messung defekt war.

7.3.3.2. Ergebnisse und Ausblick

Abb. 74 zeigt das bei der Messung am 01.07.2015 aufgezeichnete PC- und TR-Signal des Wasserdampfkanals. Das TR-Signal ist auf das Niveau des PC-Signals umskaliert. Als Folge der Lichtabdichtungsmaßnahmen ergibt sich eine deutliche Reduktion des Untergrunds. Beim PC-Signal beträgt er nurmehr etwa 150 Zählereignisse gegenüber 7.500 bei der Messung vom 11.02.2015 und ist damit auf 1/50 verringert. Bemerkenswert ist, dass dieser niedrige Untergrund erzielt wird, obwohl zur Messzeit beinahe Vollmond vorlag. Insgesamt erstreckt sich das PC-Signal über 5 Dekaden. Infolge der Verzögerung zur Begrenzung der Signalzählrate beginnt es allerdings erst bei 3 km oberhalb der Messstation (7.3.2.).

Beim TR-Signal ergibt sich im Vergleich zur Messung vom 11.02.2015 eine Reduktion des Rauschpegels auf 1/5. Er liegt damit allerdings um den Faktor 10 über dem des PC-Signals. Trotz eines Analogpeaks von nur 3 mV erstreckt sich das Analogsignal über 4 Dekaden.

⁽³⁾Im Nachhinein stellte sich heraus, dass die niedrige Pulsenergie durch eine Trübung des Austrittsfensters der Pumpkammer des Lasers bedingt war.

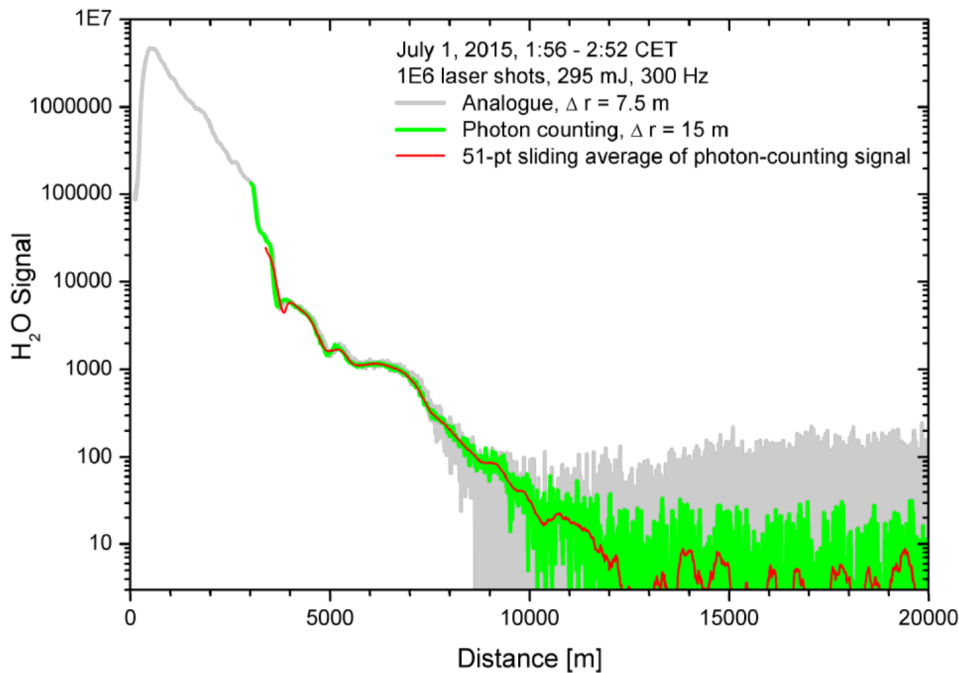


Abb. 74: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Korrigiertes PC- und TR-Signal des Wasserdampfkanals. Das TR-Signal ist auf das Niveau des PC-Signals umskaliert. Der Rauschpegel des PC-Signals beträgt nur 1/10 des Rauschpegels des TR-Signals und bleibt bis 120 km konstant und symmetrisch.

Hier zeigt sich erstmals während des Betriebs des Raman-Lidars der Vorteil des Photonen-zählens, wobei die Rauschamplitude umgerechnet einer Analogspannung von nur 15 nV entspricht. Das TR-Signal ist zudem bei 8 - 13 km leicht gestört. Der Unterschwinger trat erst nach Einbau der Diskriminatorweiche ein und wird somit auf eine damit verbundene Fehlanpassung zurückgeführt.

Bis zum Sichtbarwerden des Rauschpegels bei 7,5 km stimmen die beiden Signale sehr gut überein. Um die jeweiligen signalspezifischen Stärken zu nutzen und gleichzeitig deren Schwächen zu vermeiden, wurde für die weitere Auswertung eine Signalkoppelung vorgenommen: Bis zu einer Entfernung von 3 km gilt das umskalierte TR-Signal und darüber das PC-Signal.

Das gekoppelte Wasserdampfsignal sowie das zugehörige Stickstoffsignal sind in Abb. 75 dargestellt. Für den Stickstoffkanal ist hier nur das Transientenrekordersignal vorhanden. Zur Anpassung an das Photonen-zählerniveau erfolgt eine Umskalierung mit dem Signalverhältnisfaktor Kanal 5_PC/Kanal 5_TR. Zudem erfolgt hier eine verstärkte höhenabhängige Mittelung mit einer zusätzlichen 11 pt-Glättung ab 12 km ansteigend bis 161 pt ab 21 km.

Beim Wasserdampfsignal ergeben sich wieder Strukturen, die die Inhomogenität der Wasserdampfverteilung aufzeigen, aber auch darauf hinweisen, dass hier im Wesentlichen keine Streuung an der bezüglich Dichte gleichmäßig abfallenden Luft vorliegt. Allerdings macht sich mit steigender Höhe ab ca 12 km ein in zunehmendem Maße störendes Signalrauschen bemerkbar, das über eine entsprechend starke höhenabhängige Glättung ausgeglichen wird. Die Signalreichweite von etwa 21 km ist bereits deutlich höher als bei den vorhergehenden Messungen. Die Maxima der beiden Kanäle befinden sich jeweils bei etwa 3,5 km und zeigen auf, dass unter dieser Höhe die Überlappungsfunktion zwischen Laser-

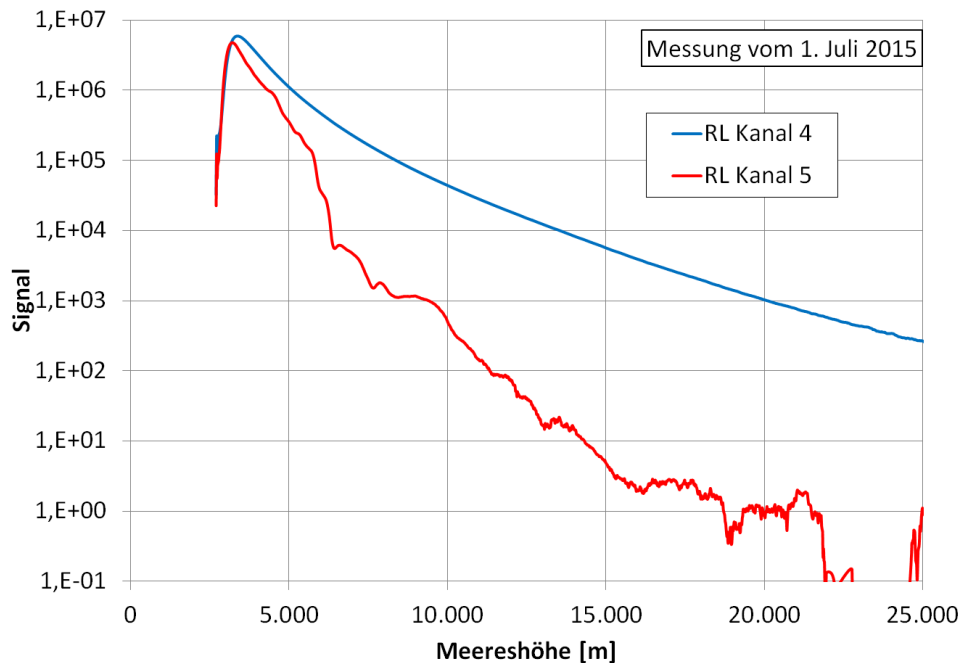


Abb. 75: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampf- und Stickstoffkanal). Wasserdampfkana: PC und unterhalb 5,675 km TR umskaliert, Stickstoffkanal: TR umskaliert, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 11-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung beim Wasserdampfsignal mit 11 pt ab 12 km ansteigend bis 161 pt ab 21 km.

Strahl und Empfangsteleskop immer kleiner wird und deshalb hier keine brauchbaren Wasserdampfergebnisse zu erwarten sind.

Abb. 76 zeigt das aus den beiden Signalen bestimmte Wasserdampfmischungsverhältnis. Als Vergleichswerte stehen die Radiosondendaten München 0 UTC und MOHp 5:07 UTC sowie die NCEP-Werte zur Verfügung. Sie sind ebenfalls in Abb. 76 dargestellt. Zur besseren Einordnung der Messwerte sind außerdem die Niveaus von umgerechnet 50 ppm und von 5 ppm Volumenmischungsverhältnis eingezeichnet, als typische Werte im Tropopausenbereich bzw. der unteren Stratosphäre [Scherer et al. (2008)].

Im Höhenbereich von 3,5 km bis etwa 14 km besteht im Mittel eine relativ gute Übereinstimmung zwischen den Radiosondendaten München und MOHp. Deshalb werden beide auch für die Kalibrierung verwendet. Im Detail zeigen sich allerdings erhebliche Unterschiede, was wiederum die enorme Variabilität des Wasserdampfs in Raum und Zeit belegt. Über 14 km liefert die Radiosonde München 0 g/kg. Durch die grobe Digitalisierung in Schritten von 1 % relativer Feuchte ist hier die Auflösungsgrenze der Sonde erreicht. Es herrscht hier aber bis 21 km eine meist gute Übereinstimmung zwischen den Radiosondendaten MOHp und den NCEP-Werten.

Die aus dem Wasserdampf- und dem Stickstoffsignal ermittelten Wasserdampfwerte stimmen bis 6,5 km recht gut mit den MOHp-Daten überein. Darüber, bis 14 km, herrscht eine meist gute Übereinstimmung mit den Werten der Radiosonde München. Darüber, bis 21 km, besteht eine weitgehende Übereinstimmung mit MOHp und NCEP. Oberhalb 21 km liefert diese Lidarmessung keine plausiblen Wasserdampfwerte mehr.

Insgesamt ist das erzielte gute Ergebnis eine Bestätigung dafür, dass die Koppelung von Transientenrekorder- und Photonenzählersignal eine entscheidende Maßnahme darstellt,

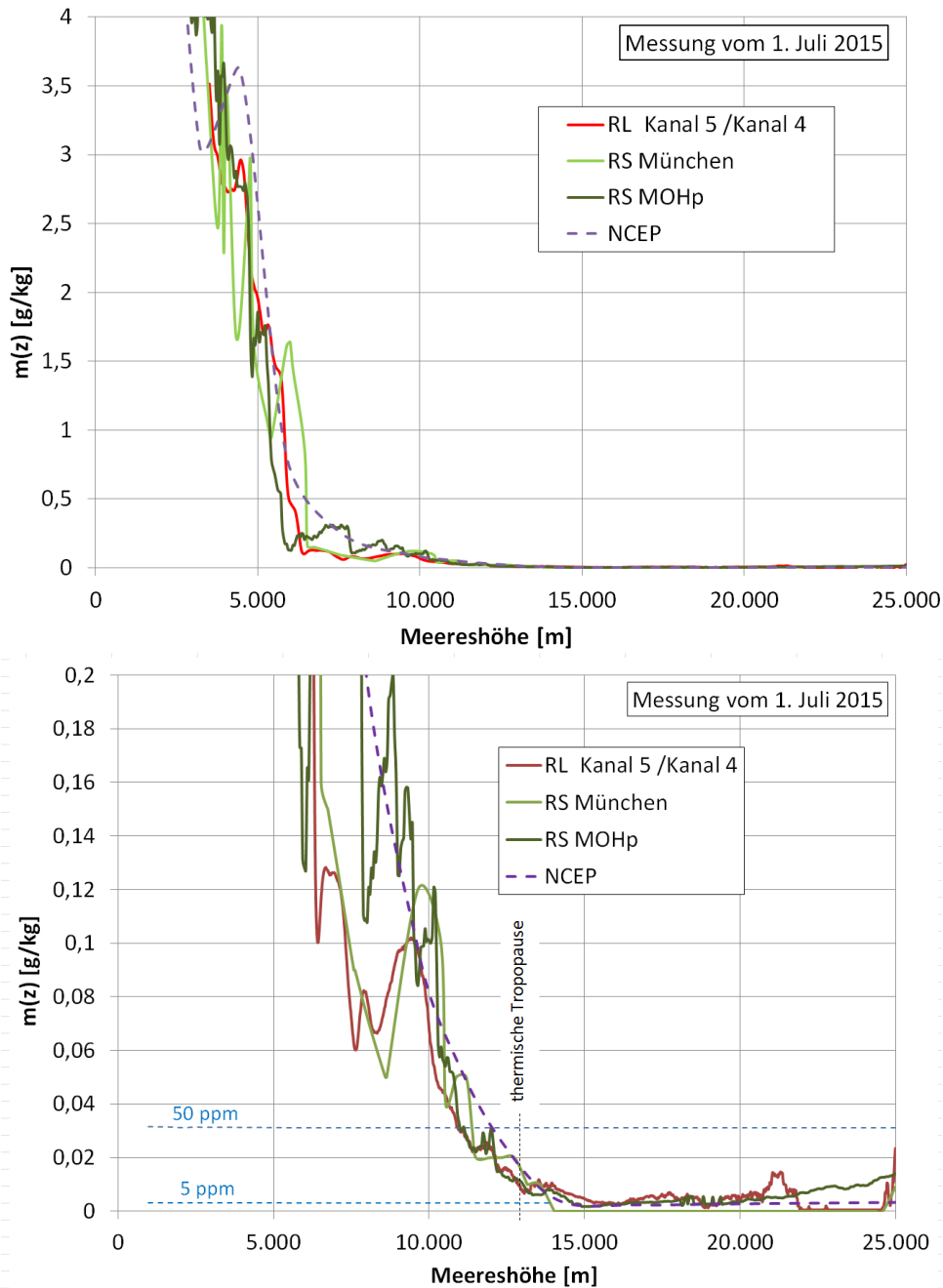


Abb. 76: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des Wasserdampfmischungsverhältnisses über der Höhe im Vergleich zu RS München (0 UTC) und Hohenpeißenberg (5:07 UTC) sowie NCEP-Daten für den Standort UFS (2 UTC). Des Weiteren sind die Niveaus von 50 ppm, typisch für den Tropopausenbereich, und 5 ppm Volumenmischungsverhältnis, typisch für die untere Stratosphäre, eingezeichnet.

um Atmosphärendaten in einem möglichst ausgedehnten Höhenbereich bestimmen zu können. Die in den Simulationen gezeigten Signalpegel um 100 Counts (Abb. 22) verlangen einen Untergrund von deutlich unter 5 Counts für die angestrebte Reichweite von 25 bis 30 km. Dass dieser geringe Untergrund mit den verwendeten PMT möglich ist, zeigt die zeitgleich aufgezeichnete Messung mit Kanal 3 (Rayleigh-307,925 nm). Hier beträgt der Untergrund nur 0-4 Counts, siehe 7.6.1.. Damit das volle Potential des Photonenzählens ausgenutzt werden kann, sollte aber bei zukünftigen Messungen der Rauschpegel noch weiter abgesenkt werden. Hierfür bietet sich an, die Lichtabdichtungsmaßnahmen noch weiter zu

optimieren sowie den Polychromator mit dem vorgesehenen Kasten abzudecken. Auch ein größerer zeitlicher Abstand zur Dämmerung und die Vermeidung von Mondlicht können hier einen Beitrag leisten. Insbesondere eine Verkleinerung der Polychromatoröffnung bietet sich an, da diese für eine größere Flexibilität beim Justieren des Strahlengangs im Dunklen noch bei 4 cm × 4 cm lag. Bei nachfolgenden Messungen konnte die Öffnung auf 4 mm × 8 mm verkleinert werden, was zu einem Rauschen von nur 3 - 4 Counts in den 7,5 m-Bins während 1 h Messdauer führte [Klanner et al. (2021)].

Mit Hilfe der beschriebenen Maßnahmen und bei voller Laser-Leistung wird sich die Reichweite für die Wasserdampfbestimmung über die hier erzielten 21 km hinaus steigern lassen.

7.3.3.3. Interpretation der Ergebnisse - extrem trockene Luft in der unteren Stratosphäre durch gefriergetrocknete Luft aus den Subtropen - schwere Testbedingungen für das Lidar

Die Wasserdampfmischungsverhältnisse im Tropopausenbereich liegen in der Regel in der Größenordnung von etwa 50 ppm [Trickl et al. (2014)]. Typische Mischungsverhältnisse ober-

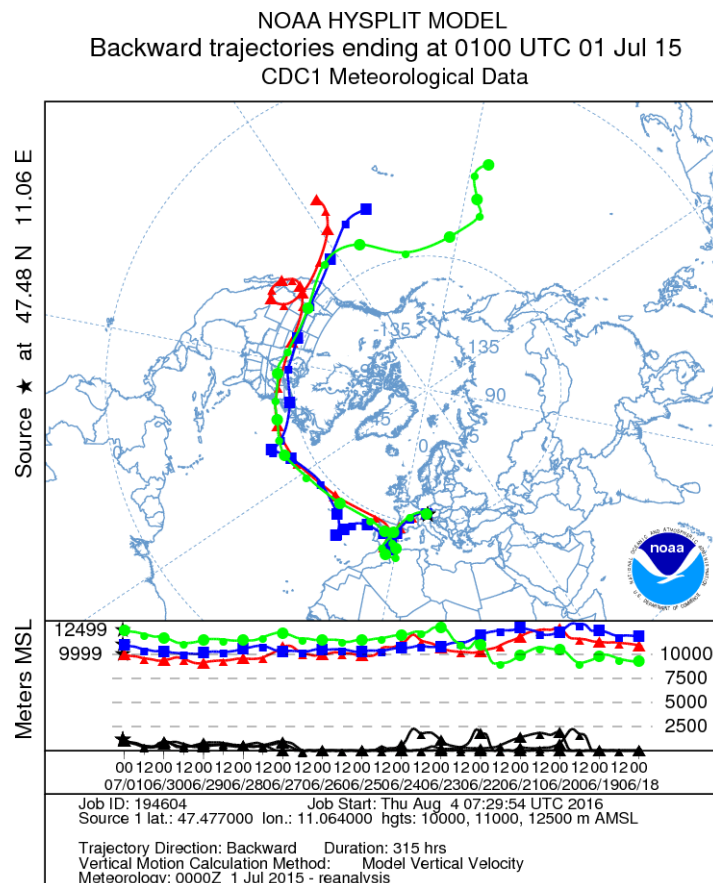


Abb. 77: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Hysplit-Trajektorien zur Bestimmung der Herkunft der trockenen Luftmassen an der unteren Tropopausengrenze (9.999 m) und nahe der thermischen Tropopause (12.744 m), die noch in die untere Stratosphäre reichen [Fromm et al. (2010)].

halb dieser sogenannten Mischungszone liegen dann bei 4 bis 5 ppm (z.B. [Hurst et al. (2011)]). Diese niedrigen Werte werden von Brewer (1949) erklärt durch den Antransport von Feuchte aus den Tropen, wo aufgrund der hohen Tropopause (bis 18 km) sehr niedrige

Temperaturen vorliegen und es daher zu Gefriertrocknung kommt. Ein etwas differenzierteres Bild beschreibt [Rosenlof (2003)].

Die Messung mit dem UFS-Raman-Lidar am frühen 01.07.2015 (Abb. 76) zeigt bereits an der thermischen Tropopause (12.744 m) ein Mischungsverhältnis von nur 0,008 g/kg ($\hat{=}$ 12 ppm). Auch im Bereich zwischen 15 und 16 km herrschen mit ca. 0,0006 bis 0,0013 g/kg ($\hat{=}$ 1 bis 2 ppm) sehr trockene Verhältnisse. Rückwärtstrajektorien mit HYSPLIT (Abb. 77, Abb. 78) zeigen einen Antransport aus südlicheren Breiten im Tropopausenbereich. Es wird somit vermutet, dass hier gefriergetrocknete Luft mindestens aus den Subtropen vorliegt, ähnlich wie bei [Durry et al. (2002)].

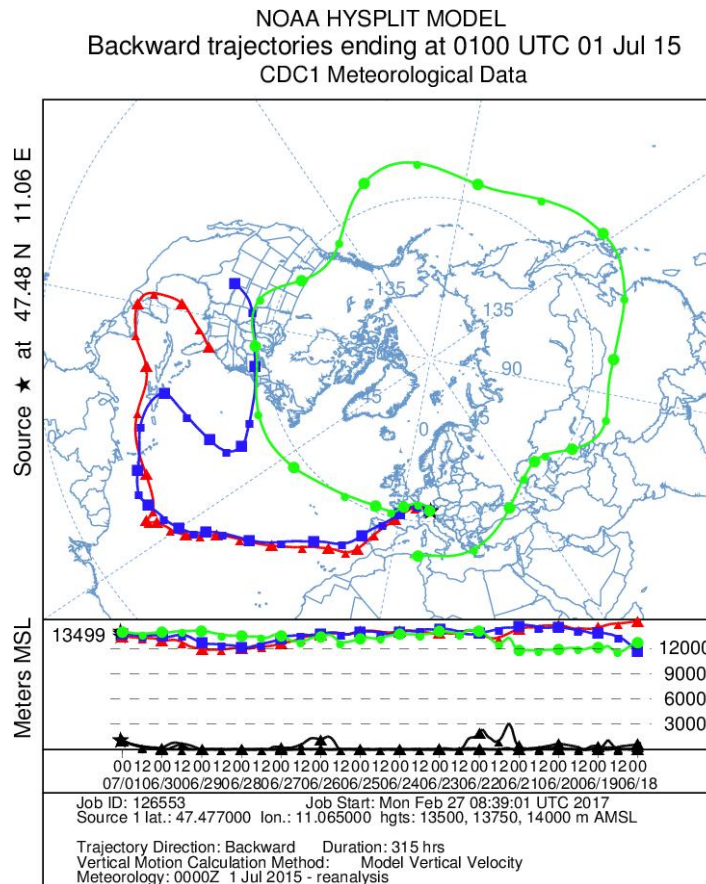


Abb. 78: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Hysplit-Trajektorien zur Bestimmung der Herkunft der trockenen Luftmassen an der oberen Tropopausengrenze (13.499 m).

Diese Trockenheit stellt für das Lidar derzeit noch eine besondere Herausforderung dar. Das Beispiel belegt jedoch, dass nach der geplanten Reduktion des konstanten Lichtuntergrunds sehr empfindliche Messungen in der Stratosphäre möglich sein sollten. Interessant ist dann auch der gegenteilige Fall, wenn durch Aufwärtstransport von feuchter Luft in sogenannten "Warm Conveyor Belts" feuchte Filamente in der Stratosphäre beobachtet werden könnten [Stohl (2001)].

7.4. Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 353,11 nm

Die Bestimmung der Temperatur aus Lidarmessungen ist eine außerordentlich anspruchsvolle Aufgabe. So bedeutet beispielsweise die angestrebte Messgenauigkeit von ≤ 1 K bei

einem Temperaturpegel von 300 K eine Messunsicherheit von nur $\leq 0,33\%$. Daher ist ein Maximum an Signalqualität erforderlich.

Die Bestimmung der Temperatur erfolgt über ein Rechenprogramm auf Basis der in 5.2. hergeleiteten Formeln. Eingabegrößen sind das Rohsignal, die Referenzhöhe mit der zugehörigen Luftdichte, der Extinktionswert infolge Streuung an allen Molekülen gemäß Tab. 5.1, die Höhenauflösung sowie die Starthöhe mit dem zugehörigen Luftdruck. Die Temperaturberechnung erfolgt in 3 Schritten:

1. Rohsignalkorrektur (einschließlich Signalglättung)
2. Dichtebestimmung (aus dem korrigierten Signal)
3. Temperaturbestimmung (aus der Dichte)

Vom MOHp wurden dankenswerter Weise ein untergrundkorrigiertes 353 nm-Rayleigh-Rückstreusignal sowie das daraus ermittelte Temperaturprofil zur Verfügung gestellt. Damit bestand die Möglichkeit, das Datenanalyseverfahren zu testen. Das Ergebnis dieses Tests ist in Abb. 79 dargestellt. Es zeigt sich, dass das nach Eingabe des MOHp-Lidar-Signals

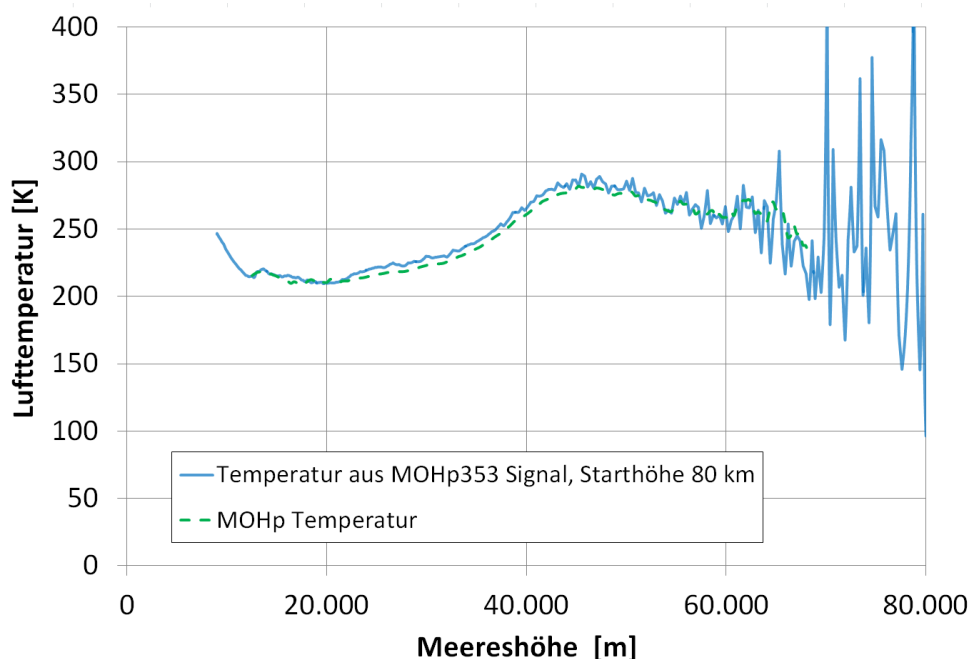


Abb. 79: Vergleich des aus dem MOHp-353-Signal über das Datenanalyseverfahren berechneten Temperaturprofils mit dem vom MOHp mitgeteilten Temperaturprofil (MOHp-Lidar-Messung vom 24/25.04.2013, 22:14:46 bis 02:19:10).

in das Rechenprogramm gewonnene Temperaturprofil gut mit dem MOHp-Temperaturprofil übereinstimmt. Damit ist die Richtigkeit des Datenanalyseverfahrens nachgewiesen. Der minimale Restunterschied kann eventuell auf Unterschieden in der Kalibrierung beruhen.

7.4.1. Messung vom 25.04.2013

Die für die Messung geltenden Randbedingungen sind aus 7.3.1.1. ersichtlich. Die Aufzeichnung der Messdaten erfolgte über den Transientenrekorder.

Das untergrundkorrigierte Messsignal ist in Abb. 80 dargestellt. Zum Vergleich sind auch das MOHp-Lidar-Signal aus derselben Nacht (gültig ab 18 km) sowie das aus Radiosonden- und NCEP-Daten simulierte Rückstreusignal eingetragen. Im Bereich zwischen 10 km und 38 km ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Vergleichssignalen. Darüber, bis zum Ende des Messbereichs bei 54 km, zeigen sich allerdings auch kleinere Abweichungen sowie ein erhöhter Rauschpegel. Der Messbereich des Transientanrekorders war in der ersten Testphase durch eine viel zu frühe Triggerung direkt vom Laser aus begründet, siehe 7.1.2.1.. Unterhalb von 10 km bestehen in zunehmendem Maß Abweichungen zum simulierten Signal. Daraus ist zu schließen, dass der Messkanal im Nahbereich nicht optimal justiert war. Generell ist die Nahbereichsjustage anspruchsvoll, da der riesige Teleskopspiegel auf die kleinen Detektoren abzubilden ist.

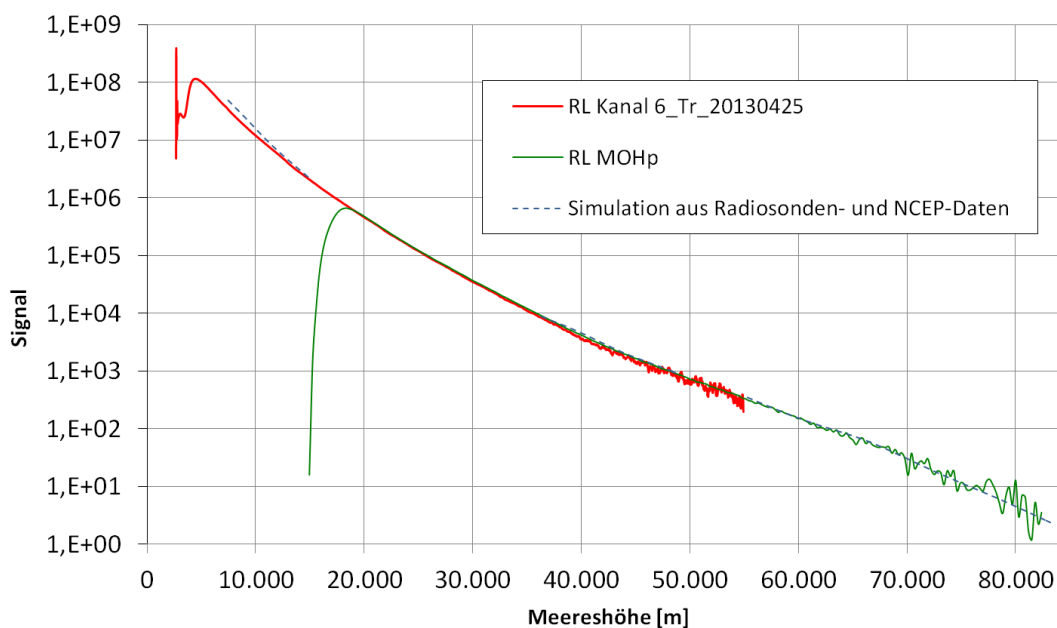


Abb. 80: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, Konversionsrate 8,9 % (vgl. Abb. 55), 27-pt-Glättung. Die simulierte Vergleichskurve basiert auf Messdaten der gleichen Nacht.

Die aus dem Kanal 6-Signal berechnete Dichte ist in Abb. 81 dargestellt. Auch hier ergibt sich bis 38 km eine sehr gute und darüber bis 54 km eine weitgehend gute Übereinstimmung mit den Vergleichsdaten.

Der aus dem Dichteverlauf ermittelte Temperaturverlauf ist aus Abb. 82 ersichtlich. Im Bereich zwischen 9 km und 52 km ergibt sich eine weitgehend gute Übereinstimmung mit der Vergleichstemperatur. Die Abweichungen liegen überwiegend unter 2 K. Oberhalb von 38 km treten allerdings auch Abweichungen bis zu 10 K auf. Die zunehmenden Abweichungen unter 10 km dürften auf die nicht optimale Justage im Nahbereich zurückzuführen sein. Die Abweichungen oberhalb von 38 km lassen sich mit den hier auftretenden kleinen Dichteabweichungen erklären, die wiederum eine Folge der kleinen Signalabweichungen und des Rauschpegels sind. Trotz der massiven Beschränkungen hinsichtlich Laser-Leistung, Rauschen und Messdauer ist dies die größte in dieser Arbeit erzielte Höhe für eine Temperaturauswertung. Dies belegt die Wichtigkeit der Messungen bei 353,11 nm.

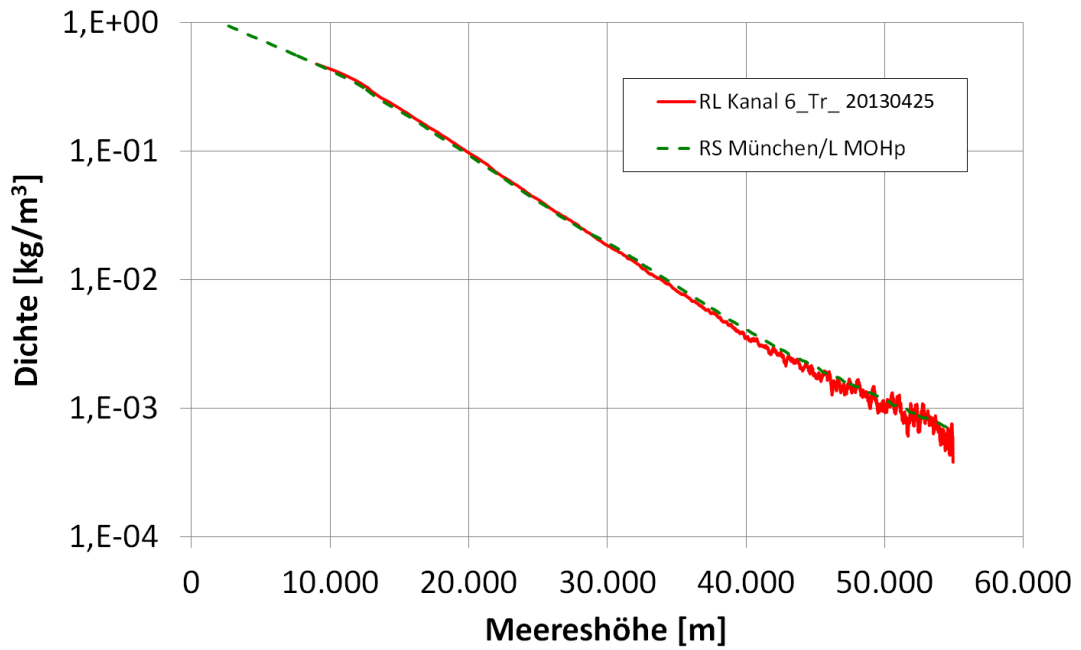


Abb. 81: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Dichteverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). Im Bereich bis 30 km ist die Vergleichsdichte aus den Radiosondendaten München berechnet, oberhalb aus dem Lidar-Messungen des MOHp.

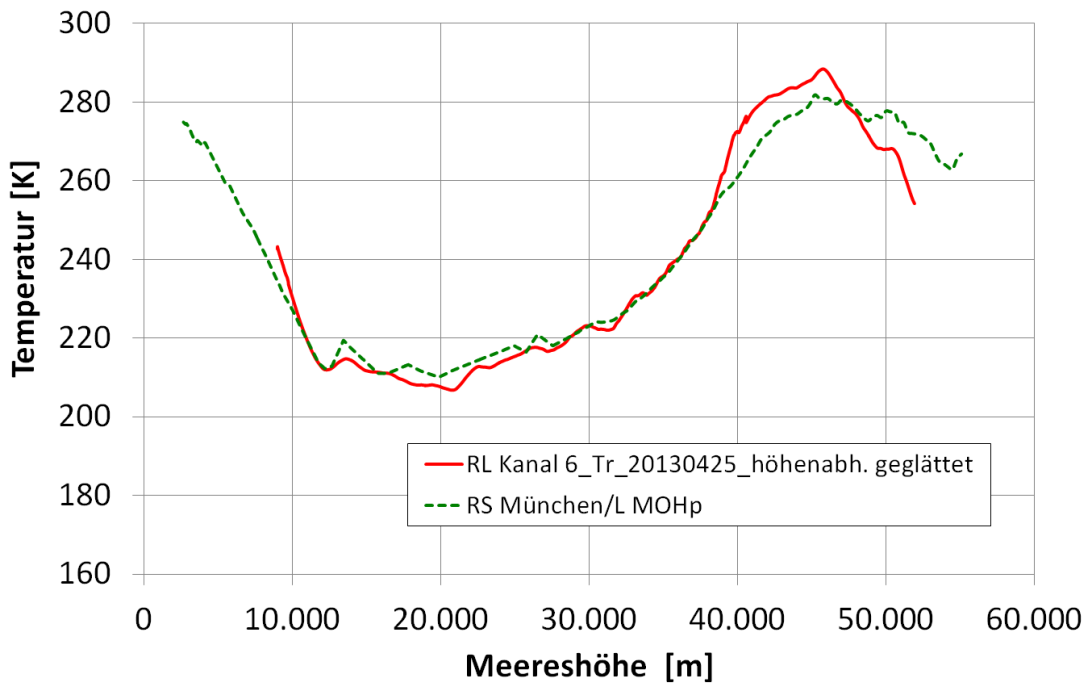


Abb. 82: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). Zum Vergleich bis ca. 30 km die Temperatur der RS München, oberhalb die Temperatur aus der Messung des MOHp.

7.4.2. Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 353,11 nm

Die Auswertung der Folgemessungen (Tab. 7.1) ergab, dass hier die Konversionsraten mit $< 0,5\%$ viel zu niedrig waren. Deshalb weisen die Kanal 6-Signale dieser Messungen keine befriedigenden Reichweiten auf. Um bei zukünftigen Messungen die bereits bei den Komponententests nachgewiesenen Konversionsraten (Abb. 55) stabil zu erreichen, sollte versucht werden, die Energiedichte im Fokus der Raman-Zelle zu erhöhen. Gemäß 6.3. bietet sich dafür an, eine Fokussierlinse mit 1,75 m Brennweite anstelle 2 m Brennweite zu verwenden. Für die Wellenlänge 353,11 nm ist eine Energie zwischen 10 und 20 mJ/Puls anzustreben (Tab. 6.2). Diese Energien sind niedrig genug, sodass ihre Fluktuationen und Driften nicht die Energiestabilität für die Kalibrierung des Wasserdampfsignals beeinflussen. Bei Übergang auf Standardbetrieb mit 300 Hz würde sich bei 1 h Messdauer die Sendeenergie und damit auch das Kanal 6-Messsignal um den Faktor

$$\frac{(\text{Pulsenergie} \cdot \text{Konversionsrate} \cdot \text{Pulsfrequenz} \cdot \text{Messdauer})_{\text{Standardbetrieb 300 Hz}}}{(\text{Pulsenergie} \cdot \text{Konversionsrate} \cdot \text{Pulsfrequenz} \cdot \text{Messdauer})_{20130425}} =$$

$$= \frac{0,435 \cdot 0,057 \cdot 300 \cdot 60}{0,425 \cdot 0,089 \cdot 100 \cdot 16,7} \approx 7 \quad (7.3)$$

gegenüber den Werten vom 25.04.2013 erhöhen. Durch eine Koppelung des TR-Signals mit dem PC-Signal erhöht sich die Auswertbarkeit um eine weitere Zehnerpotenz. Wie später gezeigt wird, spielt auch die Stärke des Hintergrundlichts eine wichtige Rolle. Insgesamt ergibt sich so eine Erhöhung der Auswertbarkeit, die einer Vergrößerung des Messsignals um den Faktor 70 entspricht. Damit würde das Messsignal mit einer für die Temperaturbestimmung ausreichenden Genauigkeit die angestrebte Reichweite von 80 km erreichen (Abb. 83).

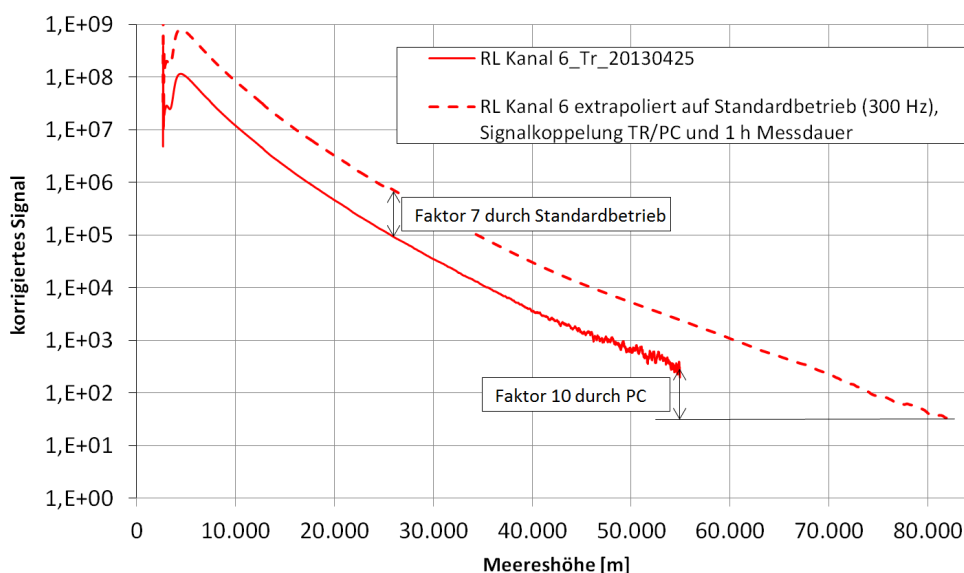


Abb. 83: Extrapolierte Signalerhöhung beim Rayleigh-Kanal 353,11 nm durch Übergang auf Standardbetrieb mit 300 Hz gemäß Tab. 6.2, Signalkoppelung TR/PC und 1 h Messdauer.

Im Rahmen der Weiterentwicklung der Anlage nach 2015 [Klanner et al. (2021)] zeigte sich, dass unter den gegebenen Umständen trotz vieler Verbesserungsmaßnahmen letztlich

keine wirklich verlässliche Emission bei der Referenzwellenlänge erzeugt werden konnte. Deshalb wurde 2018 die Raman-Zelle entfernt und zur Etablierung der Referenzwelle ein Einmoden-Nd:YAG Laser (Wellenlänge 355 nm, Pulsenergie 160 mJ bei 20 Hz) in die Sendeanlage eingebaut. Erste Messungen bestätigen, dass mit dieser Verbesserung nunmehr das gesetzte Ziel, mit der Anlage Temperaturprofile innerhalb einer Stunde bis mindestens 80 km messen zu können, erreicht ist.

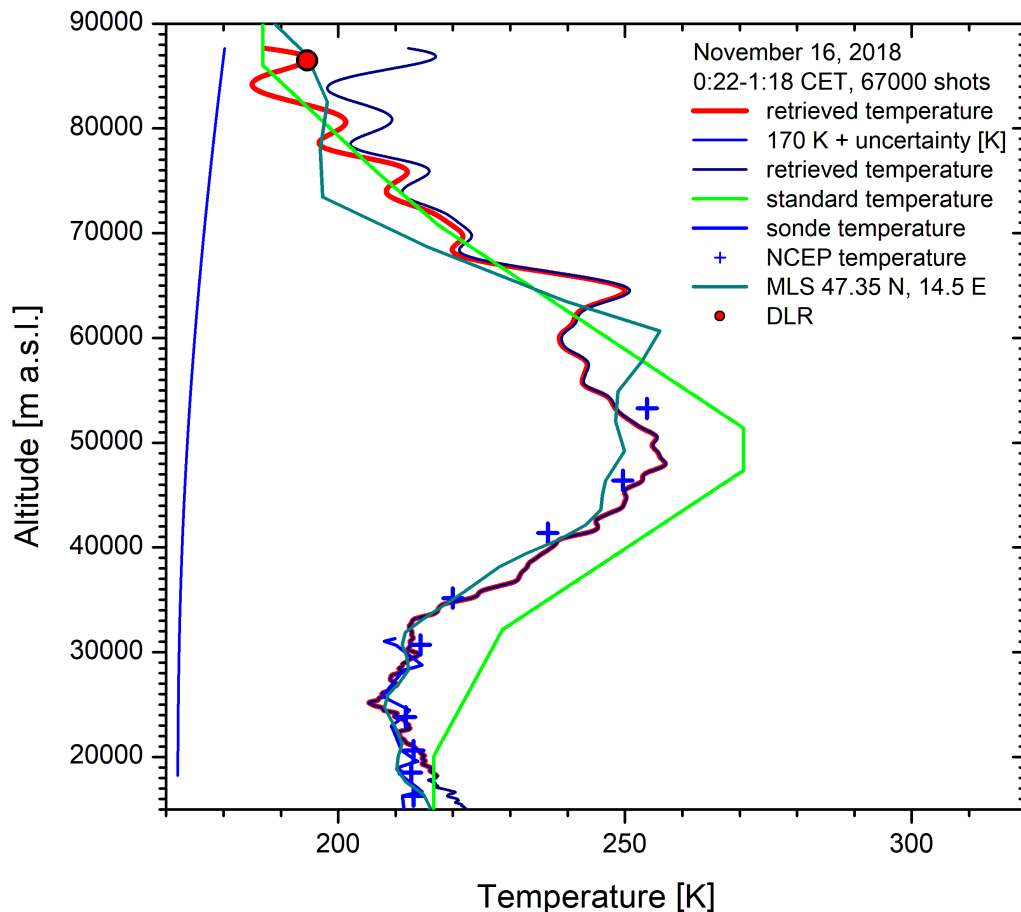


Abb. 84: Temperaturprofil bis 89 km, ermittelt aus dem Rayleigh Rückstreusignal 355 nm (weiterentwickelte Anlage mit Einmoden-Nd:YAG Laser statt Raman-Zelle), [Klanner et al. (2021)]. Vergleichsdaten: U.S. Standard Atmosphere 1977, Radiosonde München, MLS: Microwave Limb Sounder, DLR: Temperaturmessung des GRIPS-Spektrometers des DLR an der UFS.

Abb. 84 zeigt die Messung vom 16. November 2018, bei der die Reichweite der Temperaturmessung 89 km betrug. Die Initialisierung der Temperatursauswertung (rote Kurve) erfolgte bei 89 km mit Daten der U.S. Standard Atmosphere 1977 (gelbgrüne Kurve). Eine zweite Initialisierung bei 212 K (blaue Kurve) konvergiert nach ca. 15 km Abwärtsinversion zur roten Kurve. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit NCEP und den Radiosondendaten München. Auch mit dem Microwave Limb Sounder (MLS, blaugrüne Kurve) stimmen die Temperaturwerte recht gut überein, trotz einer im Vergleich zur UFS um $3,5^\circ$ nach Osten verschobenen Satellitenbahn. Der rote Temperaturpunkt "DLR" stammt aus einer zeitgleichen Messung des GRIPS-Spektrometers des DLR an der UFS [Schmidt et al. (2013)]. Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Rayleigh-Streuung im Wellenlängenbereich um 353 nm besonders gut zur Bestimmung von Temperaturprofilen bis zu großen Höhen geeignet ist: Infolge der fehlenden Lichtabsorption durch Ozon sowie der vergleichsweise

großen Signalstärke sind hier wesentliche Randbedingungen für eine große Reichweite und eine gute Messgenauigkeit gegeben.

7.5. Temperaturbestimmung mit dem Stickstoffkanal

Die Ermittlung der Temperatur erfolgt analog zu den in 7.4. beschriebenen Schritten Signalkorrektur, Dichtebestimmung und Temperaturbestimmung. Zusätzliche Eingabegröße ist die Ozonverteilung.

7.5.1. Messung vom 25.04.2013

Die für die Messung geltenden Randbedingungen sind in 7.3.1.1. angeführt. Für die Ozonverteilung werden bis 30 km die aus dem Verhältnis der beiden Rayleigh-Signale ermittelten Werte (7.8.1.) verwendet. Darüber weichen diese Werte allerdings erheblich von den Vergleichswerten ab, sodass für Höhen oberhalb von 30 km auf die LOWTRAN-Daten zurückgegriffen wurde. Die Aufzeichnung der Messdaten erfolgte über den Transientenrekorder. Das untergrundkorrigierte Messsignal ist in Abb. 85 dargestellt. Zum Vergleich sind auch das entsprechende aus den Radiosonden- und NCEP-Daten simulierte Signal sowie das 353,11 nm-Rayleigh-Signal eingetragen. Die Stickstoffsignale sind deutlich schwächer als das Rayleigh-Signal. Das liegt in erster Linie daran, dass der Rückstreukoeffizient um fast

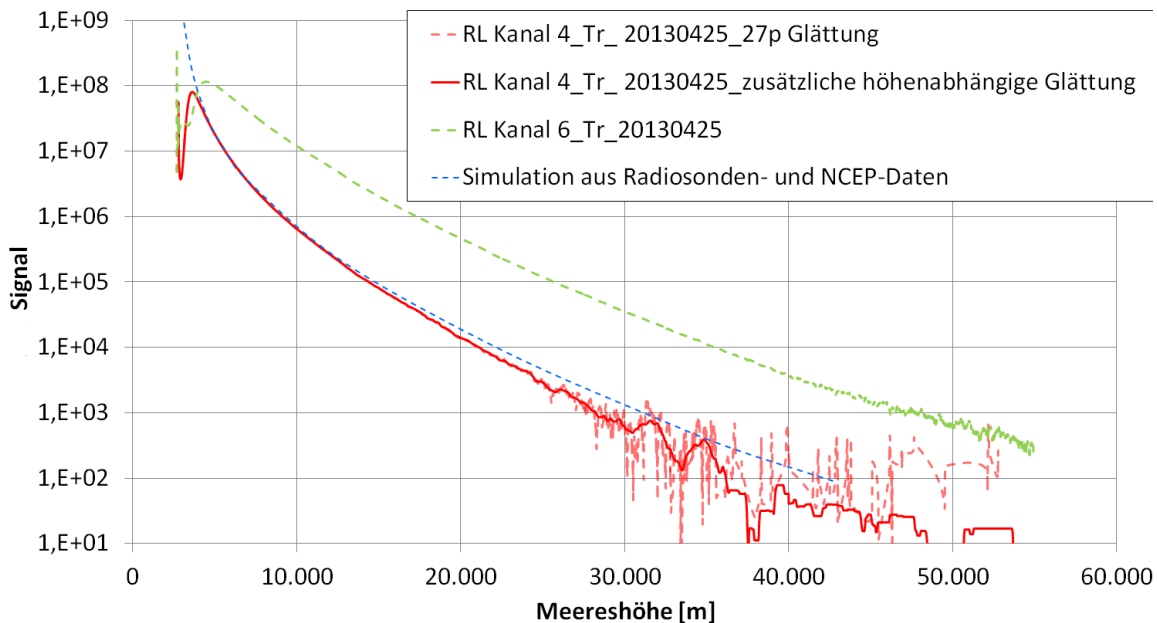


Abb. 85: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km. Zum Vergleich eine Simulation auf Basis der RS München und NCEP-Daten vom selben Tag 00 UTC.

drei Zehnerpotenzen kleiner ist, aber auch an der Extinktion infolge der Absorption durch Ozon. Bereits ab 25 km macht sich beim gemessenen Stickstoffsignal ein deutliches Rauschen bemerkbar, das über der Höhe weiter zunimmt. Zusätzlich zeigt dieses Signal ab dieser Höhe Schwankungen, die auch durch die höhenabhängige Glättung nicht beseitigt wer-

den. Der Signalabfall über der Höhe ist ab etwa 15 km stärker als beim simulierten Signal. Ab dieser Höhe nimmt die Ozonkonzentration deutlich zu und damit steigt deren Einfluss auf das Signal. Somit ist ein Unterschied zwischen der tatsächlichen und der bei der Simulation verwendeten Ozonverteilung ein möglicher Grund für den Unterschied zwischen dem gemessenen und dem simulierten Signal. Als weiterer Grund kommt ein anlagenbedingter Signalverlust in Frage.

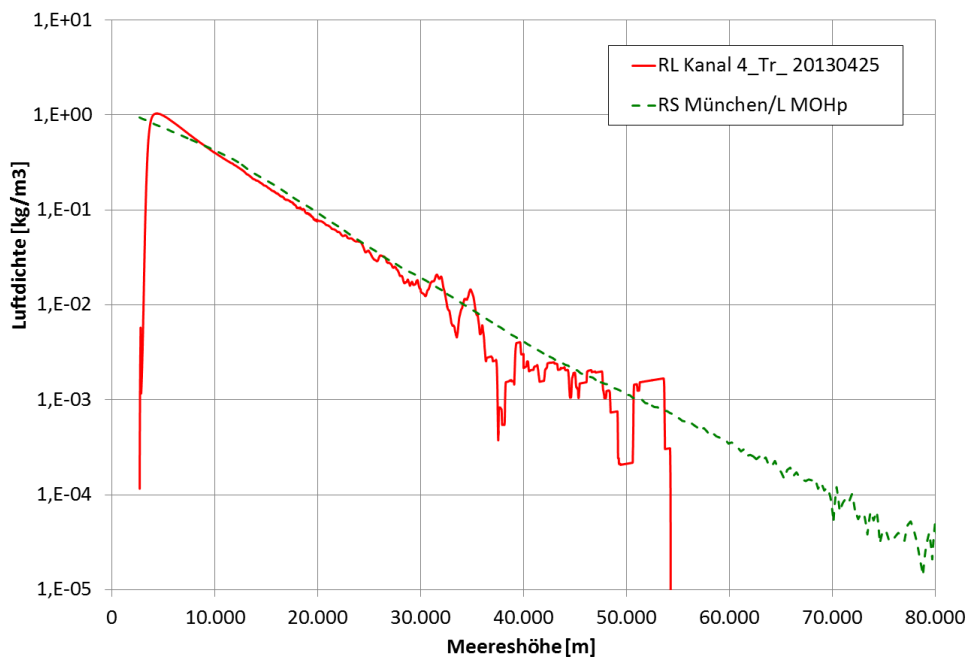


Abb. 86: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Dichteverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und der MOHp-Lidar-Messung von derselben Nacht.

In Abb. 86 ist die aus dem korrigierten Stickstoffsignal ermittelte Dichte dargestellt. Vom Trend her stimmt das Dichteprofil bis 30 km gut mit dem Vergleichsdichteprofil überein. Unterhalb der Referenzhöhe (9 km) ist die aus dem Stickstoffkanal ermittelte Dichte etwas höher als die Vergleichsdichte (bis zu 15%). Aufgrund des Rechenverfahrens entspricht die Dichte an der Referenzhöhe genau der Vergleichsdichte. Über 10 km liegt sie etwas unter den Vergleichswerten. Bis 25 km liegen die Abweichungen zwischen 0% und -11%. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen sind eine zu geringe Extinktionskompensation, insbesondere durch eine zu niedrig angesetzte Ozonkonzentration, und/oder ein etwas zu kleines Messsignal infolge eines anlagenbedingten Signalverlusts. Möglicherweise könnte auch eine Erhöhung der Referenzhöhe zu einem verbesserten Dichteergebnis führen (7.1.4.).

Der Einfluss der Ozonkonzentration lässt sich aus Abb. 87 abschätzen. Hier sind die Kompensationsfaktoren (Gl. 5.37) über der Höhe dargestellt. Sie geben an, um welche Faktoren sich die Dichte infolge der Kompensation der Extinktionen gegenüber der ohne Kompensation ermittelten Dichte erhöht. Es zeigt sich, dass der ozonrelevante Faktor bis auf 3,2 ansteigt und damit deutlich größer ist als der Faktor zur Kompensation der Extinktion infolge Streuung an allen Molekülen, der hier maximal 1,07 erreicht. Die Ozonkonzentration hat demnach einen erheblichen Einfluss: Ein Fehler bei der Ozonkonzentration von 20% würde den Kompensationsfaktor um bis zu 12,5% verändern. Deutliche Abweichungen von der tatsächli-

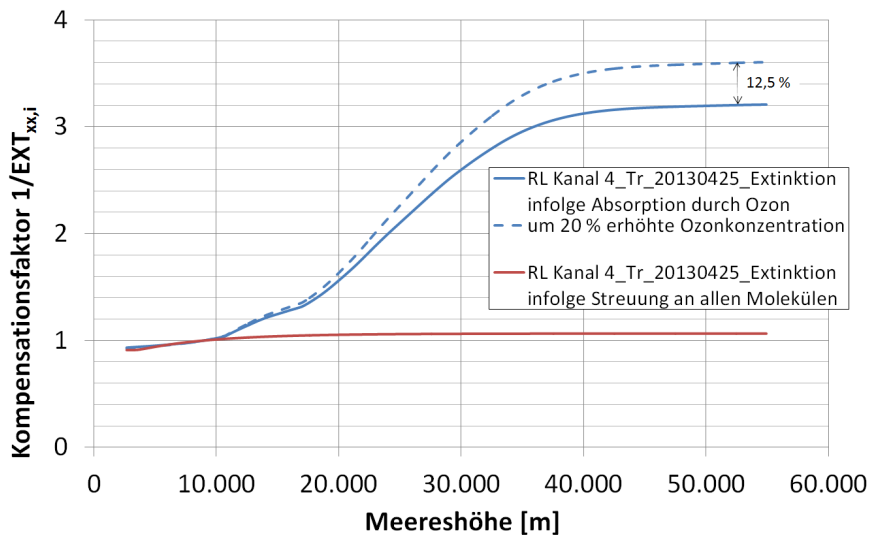


Abb. 87: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Kompensationsfaktor über der Höhe für den Stickstoffkanal 331,71 nm.

chen Ozonkonzentration sind denkbar, da die verwendete Ozonverteilung bis 30 km aus den eigenen Messwerten der Rayleigh-Kanäle-307,925 nm und 353,11 nm (7.8.1.) stammt und hier insbesondere beim 307,925 nm-Signal oberhalb von 25 km erhebliche Unsicherheiten auftreten.

Die Reichweite bei der Dichtebestimmung liegt bei etwa 30 km. Darüber zeigen sich erhebliche Schwankungen im Dichteprofil, als direkte Folge der Signalschwankungen. Die Reichweite und die erreichte Genauigkeit liegen damit unter den mit dem 353,11 nm-Rayleigh-Signal erzielten Ergebnissen.

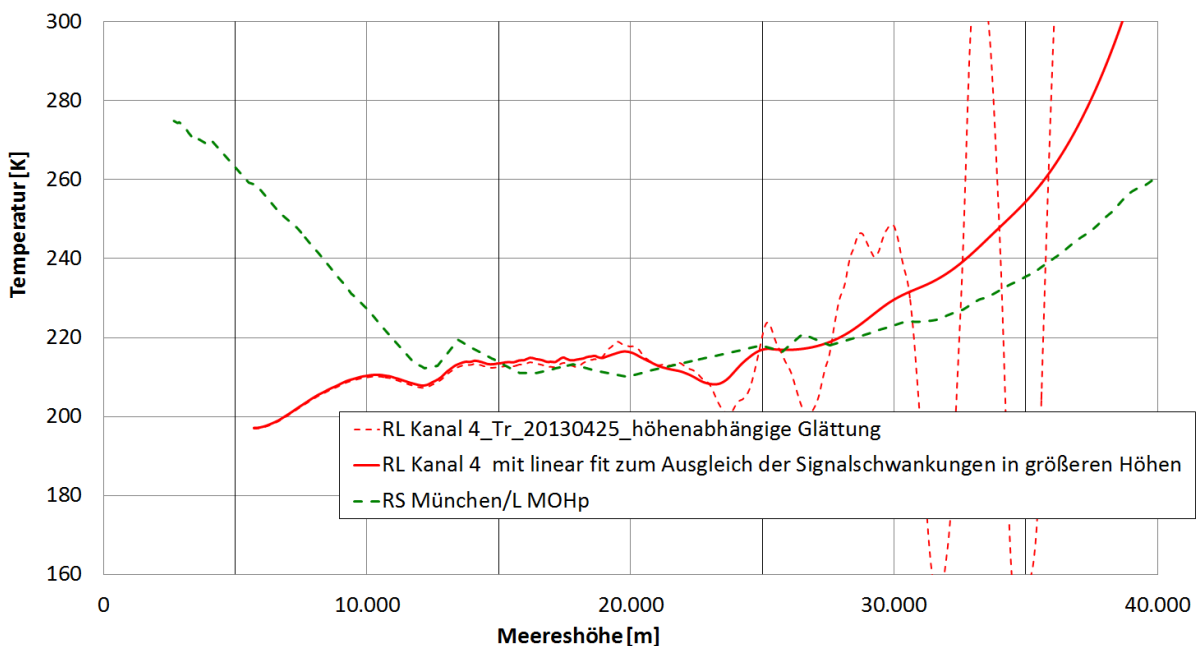


Abb. 88: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).

Der sich aus dem Dichteverlauf ergebende Temperaturverlauf ist in Abb. 88 dargestellt. Die Signalschwankungen finden sich umgekehrt im Temperaturverlauf wieder: Maxima beim Signal werden Minima bei der Temperatur und umgekehrt. Darüber hinaus zeigt sich, dass das Temperaturergebnis für eine bestimmte Höhe nicht nur von dem aus dieser Höhe stammenden Messsignal, sondern auch von dessen Verlauf darüber abhängt. Angesichts der großen Signalschwankungen erfolgt oberhalb von 25 km eine zusätzliche Signalglättung durch "linear fit" [Gross et al. (1997)], indem die Schwankungen durch eine Exponentialkurve, im logarithmischen Maßstab also durch eine Gerade, ausgemittelt werden.

Das auf diese Weise ermittelte Temperaturprofil ergibt nur im Bereich zwischen 11 km und 29 km realistische Werte. Die Abweichungen zu den Vergleichswerten bewegen sich zwischen +2,9 % und -3,7%. Demnach liegen auch hier die Reichweite und die Genauigkeit deutlich unter den mit dem 353,11 nm-Rayleigh-Signal gewonnenen Werten.

7.5.2. Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Stickstoffkanal

Von den Folgemessungen wird hier als Nächstes das am 27.02.2015 mit dem Photonen-zähler aufgenommene Stickstoffsignal untersucht. Es ist in Abb. 89 dargestellt. Zum Vergleich sind auch das entsprechende Transientenrekordersignal und das Simulationssignal sowie das simulierte Rayleigh-Signal, jeweils vom 25.04.2013, eingetragen.

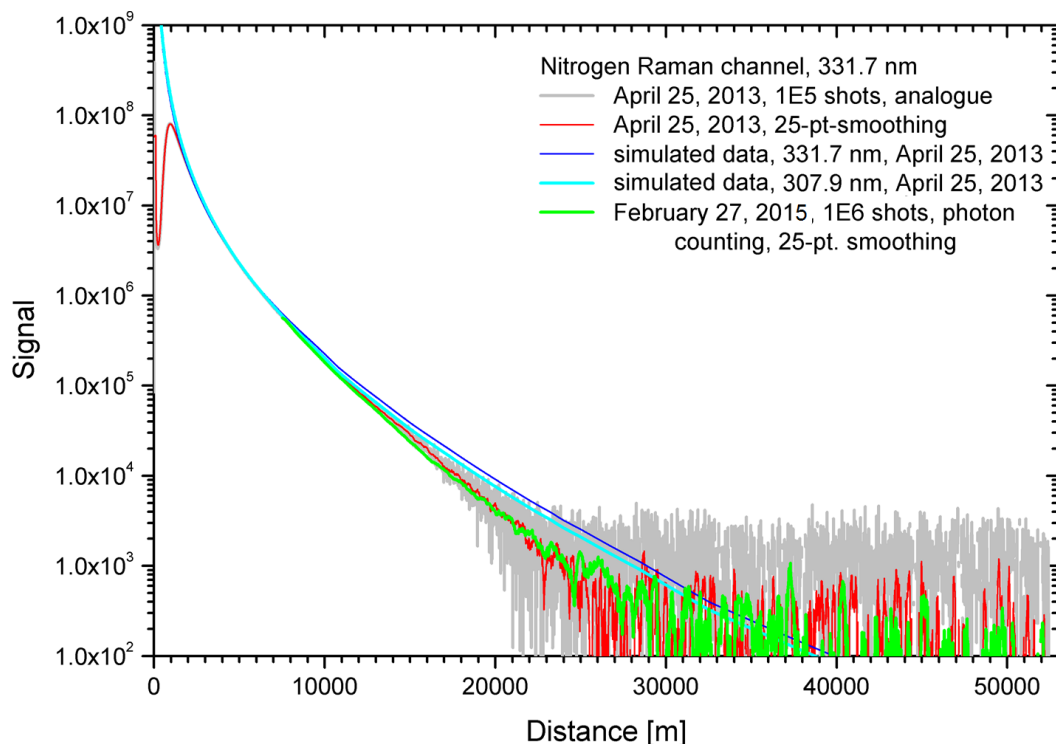


Abb. 89: Raman-Lidar-Messung vom 27.02.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). PC, Messende 00:02 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 25-pt-Glättung. Zum Vergleich sind auch die Daten der Messung vom 25.04.2013 und Simulationsdaten (ozonfreie Atmosphäre) dargestellt.

Nach Anskalierung des Photonen-zählersignals (Faktor 15) sind die beiden Messsignale praktisch deckungsgleich. Es bestätigt sich wieder der im Vergleich zum simulierten Signal

steilere Abfall. Positiv ist, dass im Gegensatz zur Transientenrekordermessung keine Exponentialkorrektur (funktionaler Abzug) erforderlich ist. Trotz der 10-fachen Pulszahl zeigt sich allerdings kaum eine Verbesserung beim Untergrundrauschen gegenüber der Messung vom 25.04.2013. Das maximale Signal liegt mit 24 mV deutlich unter dem Optimum. Möglicherweise war der Winkel des Interferenzfilters nicht optimal eingestellt. Daher erfolgt hier keine weitergehende Auswertung der Ergebnisse.

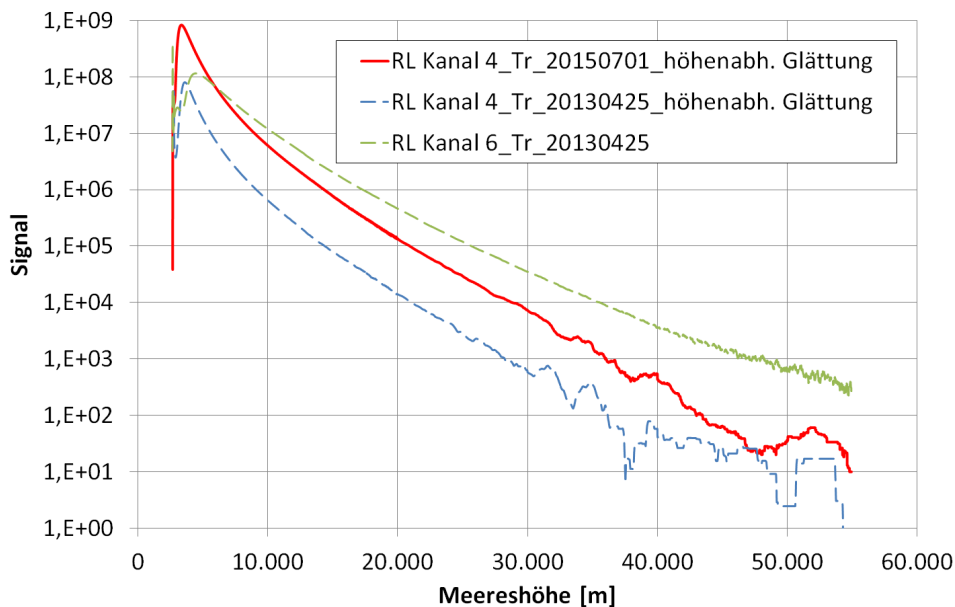


Abb. 90: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). TR, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.

Als Nächstes wird die Messung vom 01.07.2015 ausgewertet. Für den Stickstoffkanal liegt eine Messung mit Transientenrekorder vor. Die Randbedingungen finden sich in 7.3.3.1.. Da aufgrund der niedrigen Konversionsrate kein auswertbares 353,11 nm-Rayleigh-Signal vorhanden ist und deshalb keine Berechnung des Ozonverlaufs möglich ist, wird für die Ozonkorrektur auf die LOWTRAN-MS-Ozonverteilung zurückgegriffen.

Das Stickstoffsignal ist in Abb. 90 dargestellt. Zusätzlich sind das Stickstoffsignal und das 353,11 nm-Rayleigh-Signal vom 25.04.2013 eingezeichnet. Es bestätigt sich wieder der typische steilere Abfall beim Stickstoffsignal. Der Signalverlauf in größerer Höhe weist geringere Schwankungen auf, erreicht aber nicht die Glattheit des Rayleigh-Signals.

Den aus dem korrigierten Signal ermittelte Dichteverlauf zeigt Abb. 91. Es ergibt sich bis 32 km eine recht gute Übereinstimmung mit der Vergleichsdichte, darüber treten allerdings erhebliche Abweichungen auf. Der Temperaturverlauf ist in Abb. 92 dargestellt. Im Bereich zwischen 14 km und 21 km betragen die Abweichungen zum Vergleichsprofil $\pm 1\%$. Darüber ergeben sich unrealistische Werte. Damit liefert das Stickstoffsignal auch hier, in Gegensatz zum Rayleigh-Signal, nur in einem kleinen Höhenbereich brauchbare Ergebnisse.

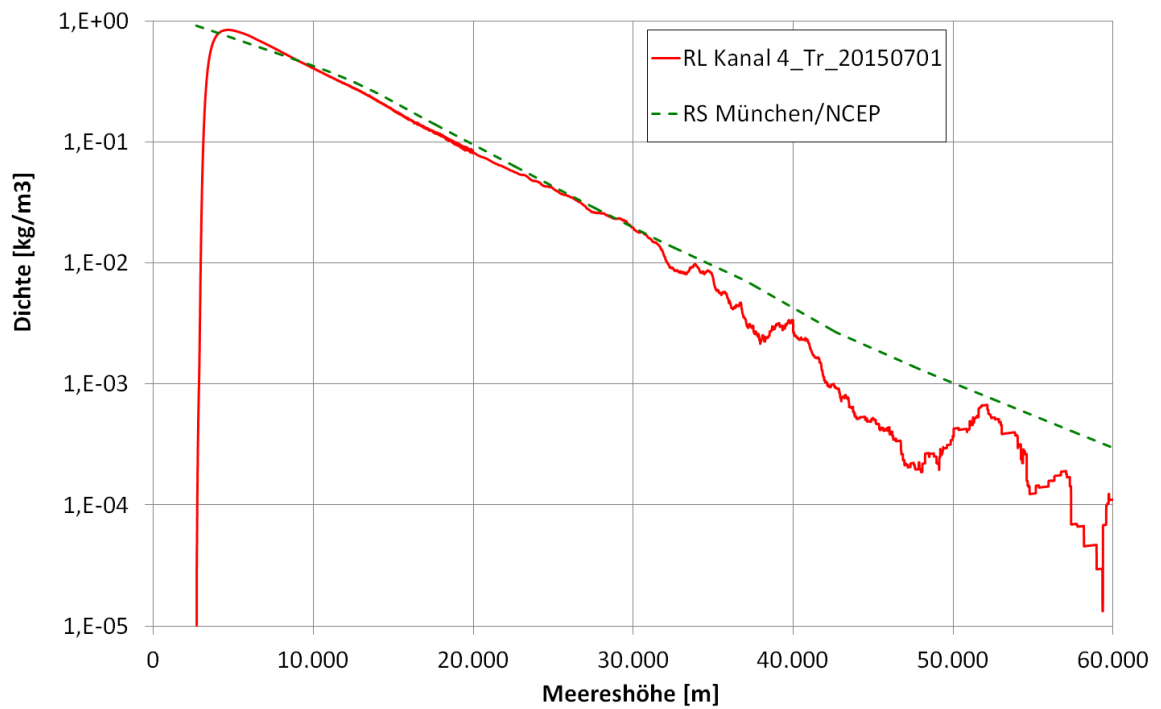


Abb. 91: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Dichteverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).

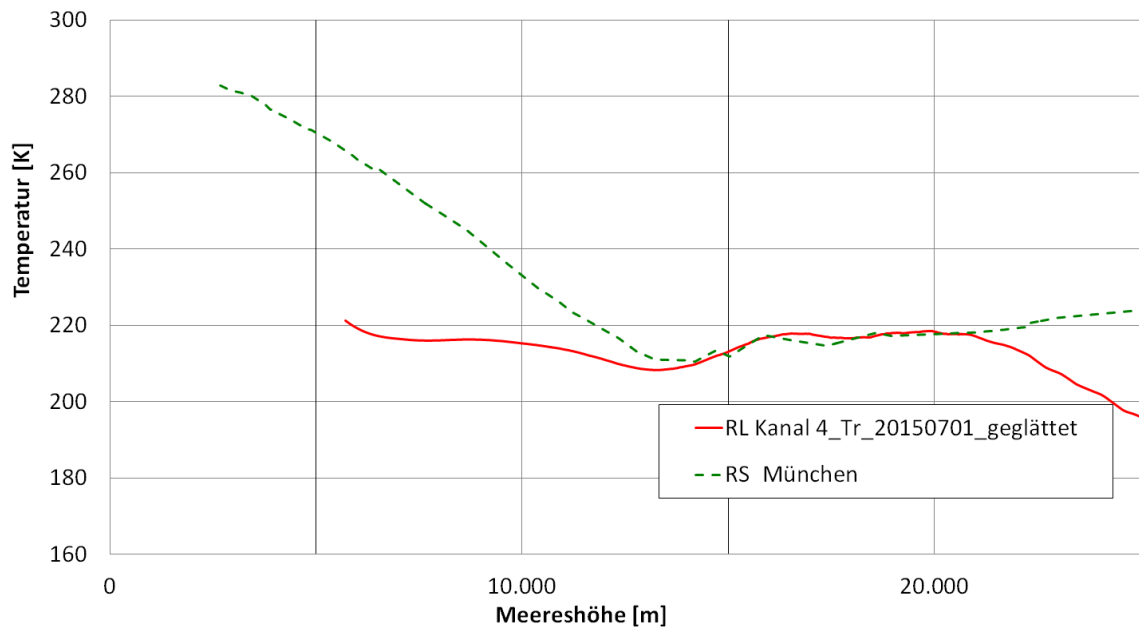


Abb. 92: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Temperaturverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).

Damit erscheint der Stickstoffkanal fürs Erste für die Temperaturbestimmung deutlich weniger geeignet als der 353,11 nm-Rayleigh-Kanal. Die großen Signalfehler oberhalb von 30 km wirken sich ungünstig auf die Genauigkeit des gesamten Temperaturverlaufs aus. Auch hier ist es entscheidend, dass das Untergrundrauschen verringert wird. Eine weitergehende Beurteilung ist allerdings erst möglich, wenn auch entsprechende Photonenzählergebnisse vorliegen und damit die Dichte und die Temperatur auf Basis des gekoppelten Signals (Transientenrekorder und Photonenzähler) bestimmt werden können.

7.6. Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 307,925 nm

Naturgemäß erzeugt ein derart leistungsstarkes Laser-System wie das hier verwendete ein außerordentlich hohes Rayleigh-Rückstreusignal bei der Primärwellenlänge 307,925 nm (Kanal 3), insbesondere im Bereich niedriger Höhen bis etwa 10 km. Dadurch können im Detektor Übersteuerungseffekte auftreten, die das Messergebnis stark verfälschen. Zur Vermeidung dieser Effekte war im Kanal 3 für die nachfolgend beschriebenen Messungen ein Graufilter (fluoreszenzarmes Neutralglasfilter von Andover) zwischen Strahlteiler 3 und dem Interferenzfilter (Abb. 38) eingebaut. Dieses bewirkt eine Reduzierung des Messsignals um 3 Zehnerpotenzen. Damit kann der Detektor in dem Signalebereich unter 100 mV betrieben werden, der volle Linearität garantiert. Das derart reduzierte Kanal 3-Messsignal ist in Abb. 93 exemplarisch dargestellt: Das Signalauschen beginnt hier bei einem Niveau von

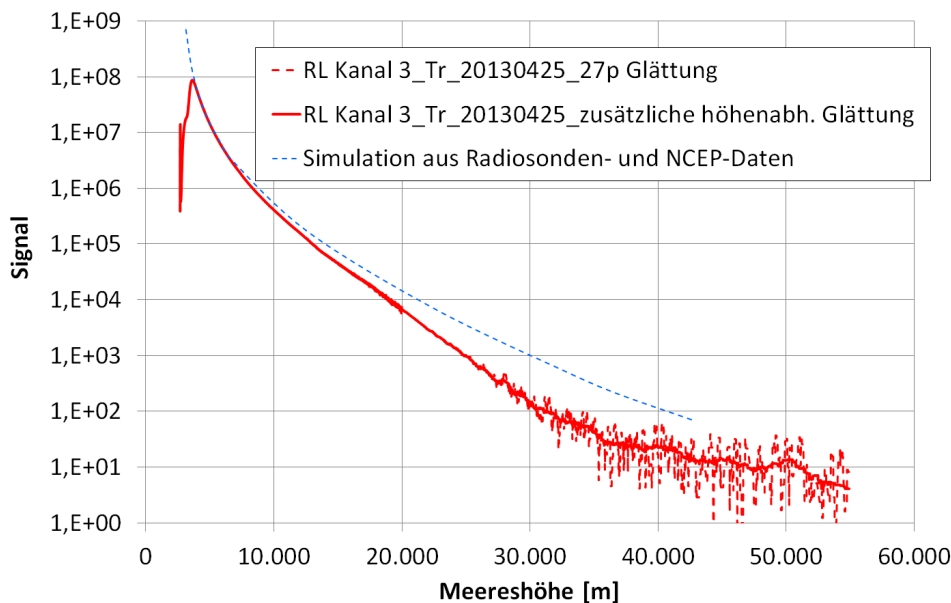


Abb. 93: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10⁵ Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.

200 Signaleinheiten und markiert die Grenze der Auswertbarkeit und somit die Reichweite. Das entspricht beim abgeschwächten Signal einer Höhe von etwa 30 km. Bei voller Signalstärke werden die 200 Signaleinheiten erst bei deutlich größeren Höhen erreicht. Um in Zukunft zu gewährleisten, dass die volle Signalstärke zur Verfügung steht, als eine Voraussetzung für eine große Reichweite, werden in Kap. 7.6.2. Möglichkeiten untersucht, das

Graufilter durch eine Einrichtung zu ersetzen, die sowohl die Übersteuerungseffekte im Bereich niedriger Höhen als auch die Reduzierung des Messsignals im Bereich darüber vermeidet.

Die Ermittlung der Temperatur erfolgt wiederum in den 3 Schritten Signalkorrektur, Dichtebestimmung und Temperaturbestimmung. Für die Dichtebestimmung sind eine Ozonkorrektur und damit die Eingabe der Ozonverteilung erforderlich. Hier ist zu überprüfen, ob diese mit ausreichender Zuverlässigkeit machbar ist, um im Bereich des Ozonmaximums verwertbare Temperaturprofile zu erhalten. Oberhalb von 50 km ist die Absorption (und die Extinktion generell) vernachlässigbar, so dass bei ausreichendem Signal auch ohne Korrekturen Temperaturresultate erreicht werden können.

7.6.1. Messung vom 01.07.2015

Die Randbedingungen finden sich in 7.3.3.1.. Da aufgrund der niedrigen Konversionsrate kein auswertbares 353,11 nm-Rayleigh-Signal vorhanden ist und deshalb keine Bestimmung des Ozonverlaufs aus den Messergebnissen möglich war, wurde für die Ozonkorrektur auf die LOWTRAN-MS-Ozonverteilung zurückgegriffen. Die Aufzeichnung der Messdaten erfolgt über den Photonen-zähler.

Das untergrundkorrigierte Signal ist in Abb. 94 dargestellt. Insgesamt ergibt sich ein sehr homogener Signalverlauf mit geringem Rauschpegel von nur 0 bis 4 Counts. Ein Grund für den geringen Rauschpegel ist, dass es beim Photonen-zähler im Gegensatz zum Transientenrekorder keinen digitalisierungsinduzierten Rauschanteil gibt.

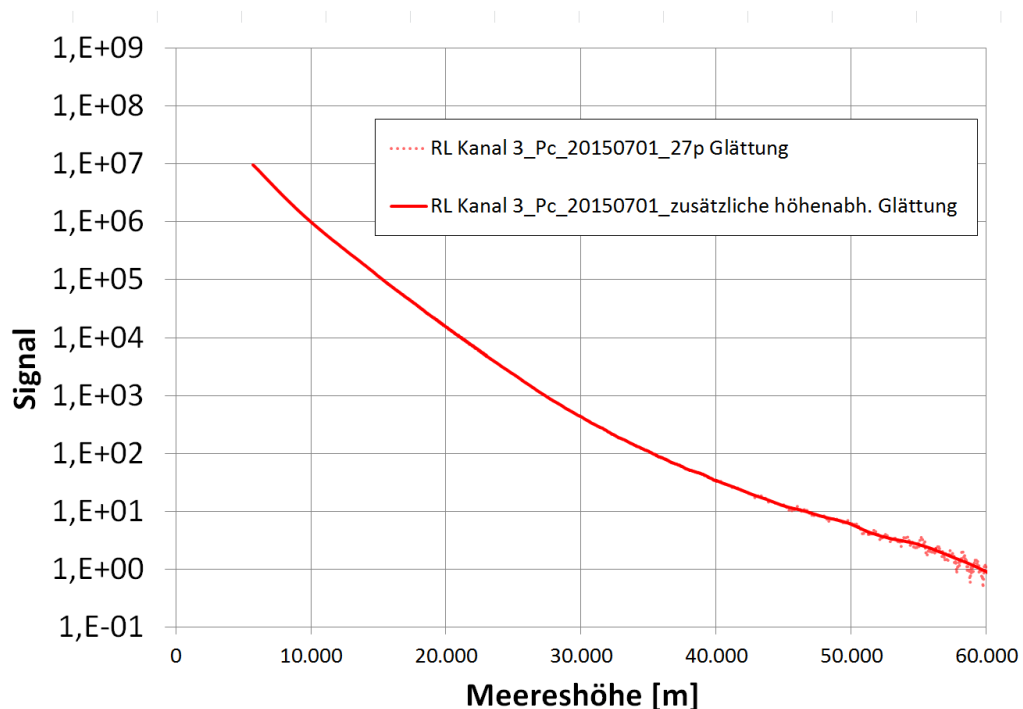


Abb. 94: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). PC, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.

Insgesamt zeigt das Photonenzählersignal einen geringeren Abfall und in größeren Höhen einen deutlich homogeneren Verlauf als das Transientenrekordersignal vom 25.04.2013. Der erhöhte Rauschpegel beginnt erst bei 55 km. Auch die Signalreichweite ist deutlich größer, da beim Photonenzählsystem keine Reichweitenbeschränkung durch die Anzahl der Bins gegeben ist.

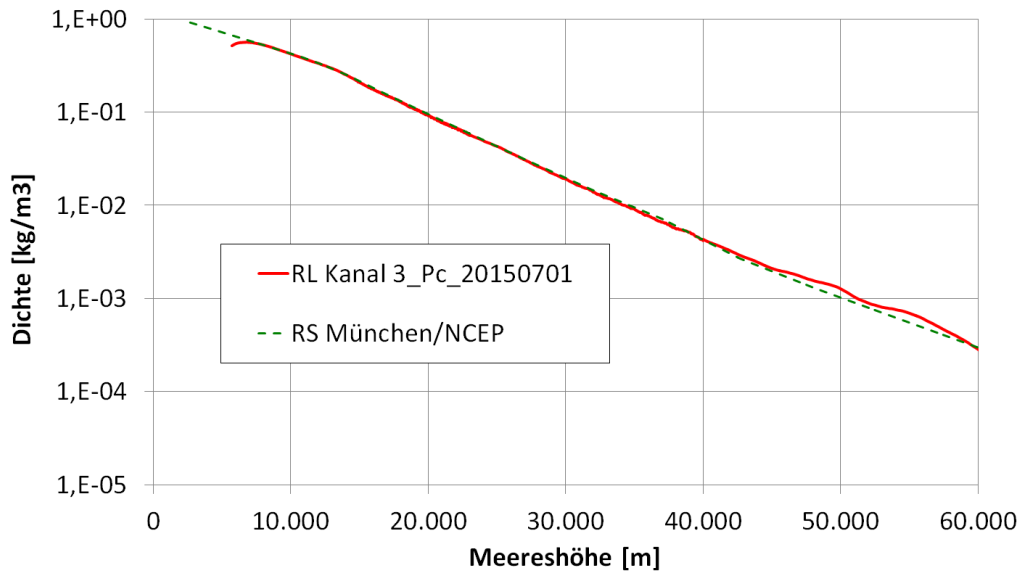


Abb. 95: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Dichteverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und zeitnahes NCEP derselben Nacht.

Das Dichteprofil ist in Abb. 95 dargestellt. Zwischen 7 km und 45 km zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den RS München/NCEP-Werten. Darüber, bis etwa 60 km, treten Abweichungen bis zu 20 % auf.

Abb. 96 zeigt das aus dem Dichteprofil ermittelte Temperaturprofil. Hier besteht zwischen 7 km und 45 km eine weitgehend gute Übereinstimmung mit dem Vergleichsprofil. Darüber werden die Temperaturwerte in zunehmendem Maß unrealistisch. Ursache sind die Signalfehler in großen Höhen, die sich dann auch bis zu einem gewissen Höhenbereich darunter als Temperaturfehler bemerkbar machen. Trotz dieser Einschränkung ergibt sich, dass Genauigkeit und Reichweite deutlich besser sind als bei den (in dieser Arbeit nur am Rande gezeigten) vorangehenden Messungen, die nur auf Analogmessungen beruht hatten. Sie kommen bereits in die Nähe der guten 353,11 nm-Rayleigh-Signal-Ergebnisse.

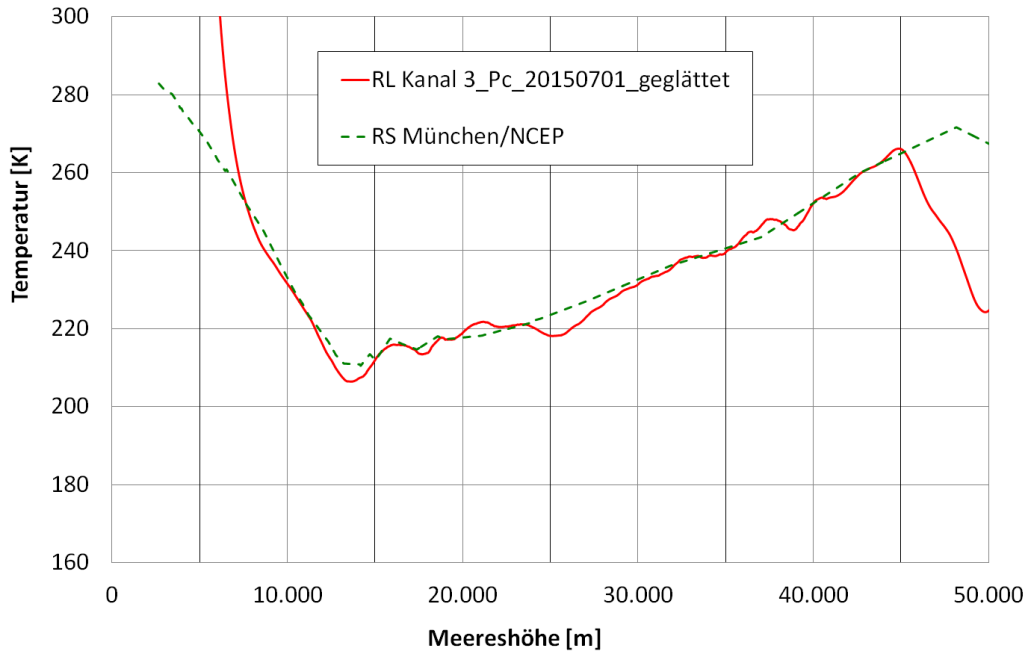


Abb. 96: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Temperaturverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und zeitnahes NCEP von derselben Nacht.

7.6.2. Vergrößerung der Reichweite, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit dem Rayleigh-Kanal 307,925 nm

Die Messung vom 01.07.2015 mit dem Photonen-zähler liefert ein 307,925 nm-Rayleigh-Signal, mit dem sich die Dichte bis auf 60 km und die Temperatur bis auf 45 km bestimmen lassen. Als Restriktion bleibt aber die durch das Graufilter bedingte Signalreduktion um den Faktor 10^{-3} . Aus Abb. 97 ist ersichtlich, dass sich die Reichweite auf über 80 km steigern lässt, wenn es gelingt, durch das Entfernen des Graufilters die volle Signalstärke zu verwenden. Dazu ist aber der Nahbereich bis 10 km voll zu unterdrücken (7.6.). Hierfür gibt es folgende Alternativen:

1. Größerer Abstand zwischen Laser-Strahl und Teleskopachse
2. Abtrennen des Nahbereichssignals mit einer Schneide wie beim Wasserdampf-DIAL des UFS
3. Verwendung eines schnell rotierenden "Choppers" wie bei den Stratosphären-Lidar-Systemen am IMK-IFU und am MOHp.

Lösungen 1 kommt nicht in Frage, denn dafür müsste der Laser-Strahl außerhalb des Turms in die Atmosphäre geschickt werden. Hierdurch wäre er zu weit vom Nahbereichs-Teleskop entfernt.

Um Lösung 2 zu testen, wurde am 27.02.2015 eine Messung mit Photonen-zähler durchgeführt, und zwar mit 10^6 Pulsen und damit direkt vergleichbar mit der Messung vom 01.07.2015. Dabei war im letzten Fokus vor dem PMT eine justierbare Schlitzeblende eingebaut, mit der sich der Nahbereich durch transversales Schließen der Blende wegschneiden ließ. Dies

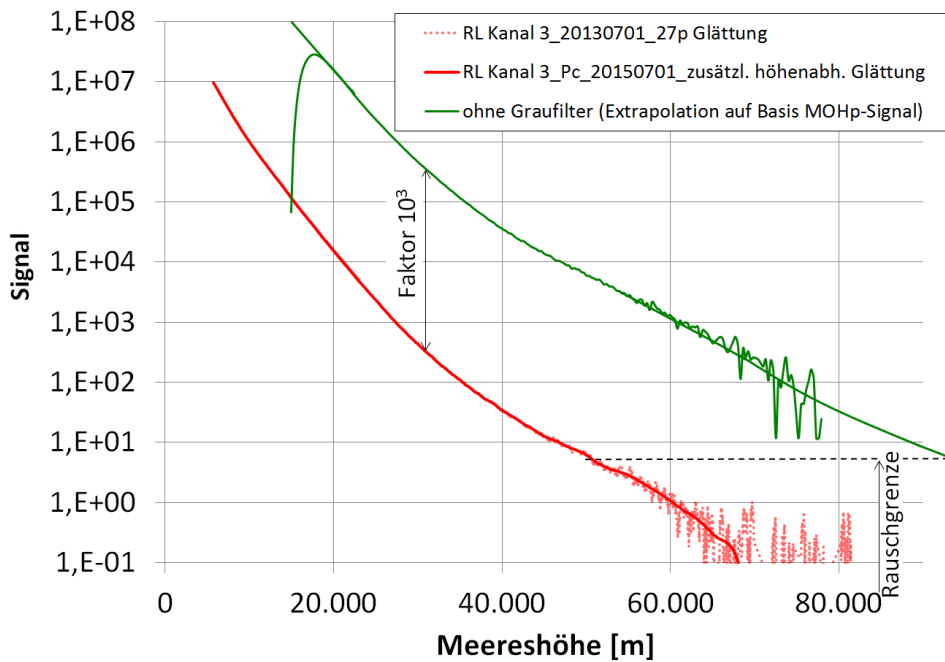


Abb. 97: Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Extrapolation des Rayleigh-Signals-307,925 nm um den Faktor 10^3 , auf Basis des Rayleigh-Signals-308 nm des MOHp von derselben Nacht, zur Abschätzung der Signalreichweite bei Wegfall des Graufilters.

ist möglich, da der Fokus wegen des Schrägeinfalls des Rückstreulichts im Nahbereich als Funktion der Zeit transversal wandert. Das Graufilter wurde nach ausreichendem Schließen der Blende entfernt. Das Ergebnis ist aus Abb. 98 ersichtlich.

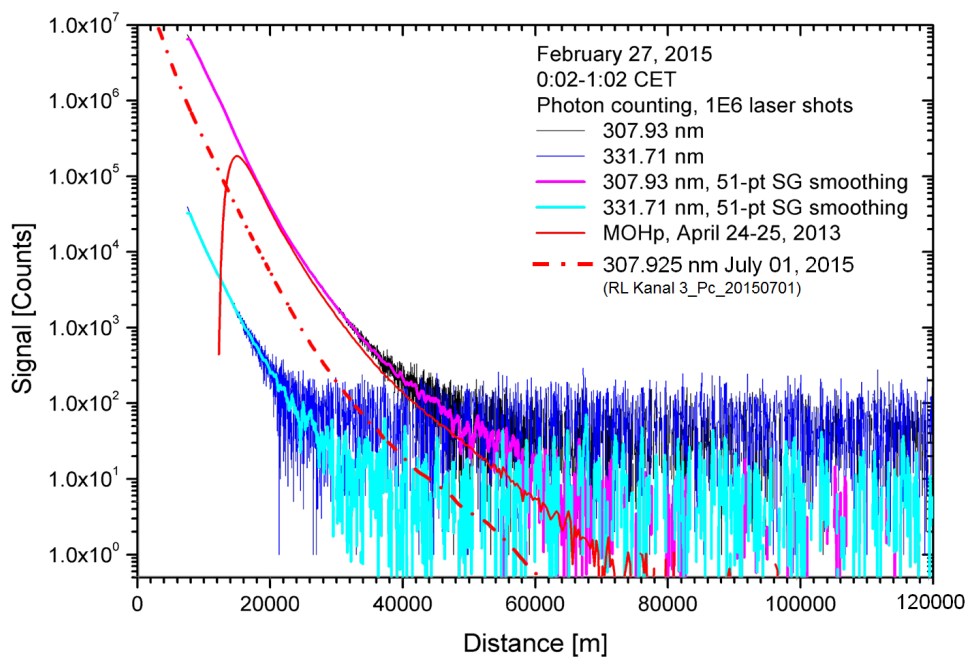


Abb. 98: Raman-Lidar-Messung vom 27.02.2015: mit Schlitzeblende, ohne Graufilter (Rayleigh-Signal-307,925 nm). PC, Messende 00:02 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 51 pt Glättung nach dem Savitzky-Golay-Prinzip.

Es zeigte sich, dass sich durch die Schlitzeblende das Signal bis zu einer Höhe von allenfalls 2 km oberhalb der Station unterdrücken lässt. Die Grenze ist hier dadurch gesetzt, dass der Fokus kein Punkt ist, sondern infolge der hohen Strahldivergenz des Lasers 2-3 mm Durchmesser hat (Brennweite des Teleskops mal Divergenzwinkel). Ein weiteres Schließen verkleinerte das Lidar-Signal auf 0,2 bis 0,4 V bei 800 V PMT-Spannung. Der Signalpegel liegt nur eine Größenordnung über dem Signal mit Graufilter, was im Hinblick auf das störungsarme Photonen zählen jedoch hier zunächst in Kauf genommen wird. Die starken Signalschwankungen sind verursacht durch kleine Änderungen der Laser-Strahlrichtung und dem sich entsprechend ändernden Einfallswinkel des Rückstreulichts infolge der engen Blende. Das Rauschen des gemittelten Signals beginnt bei ca. 40 km. Ein Vergleich mit der Messung des MOHp zeigt jedoch eine positive Abweichung des hier gemessenen Rückstreuprofils um einen Faktor 2 bei ca. 60 km. Als Ursache kommt vor allem eine zusätzliche, signalinduzierte Kathodenemission infolge der hier zur Maximierung des Fernbereichssignals zugelassenen hohen Belastung (200-400 mV) des Detektors und der niedrigen Diskriminatorschwelle in Frage. Eine solche Emission war bislang mit diesem Detektortyp nur bei Analogmessungen beobachtet worden, und dort auch nur bei extremer Einstrahlung. Insgesamt ergibt sich letztlich ein schlechteres Ergebnis als bei den Messungen mit Graufilter. Daher sollte die Alternative Schlitzeblende statt Graufilter nicht weiter verfolgt werden. Letztlich verbleibt nur die Chopper-Lösung mit der Herausforderung, einen relativ kleinen Chopper zu finden und so einzubauen, dass der Rayleigh-Kanal 307,925 nm unterhalb von 10 km ausreichend unterdrückt wird.

Zur Erhöhung der Reichweite für die Bestimmung der Temperatur sollte deshalb zunächst versucht werden, die bestehende Lösung mit dem Graufilter beizubehalten, aber die Reichweite des 353,11 nm Rayleigh-Signal weiter zu erhöhen, und zwar insbesondere durch den Einsatz eines Photonen zählers zusätzlich zum Transientenrekorder und der Kopplung von Transientenrekorder- und Photonen zählersignal.

7.7. Temperaturbestimmung mit den Rotations-Raman-Kanälen 306,762 nm und 307,360 nm

Die Bestimmung des Temperaturverlaufs erfolgte über ein Rechenprogramm auf Basis der in 5.5. abgeleiteten Formeln. Eingabegrößen sind die Rohsignale der beiden Rotations-Raman-Kanäle sowie die Trendlinienparameter gemäß Abb. 47.

7.7.1. Messung vom 25.04.2013

Für diese Messung gelten die in 7.3.1.1. angeführten Randbedingungen. Die Messwertaufnahme erfolgt über Transientenrekorder.

Die untergrundkorrigierten Signale sind in Abb. 99 dargestellt. Zum Vergleich ist auch das benachbarte 307,925 nm Rayleigh-Signal eingetragen, und zwar in voller Signalstärke, wie sie bis hinter dem Strahlenteiler 3 (Abb. 38) auftritt, bevor die Abschwächung durch das Graufilter um den Faktor 10^{-3} erfolgt. Bei dem 306,762 nm-Signal macht sich das Rauschen ab 25 km bemerkbar und die Reichweite beträgt knapp 30 km. Bei dem 307,360 nm-Signal liegen diese Werte mit 35 km und 50 km deutlich darüber. Das könnte ein Hinweis dafür

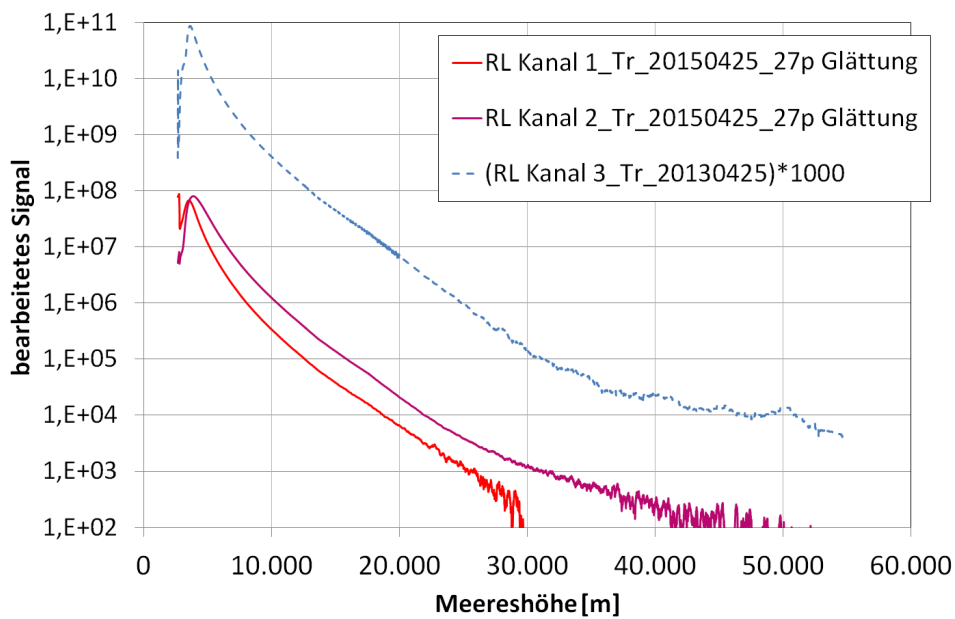


Abb. 99: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Rotations-Raman-Kanäle 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2) und Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung.

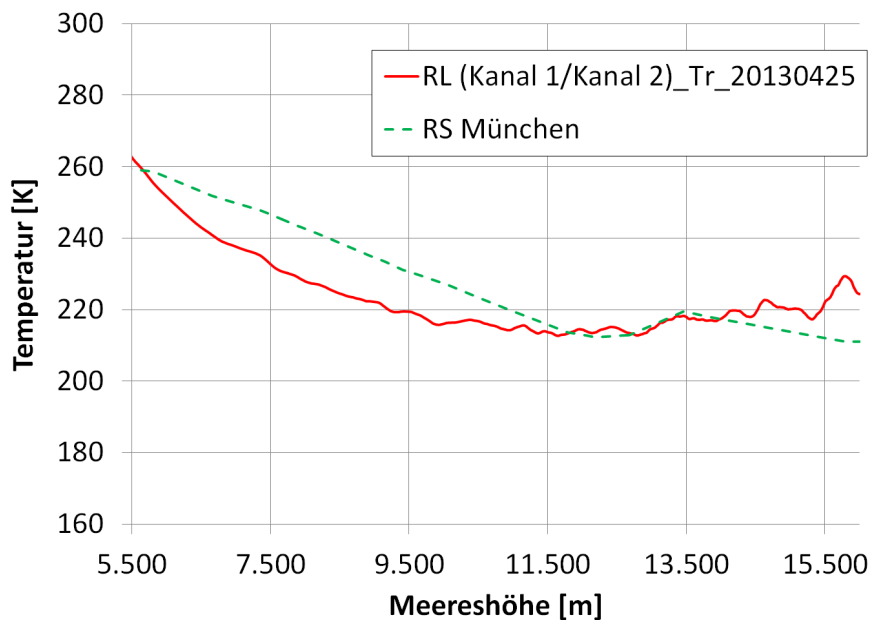


Abb. 100: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf aus den beiden Rotations-Raman-Signalen 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2).

sein, dass bei dem 307,360 nm-Kanal eine Einstreuung durch den unmittelbar benachbarten starken Rayleigh-Kanal stattfindet.

Der aus den beiden Rotations-Raman-Signalen berechnete Temperaturverlauf ist in Abb. 100 dargestellt. Der Berechnung liegt ein Korrekturfaktorverhältnis K_2/K_1 von 0,7 zugrunde (siehe 5.5.). Es zeigt sich, dass nur in einem kleinen Höhenbereich (11 km bis 14 km) eine gute Übereinstimmung mit der Vergleichstemperatur besteht, mit Abweichungen kleiner 3 K. Als Hauptursache für dieses wenig befriedigende Ergebnis dürfte die oben erwähnte Einstreuung und damit Signalverfälschung durch den benachbarten starken Rayleigh-Kanal sein, sowie noch nicht gelöste Justageprobleme. Nach Abb. 40 besitzt das Interferenzfilter des 307,360 nm-Kanals auch bei der zentralen Wellenlänge des Rayleigh-Kanals noch eine Transmission, sodass tatsächlich eine signalverfälschende Einstreuung möglich ist.

7.7.2. Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Temperaturbestimmung mit den beiden Rotations-Raman-Kanälen

Angesichts der gewonnenen Erkenntnisse werden im Rahmen dieser Arbeit keine weiteren Auswertungen mit den Rotations-Raman-Signalen aus Messungen mit dem Fernbereichsteleskop mehr vorgenommen.

Im Rahmen der Masterarbeit von [Höveler (2015)] wurde das Nahbereichsteleskop und der zugehörige Polychromator aufgebaut und erfolgreich getestet. Es zeigt sich, dass sich hier mit den Rotations-Raman-Signalen im Bereich von 4 km bis 8,5 km Temperaturprofile mit einer Genauigkeit von 1 K bestimmen lassen, Abb. 101. Offenbar ist es hier gelungen, durch

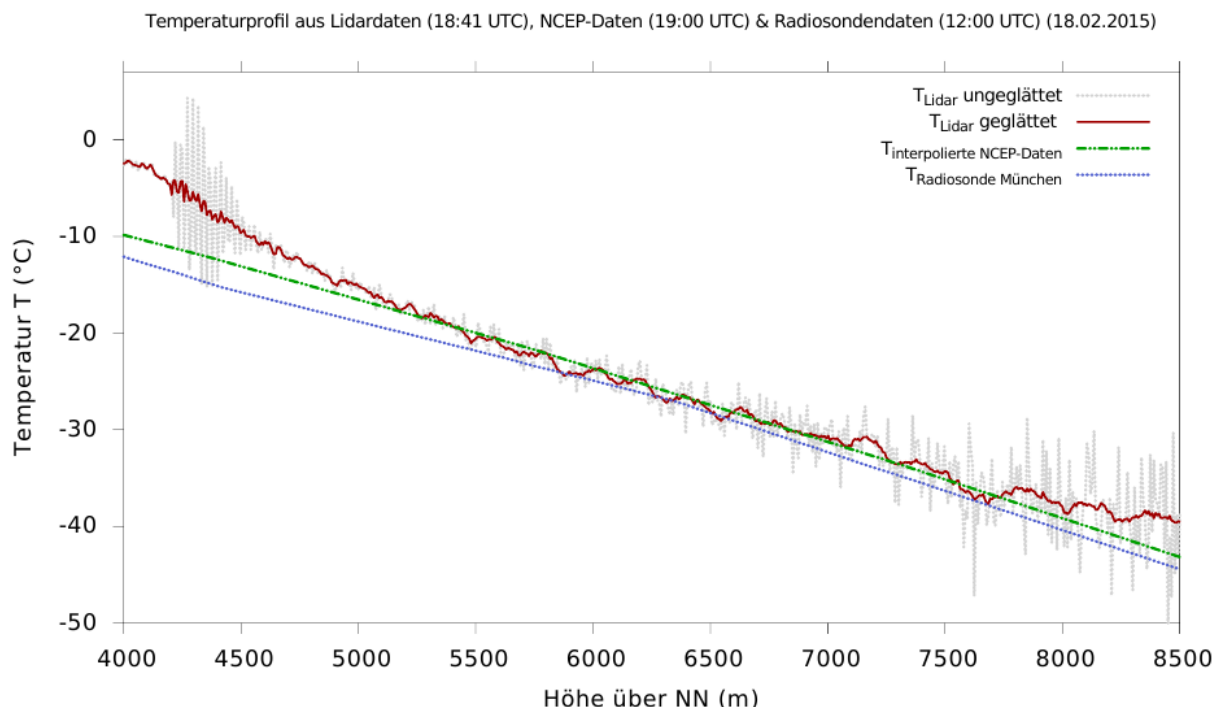


Abb. 101: Raman-Lidar-Messung vom 18.02.2015: Temperaturverlauf aus den beiden Rotations-Raman-Kanälen 306,762 nm und 307,360 nm (Nahbereichsmessung von [Höveler (2015)]). Die Abweichung unterhalb von 5 km wurden auf ein leicht verkipptes Interferenzfilter zurückgeführt.

weitere Optimierungen den störenden Einfluss des Rayleigh-Kanals 307,925 nm zu beseitigen.

Damit ist der Nachweis erbracht, dass die Rotations-Raman-Methode eine gute Ergänzung zur Rayleigh-Methode darstellt und die Leistungsfähigkeit der Anlage im Hinblick auf die Temperaturbestimmung im unteren Höhenbereich ergänzt.

Ein weiteres Ergebnis ist, dass die Reichweiten der anderen Kanäle im Nahbereich so groß sind, dass eine deutliche Überlappung mit den Kanälen des Fernbereichs gegeben ist. Dies ist insbesondere für die Temperaturmessung mit dem 307,925 nm-Rayleigh-Kanal vorteilhaft, wenn die Chopper-Lösung realisiert wird (7.6.2.)

Für den Fernbereich sollen für zukünftige Messungen verbesserte Filter für den 307,360 nm-Kanal eingesetzt werden. Diese sind Anfang 2016 am IFU getestet worden und besitzen bei der zentralen Wellenlänge des Rayleigh-Kanals nur mehr eine Transmission von 0,020 % statt der bisherigen 0,1 %. Damit ist auch beim Fernbereich eine erfolgreiche Temperaturauswertung mit den Rotations-Raman-Signalen zu erwarten.

7.8. Ozonbestimmung mit den Rayleigh-Kanälen 307,925 nm und 353,11 nm

Für die Bestimmung der ozonbedingten Extinktionen ist es erforderlich, den Verlauf der Ozonkonzentration über der Höhe zu kennen. Gemäß 5.6. lässt sich dieser Verlauf mittels Gl. 5.79 und 5.80 aus dem Signalverhältnis der beiden Rayleigh-Kanäle ermitteln. Die für die Berechnung erforderlichen Extinktionsquerschnitte sind in Tab. 5.1 angeführt.

Vom MOHp wurden in dankenswerter Weise Ergebnisse einer MOHp-Lidar-Messung, und zwar vom 24./25.04.2013, zur Verfügung gestellt. Bei diesen Ergebnissen handelt es sich sowohl um die MOHp-Messsignale der beiden Rayleigh-Kanäle-308 nm und 353 nm als auch um den daraus vom MOHp ermittelten Ozonverlauf. Damit bestand die Möglichkeit, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Berechnungsverfahren zur Ozonbestimmung zu testen. Als Ergebnis dieses Tests ist in Abb. 102 das aus den beiden MOHp-Lidar-Signalen

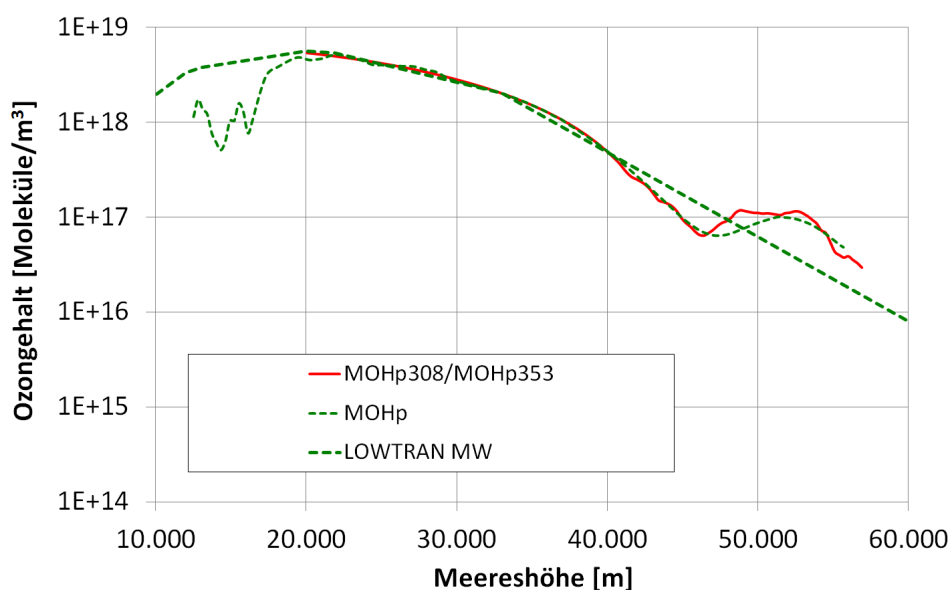


Abb. 102: Vergleich des aus den MOHp Rayleigh-Signalen errechneten Ozonprofils mit dem vom MOHp mitgeteilten Ozonprofil. Zusätzlich sind die LOWTRAN-MW-Werte eingetragen.

errechnete Ozonprofil im Vergleich mit dem vom MOHp mitgeteilten Ozonprofil dargestellt. Bis auf eine Abweichung im Bereich um 50 km stimmen beide Profile ab der unteren Gültigkeitsgrenze der MOHp-Lidar-Signale bei etwa 20 km sehr genau überein. Damit ist ein Nachweis erbracht, dass das Berechnungsverfahren grundsätzlich funktioniert.

7.8.1. Messung vom 25.04.2013

Die Randbedingungen sind in 7.3.1.1. angeführt. Das aus den Messsignalen der beiden Rayleigh-Kanäle berechnete Ozonprofil ist in Abb. 103 dargestellt. Im Bereich zwischen 16 km und 23 km ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Vergleichsdaten, und zwar insbesondere mit dem MOHp-Profil. Zwischen 23 km und 40 km treten zum Teil größere Abweichungen auf und oberhalb von 40 km werden die Werte unrealistisch und weichen teils um fast eine Größenordnung von der MOHp-Messung ab. Da das 353,11 nm-Rayleigh-Signal bis 54 km sehr gut mit dem entsprechenden MOHp-Lidar-Signal übereinstimmt, ist davon auszugehen, dass die Abweichungen auf die festgestellte Abschwächung des 307,925 nm-Rayleigh-Signals zurückzuführen sind.

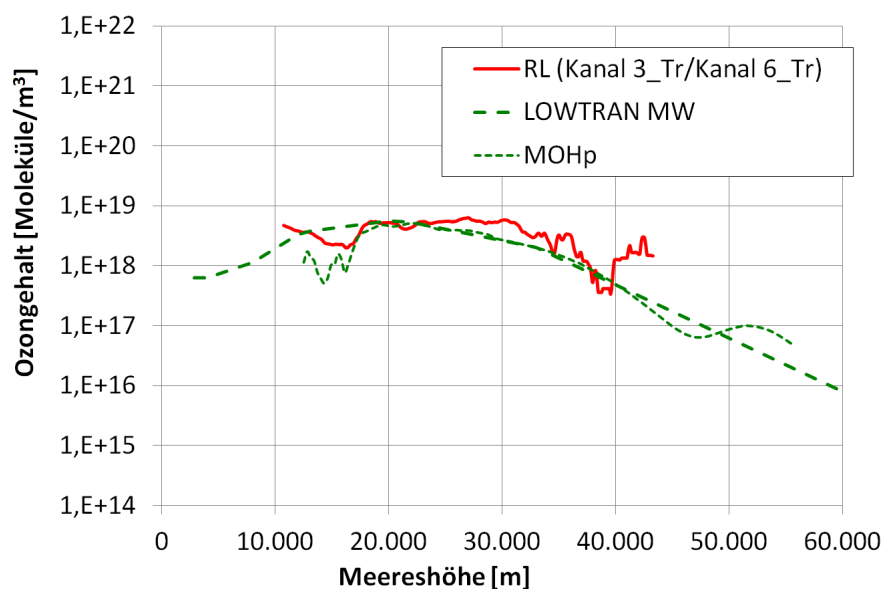


Abb. 103: Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des Ozongehaltes über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm und 353,11 nm).

7.8.2. Weitere Messungen, Schlussfolgerungen und Ausblick für die Ozonbestimmung mit den beiden Rayleigh-Kanälen

Aus den Folgemessungen wurden angesichts der viel zu niedrigen Konversionsraten keine Ozonergebnisse bestimmt. Auf Grund der guten Resultate für den 307,925 nm-Rayleigh-Kanal mit dem Photonen-zähler (7.6.1.) ist aber davon auszugehen, dass sich die Reichweite für die Ozonbestimmung auf mindestens 50 km steigern lässt und somit auch eine Erhöhung der Empfindlichkeit im Vergleich zu anderen stratosphärischen Ozon-Lidaren möglich wird. Voraussetzung für die erwartete Verbesserung in der Ozonbestimmung ist allerdings, dass wieder die empfohlenen Konversionsraten realisiert werden (7.4.2.) und auch beim

353,11 nm-Rayleigh-Kanal neben dem Transientenrekorder der Photonenzähler eingesetzt wird.

8. Diskussion der Ergebnisse hinsichtlich der Anwendung des Systems

Mit einer Messdauer von nur 1 h lässt sich mit der hier entwickelten Anlage innerhalb einer Nacht eine ganze Reihe von Messungen der Wasserdampf-, Temperatur- und Ozonverteilung in der Stratosphäre durchführen. So kann im Vergleich zu Präzisionssondenaufstiegen, die in der Regel nur einmal im Monat stattfinden, eine deutlich bessere zeitliche Überdeckung erzielt werden. Hierbei ist die mittlerweile voranschreitende Automatisierung des Messbetriebs von besonderer Bedeutung.

Die gleichzeitige Messung von Wasserdampf, Temperatur und Ozon ermöglicht es, neben diesen wichtigen klimarelevanten Atmosphärendaten auch eine ganze Reihe weiterer Informationen zu gewinnen, darunter die Spurenstoffverteilung im stark von Ferntransport beeinflussten Tropopausenbereich. An der UFS werden gleichzeitig Messungen des Aerosols von ca. 4 bis 45 km Höhe durchgeführt, welche wichtige Rückschlüsse auf die für den Tropopausenbereich und die untere Stratosphäre relevanten Transportvorgänge ermöglichen. Diese Messungen führen die 1976 am IMK-IFU begonnene Zeitreihe des stratosphärischen Aerosols [Jäger (2005), Trickl et al. (2013)] fort. Auch die Lage der Tropopause [WMO (1986), Hoerling et al. (1991), Zahn & Brenninkmeijer (2003)] kann nun aus den verschiedenen Informationen direkt vor Ort präzisiert werden.

Die Anlage ist eine bedeutsame Ergänzung zum bestehenden Wasserdampf-DIAL, dessen Reichweite wegen des starken Konzentrationsabfalls von Wasserdampf mit der Höhe und infolge des Rauschens der Absorptionsmessungen auf etwa 12 km NN beschränkt ist, und ermöglicht Wasserdampfmessungen bis hinein in die untere Stratosphäre. Gleichzeitig wird der bedeutsamste Klimaparameter, die Temperatur, nun bis zur Mesosphäre gemessen (nach Installation eines zweiten Lasers anstelle der Raman-Zelle, zur Erzeugung der Referenzwelle, siehe Kap. 9. und [Klanner et al. (2021)]).

Wasserdampf

Beim Wasserdampf konnte mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten großen Empfangssystem ein Messbereich von etwa 3,5 km bis über 21 km Höhe erzielt werden. Damit gestattet das Lidar-System Untersuchungen in einem großen Höhenbereich. Ermittelt wurde das Wasserdampf-Massenmischungsverhältnis [g/kg]. Diese Größe ergibt sich aus dem Verhältnis der Rückstreusignale von Wasserdampf- und Stickstoffmolekülen. Da die entsprechenden Wellenlängen mit 346,94 nm und 331,71 nm nahe beieinanderliegen, entsteht durch die Quotientenbildung eine weitgehende Kompensation des Einflusses der Absorption durch Ozon und damit eine Erhöhung der Genauigkeit.

Der extrem geringe Wasserdampfgehalt von nur etwa 0,01 g/kg (entsprechend einem Volumenmischungsverhältnis von ca. 16 ppm), der im Bereich der Tropopause gemessen wird, kann mit ca. 5 % Unsicherheit bestimmt werden [Klanner et al. (2021)]. Aufbauend auf die bis 2015 durchgeführten Messungen wurde im Anschluss eine Reihe von Optimierungen an der Anlage durchgeführt, darunter eine optimale Abdeckung des Polychromators. Damit

gelang eine Untergrundminimierung auf 1 bis 3 Zählereignisse pro Stunde in den 7,5-m-Messintervallen und somit Sondierungen in der noch trockeneren unteren Stratosphäre mit einer Unsicherheit von 10-20 % im Bereich bis 20 km [Klanner et al. (2021)]. Diese Zuverlässigkeit erreicht für eine Messdauer von nur 1 h beinahe diejenige der in [Hegglin et al. (2014), Hurst et al. (2011)] veröffentlichten Daten. Somit konnte das wichtigste Ziel erreicht werden, die Mittelungsdauer bisheriger Raman-Lidar-Systeme von einer ganzen Nacht entscheidend zu verkürzen. Verbesserungsvorschläge werden in Kapitel 9. erläutert.

Die Frage, ob der Wasserdampfgehalt insgesamt in der Atmosphäre in den letzten Jahrzehnten zu- oder abgenommen hat, wird in der Fachwelt kontrovers diskutiert. Dieser Sachverhalt unterstreicht die Wichtigkeit, dass qualifizierte Wasserdampfmessungen weltweit durchgeführt und analysiert werden [De Mazière et al. (2018), Müller et al. (2016), Kunz et al. (2013), Dessler et al. (2013)].

So zeigen Wasserdampfmessungen in der freien Atmosphäre einen negativen Trend zwischen 1973 und 2007, in allen Höhen und insbesondere in der oberen Troposphäre [Paltridge et al. (2009)]. Dies steht im Widerspruch zu den Erwartungen aus der Klimamodellierung. Andere Studien zeigen, zumindest regional, einen positiven Trend [Ross & Elliott (2001), Mieruch et al. (2008), Chen & Liu (2016)]. Sie bewerten allerdings säulenbezogene Messgrößen (Summenwerte, Wasserdampfgehalt über gesamten Messbereich), die von der feuchten Grenzschicht dominiert werden, wo die Wärmestrahlung ohnehin vollständig vom Wasserdampf absorbiert wird. In der unteren Stratosphäre trat um 2000 in der Boulder-Messreihe [Hurst et al. (2011)] eine Trendwende von positiv nach negativ auf. Der ausgeprägte positive Trend während der Frühphase (seit den späten Achzigerjahren) ist für andere Gegenden nicht bestätigt [Solomon et al. (2010), Hegglin et al. (2014)].

Der Wasserdampfgehalt im besonders klimarelevanten Bereich der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre wird durch eine Reihe von Prozessen beeinflusst, die in der Mehrheit nicht vor Ort stattfinden. Insofern spielt atmosphärischer Ferntransport eine große Rolle. In der Stratosphäre ist die Rolle der Brewer-Dobson-Zirkulation (z.B. [Holton (1990)]) zu beachten, in der Luft über den Tropen aufsteigt, in Richtung der Pole strömt und in mittleren und höheren Breiten wieder absinkt. Tropische Stratosphärenluft zeichnet sich häufig durch Trockenheit aus, welcher Gefriertrocknung der durch Konvektion aufgestiegenen Feuchte in Zirruswolken zugeschrieben wird (z.B. [Rosenlof (2003)]). Die Konzentration insbesondere im Tropopausenbereich wird darüber hinaus durch Vertikalaustausch beeinflusst [Stohl et al. (2003)], wobei feuchte Luft aus der Troposphäre in die Stratosphäre gelangt, etwa im Ausfluss von sogenannten 'Warm Conveyor Belts' (WCB; [Stohl (2001)]), und trockene Stratosphärenluft in die Troposphäre. Der Vertikalaustausch ist gerade in den für das Raman-Lidar-System relevanten mittleren Breiten bedeutsam. Die Wasserdampfmessungen erlauben aufgrund des Konzentrationskontrasts (Trockenheit in der Troposphäre, Feuchte in der Stratosphäre) eine gute Visualisierung dieser Vorgänge.

Im Rahmen dieser Arbeit gelangen erste Nachweise extrem trockener Schichten in der Troposphäre. Raman-Lidar-Systeme können eine derartige Trockenheit mit größerer Sicherheit quantifizieren als Messungen mit dem DIAL. Mit dem DIAL wurden jedoch zumindest im rauscharmen Bereich zwischen 3-5 km schon auf Basis von ca. 80 Fällen die Dominanz von Schichten mit nahezu stratosphärischem Mischungsverhältnis (< 50 ppm ($< 0,031$ g/kg)) nachgewiesen [Trickl et al. (2014), (2015), (2016)], und dies nach Abwärtstransport auf Wegstrecken über viele tausend Kilometer. In der oberen Troposphäre ist das Raman-Lidar ein-

deutig überlegen, allerdings nur nachts, da dann das massive Rauschen des solaren Hintergrunds im Rückstreusignal wegfällt.

Die Ursache der extremen Trockenheit in diesen Stratosphärenluft-Intrusionen ist eine weit niedrigere Vermischung dieser Schichten mit Troposphärenluft als sie bislang in Atmosphärenmodellen angenommen wird. Modelle sind häufig auch zu wenig räumlich aufgelöst, um den in Schichten stattfindenden Atmosphärentransport quantitativ simulieren zu können [Roelofs et al. (2003), Rastigejev et al. (2010), Eastham & Jacob (2017)]. Dies kann beträchtliche Konsequenzen für die Quantifizierung von Ferntransport haben.

Die Stratosphärenlufteinbrüche in die Troposphäre liefern einen Beitrag zur Feuchtebilanz der freien Troposphäre. Auf der Zugspitze wurde von der Mitte der Siebzigerjahre bis etwa 2003 ein Anstieg der Stratosphärenluft verzeichnet [Trickl et al. (2020)]. Hier stellt sich die Frage, wie großräumig dieser Anstieg ist und ob er möglicherweise global die Abtrocknung der freien Troposphäre [Paltridge et al. (2009)] beeinflusst.

Der Bereich von wenigen Kilometern um die Tropopause herum ist eine Mischungszone, in der troposphärische und stratosphärische Luft asymptotisch zusammenströmen. Die Messungen zeigen selten eine ganz scharfe Kante an der Tropopause und teils leicht erhöhte Feuchte bis in die untere Stratosphäre. Die Mischungszone wurde intensiv durch Spurenstoffmessungen mit Flugzeugen untersucht (z.B. [Zahn et al. (1999), Fischer et al. (2000), Hoor et al. (2002), (2004), Pan et al. (2004), (2007), Brioude et al. (2006), (2008), Sprung & Zahn (2010), Hegglin et al. (2009), Vogel et al. (2011)]). Die gefundenen Schadstoffe deuten auf Aufwärtstransport von verschmutzter Luft in WCB hin. Es ist auffallend, dass die auf der Zugspitze in Stratosphärenluft gemessenen Kohlenmonoxid-Werte weit über diejenigen in der 'freien' Stratosphäre liegen (Trickl et al., 2014). Auch die Aerosol-Messungen am IMK-IFU [Jäger (2005), Trickl et al. (2013)] zeigen öfters stark variable Partikelverteilungen um die Tropopause herum. Hier kommen die Beiträge typischerweise von Vulkanausbrüchen in mittleren Breiten bis in 10-12 km Höhe oder von hochreichenden Waldbränden (Pyrokumulonimben; z.B. Fromm et al. (2010)]. Pan et al. (2007) berichten den Antransport von verschmutzter asiatischer Luft in diesem Höhenbereich. Roiger et al. (2011) wiesen asiatische Luft über Grönland nach: Das ist ein Hauptursprungsgebiet von Intrusionen nach Mitteleuropa. Über einen asiatischen Einfluß in Intrusionen ist noch nichts bekannt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Beispiel ausgewertet (1.7.2015), welches eine sehr trockene Schicht mit 1 bis 2 ppm (ca. 0,0006 bis 0,0013 g/kg) Wasserdampf zwischen 15 und 16 km Höhe zeigte. Trajektorien legen den Antransport von vermutlich gefriergetrockneter Luft aus der Karibik innerhalb von 9 Tagen nahe. Der dehydrierten Tropenluft wird in der Fachwelt eine besondere Bedeutung für die niedrigen Wasserdampfkonzentrationen in der unteren Stratosphäre beigemessen (z.B. [Fueglistaler & Haynes (2005), Hegglin et al. (2009)]). Es ist durchaus bemerkenswert, dass diese dehydrierte Tropenluft durch direkten Antransport bis in die mittleren Breiten gelangt und somit mit Hilfe des Raman-Lidars detektiert werden kann.

Zur Bestimmung der Luftmassenherkunft wurde in dieser Arbeit das HYSPLIT-Modell [Draxler & Rolph (2014)] angewandt, welches sich auf einfache Weise am Internet bedienen lässt.⁽¹⁾ Dieses Modell erlaubt die Berechnung von Rückwärtstrajektorien bis zu einer Länge von 315 h (13 Tagen). In vielen Fällen ist eine Bestimmung der Herkunft innerhalb eines solchen Zeitraums möglich. Vielfach ist in größeren Höhen, insbesondere in der unteren

⁽¹⁾<https://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>

Stratosphäre, die Herkunft einer Luftmasse schwer zu quantifizieren. Sogenannte 'Retropumes' zur Bestimmung des Ursprungs von Luftmassen (Stohl et al., 2005; Trickl et al., 2011), die bis zu 20 Tage rückwärts berechnet werden, müssen hierzu noch deutlich länger werden. Retropumes weisen den Vorteil auf, eine ganze Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Transport zu liefern.

Temperatur

Begleitend für die Messungen des OH-Leuchtens in der Mesosphäre des DLR an der UFS [Höppner (2008), Schmidt et al. (2013)] sollte das Lidar-System Temperaturmessungen bis in mindestens 80 km Höhe liefern. Auch für die Temperaturmessungen bis in große Höhen wurde eine Messdauer von einer Stunde angesetzt. Für die Bestimmung der Temperaturverteilung ergab die Methode auf Basis der Rayleigh-Rückstreuung der Welle 353,11 nm (Referenzwelle) das größte Potential, insbesondere bezüglich Reichweite, letztlich auch, weil bei dieser Wellenlänge keine Signalschwächung durch Absorption in Ozon auftritt und auch keine Ozonkorrektur erforderlich ist. Bei der Methode auf Basis der Rayleigh-Rückstreuung der Welle 307,925 nm (Primärwelle) musste das riesige Signal um drei Dekaden abgeschwächt werden. Ohne die Abschwächung könnte man oberhalb des Einflussbereichs des Ozons noch bessere Resultate erzielen, müsste aber dann das Nahbereichssignal bis in über 10 km Höhe abschneiden, um den Detektor nicht zu überlasten.

Es zeigte sich allerdings, dass die Konversion der Laser-Strahlung auf 353,11 nm in der Raman-Zelle bei hohen Repetitionsraten letztlich nicht zuverlässig funktionierte. Daher wird seit kurzem ein zweiter Laser zur Erzeugung der Referenzwelle eingesetzt. Mit diesem gelangen Temperaturmessungen bis 89 km [Klanner et al. (2021)], die bis 55 km auf ca. 2 K genau validiert werden konnten und auch bis zum oberen Ende im Vergleich zu den GRIPS-Messungen des DLR [Schmidt et al. (2013)] oder Satellitenmessungen Abweichungen von maximal 5 bzw. 10 K aufweisen. Zur Optimierung des Referenzwerts bieten sich die GRIPS-Messungen des DLR an, mit dem Vorteil, dass diese am selben Ort stattfinden wie die Raman-Lidar-Messungen.

Das Auswerteverfahren konvergiert unabhängig vom Temperaturstartwert innerhalb von ca. 15 km auf die durch die Dichtekalibrierung vorgegebenen Werte. Wenn bei einer weiteren Verbesserung des Raman-Lidars die Temperaturmessungen in einer Starthöhe von 100 km initialisiert werden können, ist es möglich, die Dichte- und Temperaturstartwerte solange zu iterieren, bis die Temperatur bei etwa 85 km Höhe mit den GRIPS-Messungen übereinstimmt. Weitere Verbesserungen sind insbesondere durch höhere Laser-Repetitionsraten zu erwarten (Kapitel 9.).

Die Temperaturmessung mit der Rayleigh-Rückstremethode funktionierte in den ersten Messungen schon ab 9 km. In späteren Messungen gelangen hervorragende Temperaturprofile erst ab 18 km [Klanner et al. (2021)]. Dies kann an zu kritischer Justage liegen, aber zum Teil auch am Anteil des stratosphärischen Aerosols [Trickl et al. (2013)]. Dieses reichte bis grob 27 km, war aber nach Waldbränden in British Columbia bis 20 km erhöht [Baars et al. (2019)].

Alternativ muss in Anwesenheit von Aerosol die Rotations-Raman-Methode verwendet werden. Ein Grund hierfür ist, dass infolge der Quotientenbildung der Signale für die beiden nahe beieinanderliegenden Wellenlängen keine zusätzliche Korrektur infolge von Aerosol-

Strukturen und Absorption im Ozon erforderlich ist. Bei der Rotations-Raman-Methode sind noch Verbesserungen erforderlich. In [Höveler (2015)] wird jedoch aufgezeigt, dass für das neue Nahbereichs-Empfangssystem am UFS-Lidar von 4 km bis 8,5 km diese Methode Temperaturprofile mit Unsicherheiten unter 1 K liefert. Mit dem großen Fernbereichsteleskop sind noch viel größere Reichweiten zu erwarten. Behrendt & Reichardt (2000) haben mit der Rotations-Raman-Methode bis 30 km Höhe genaue Temperaturmessungen realisiert.

9. Zusammenfassung und weitere Entwicklung

Wasserdampf liefert mit etwa 60 % den größten Beitrag zum Treibhauseffekt. Insbesondere in der oberen Troposphäre, aber auch in der unteren Stratosphäre reagiert das Klima außerordentlich empfindlich auf Änderungen der Wasserdampfverteilung. Daher ist es wichtig, die Entwicklung des Wasserdampfgehalts nicht nur in der Troposphäre sondern bis hinauf in die untere Stratosphäre zu verfolgen und dabei auch die Auswirkungen auf die Temperatur bis an die Grenze zur Thermosphäre hin zu erkunden. Als Beitrag hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Hochleistungs-Raman-Lidar entwickelt mit der Zielsetzung, die vertikale Wasserdampfverteilung bis etwa 25 km NN und gleichzeitig die vertikale Temperaturverteilung bis über 80 km zu bestimmen.

Wegen der geringen Rückstreuung der Raman-Streuung ist die Raman-Lidar Messtechnik sehr empfindlich gegen Hintergrundstrahlung. Daher können Messungen mit großer Reichweite nur bei Nacht durchgeführt werden. Um die Durchführung mehrerer Messungen pro Nacht zu ermöglichen, sollte die für eine Messung erforderliche Zeit nicht über einer Stunde liegen.

Als Standort für die Anlage wurde die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus in 2.675 m Höhe gewählt. Hier ist bereits ein differentielles Absorptions-Lidar (DIAL) installiert, mit dem seit mehreren Jahren mit einer relativen systematischen Messunsicherheit von maximal 1 % auf den untersten Kilometern und einer Höhenauflösung von 50 m bis 300 m die vertikale Wasserdampfverteilung in der gesamten freien Troposphäre bis zu 12 km Höhe bestimmt werden [Vogelmann et al. (2011), Trickl et al. (2016)]. Angesichts der hohen Messgenauigkeit bietet das bestehende DIAL die Möglichkeit, das neu entwickelte Raman-Lidar zu kalibrieren und die damit gewonnenen Ergebnisse im unteren Höhenbereich auch zu validieren.

Das Raman-Lidar besteht aus einer Sende- und einer Empfangseinheit. Die Sendeeinheit pulst Laser-Licht senkrecht in die Atmosphäre. Es wird von den Molekülen der Atmosphäre gestreut. Ein Teil des gestreuten Lichts gelangt in die Empfangseinheit und wird dort aufbereitet, nach Wellenlängen selektiert, in Messsignale umgewandelt und aufgezeichnet.

Kernstück der Sendeeinheit ist ein XeCl-Exzimer-Laser (308 nm), der üblicherweise bei industriellen Anwendungen wie z.B. der Fertigung von Flachbildschirmen eingesetzt wird. Für die hier vorgesehene wissenschaftliche Anwendung war ein Umbau auf schmalbandigen und polarisierten Einzellinienbetrieb erforderlich. Als Ergebnis dieses Umbaus liefert der Laser eine Einzellinien-Emission bei einer Vakuumwellenlänge von 307,925 nm und einer Halbwertsbreite von etwa 0,057 nm. Die maximale Pulsfolgefrequenz beträgt 350 Hz. Die spektrale Reinheit liegt je nach Pulsfolgefrequenz zwischen 98,5 % und 99,5 %, der Polarisationsgrad bei 99,6 %. Es ergeben sich Durchschnittsleistungen von bis zu 180 W, was

mehr als dem Zehnfachen der anderorts eingesetzten Leistung entspricht. Die hohe Sendeleistung ist eine wesentliche Voraussetzung dafür, dass die angestrebten Reichweiten bei nur 1 h Messdauer erreicht werden.

Mit Hilfe einer eigens entwickelten Raman-Zelle wird in der Sendeeinheit ein Teil der Laser-Strahlung in eine Strahlungskomponente mit 353,11 nm konvertiert. Diese Referenz-Strahlungskomponente (Referenzwelle) wird im Gegensatz zur Primär-Strahlungskomponente (Primärwelle) nicht von Ozon absorbiert. Damit besteht die Möglichkeit, aus der Rayleigh-Streuung beider Komponenten den Ozongehalt zu bestimmen und damit die erforderlichen Korrekturen bei den Messergebnissen infolge der Strahlungsabsorption durch Ozon vorzunehmen. Darüber hinaus eröffnet die Referenzwelle eine weitere Möglichkeit der Temperaturbestimmung.

Die Empfangseinheit besteht aus zwei Bereichen, dem Nahbereich bis etwa 8 km und dem Fernbereich für die Höhen darüber. Diese Aufteilung ist erforderlich angesichts der extrem hohen Signaldynamik von mehr als acht Größenordnungen, die von einem einzelnen Empfangssystem nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit verarbeitet werden kann.

Das in die Empfangseinheit gelangende Rückstreulicht wird über Teleskope aufgefangen. In nachgeordneten Polychromatoren erfolgt eine Reduktion des Streulichtspektrums auf sechs Einzellinien. Jede Linie ist dabei einem eigenen Kanal zugeordnet. Über Photomultiplier wird die Intensität der Einzellinien in Messsignale umgesetzt. Die Signale werden sowohl mittels Transientenrekorder als auch mittels Photonenzähler aufgezeichnet.

Die Auswertung der aufgezeichneten Signale erfolgt auf Basis der Lidar-Gleichungen, die für jede Linie den Zusammenhang zwischen gemessenem Signal, ausgesendetem Signal und Anzahldichte der die jeweilige Streuung verursachenden Moleküle herstellen.

Der Wasserdampfgehalt wird aus den Signalen der Vibrations-Raman-Streuungen der Primärwelle an Wasserdampfmolekülen (346,94 nm) und an Stickstoffmolekülen (331,71 nm) ermittelt. Das Wasserdampfmischungsverhältnis ergibt sich aus dem Verhältnis beider Signale.

Zur Temperaturbestimmung kommen vier unterschiedliche Methoden zur Anwendung. Bei drei dieser Methoden wird aus dem jeweiligen Rückstreusignal zunächst der Luftdichteverlauf und daraus, unter der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts in der Atmosphäre, der Temperaturverlauf bestimmt. Dabei ist die Festlegung einer Referenzhöhe mit bekannter Dichte im unteren Höhenbereich sowie eines Druck-Startwerts in großer Höhe erforderlich. Als Rückstreusignal wird die Rayleigh-Streuung der Referenzwelle an allen Molekülen, die Vibrations-Raman-Streuung der Primärwelle an Stickstoffmolekülen oder die Rayleigh-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen verwendet. Bei der vierten Methode erfolgt die Temperaturbestimmung direkt aus den Signalen der Rotations-Raman-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen (innere Flanke des Spektrums mit 306,762 nm und äußere Flanke mit 307,36 nm). Dabei wird der Effekt ausgenutzt, dass die Intensität bei 306,762 nm eine ausgeprägte und die Intensität bei 307,36 nm nur eine geringe Abhängigkeit von der Lufttemperatur besitzt. Die Festlegung einer Referenzhöhe mit bekannter Dichte sowie eines Druck-Startwerts ist hier nicht erforderlich.

Die Ermittlung des Ozongehalts erfolgt mit Hilfe des Dial-Prinzips aus den Signalen der Rayleigh-Streuung der Primär- und der Referenzwelle.

Zur optimalen Einstellung und zur Festlegung der Betriebsparameter der Anlage wurde eine Reihe von Komponententests durchgeführt, und zwar zur spektralen Reinheit, zum Polarisations-

tionsgrad sowie zur Pulsenergie und zur Konversionsrate in der Raman-Zelle. Anschließend erfolgte eine Erprobung des Gesamtsystems im Rahmen von Atmosphärenmessungen.

Für die Bestimmung der Wasserdampfverteilung ergab sich ein Messbereich von 3,5 bis 21 km bei einer Messdauer von 57 Minuten. Die Standardabweichung zu den Vergleichswerten lag im unteren Bereich bis 8 km bei $\pm 4\%$, im mittleren Bereich von 9 bis 13 km bei $\pm 11\%$ und im oberen Bereich von 14 bis 21 km bei $\pm 20\%$.

Bei der Bestimmung der Temperaturverteilung zeigte sich, dass nur die beiden auf Rayleigh-Streuung basierenden Methoden zu großen Reichweiten führen. Mit der Rayleigh-Streuung der Primärwelle ergab sich ein Messbereich von 7 bis 45 km, mit einer Standardabweichung zu den Vergleichswerten von $\pm 2\text{ K}$.

Mit der Rayleigh-Streuung der Referenzwelle wurde ein Messbereich von 9 bis 52 km erreicht, mit einer Standardabweichung zu den Vergleichswerten von $\pm 2\text{ K}$ im Bereich bis 39 km und $\pm 9\text{ K}$ darüber. Die Leistungsfähigkeit dieser Methode konnte allerdings zunächst nur anhand eines Kurzzeitversuchs ohne Photonenzähler mit 16,7 Minuten Messdauer und 100 Hz Pulsfolgefrequenz untersucht werden, da bei den Folgemessungen infolge einer instabilen Konversionsrate in der Raman-Zelle die Referenzstrahlung zu schwach war, um damit valide Temperaturbestimmungen vornehmen zu können. Mittels einer Extrapolation wurde aufgezeigt, dass sich bei stabiler Konversionsrate bei 1 Stunde Messdauer Reichweiten über 80 km ergeben, wie sie auch später nachgewiesen wurden (siehe unten). Aufgrund der fehlenden Lichtabsorption durch Ozon ist diese Methode besonders gut geeignet zur Bestimmung der Temperaturverteilung bis in große Höhen.

Mit den erzielten Messbereichen von 11 bis 29 km bei der Vibrations-Raman-Streuung der Primärwelle an Stickstoffmolekülen und 11 bis 14 km bei der Rotations-Raman-Streuung der Primärwelle an allen Molekülen ist davon auszugehen, dass diese Methoden nicht für die Erzielung großer Reichweiten für die Temperaturbestimmung geeignet sind.

Im Rahmen der Weiterentwicklung der Anlage konnte Höveler (2015) nachweisen, dass sich mit der Rotations-Raman-Streuung im Nahbereich 4 bis 8,5 km mit nur $\pm 1\text{ K}$ Abweichung von den Vergleichswerten sehr genaue Temperaturmessungen erzielen lassen.

Auch für die Ozonbestimmung liegt nur eine Kurzzeitmessung vor. Es ergab sich im Bereich von 17 km bis 25 km eine Standardabweichung von $\pm 16\%$ und bis 40 km eine Standardabweichung von $\pm 49\%$ von den Vergleichswerten. Oberhalb 40 km wich die Messung um bis zu mehr als eine Größenordnung von den Vergleichswerten ab. Weitere Verbesserungen sind zu erwarten, wenn für beide Rayleigh-Kanäle auch Photonenzählergebnisse vorliegen und auch hier die Signalkoppelung zugrunde gelegt wird. Für die Ozonkorrektur ist der Bereich über 40 km auf Grund der niedrigen Konzentrationen nicht relevant.

Aufbauend auf den in diesem Projekt erzielten Ergebnissen wurde im Anschluss eine Reihe von Optimierungen an der Anlage vorgenommen [Klanner et al. (2021)]. In der Sendeanlage erfolgte unter anderem die Installation einer weitgehend ferngesteuerten Aufwärmroutine, zur Vermeidung des Abfalls der Pulsenergie infolge thermischer Dejustage des resonatorinternen Fabry-Perot-Interferometers, und der Einbau von Rechteckblenden im Strahlengang, um die Strahlführung im Labor zu kontrollieren und falsch orientierte Strahlanteile zu eliminieren. Diese Optimierungen bewirkten allerdings bei Pulsfolgefrequenzen über 100 Hz eine Instabilität bei der Konversionsrate. Zur Erzeugung einer stabilen Referenzlinie kommt daher seit 2018 anstatt der Raman-Zelle ein zweiter Laser zum Einsatz, der vorher beim UFS-Wasserdampf-DIAL verwendet worden war. Dieser Nd:YAG-Laser (injection-seeded

Powerlite 8020 von Continuum, 20 Hz Repetitionsrate) wurde auf 355 nm frequenzverdreifacht und liefert dort 160 mJ Pulsenergie. Hierdurch ändert sich die Referenzwellenlänge kaum. Ein entscheidender Vorteil ist, dass dadurch die gesamte Leistung der primären Laser-Strahlung bei 307,925 nm für die Wasserdampfmessungen zur Verfügung steht, deren Leistung somit auch genau über den Energiemonitor kalibriert ist. Ein weiterer Vorteil ist die niedrigere Strahldivergenz dieses Lasers, wodurch die aus der Atmosphäre zurückgestreute Strahlung mit einem engeren Eintrittsspalt im Detektionssystem besser räumlich gefiltert werden kann. Die Synchronisierung mit dem Exzimer-Laser und zeitversetzte Emission des zweiten Lasers verhindert die Interferenz der dann sehr starken Rayleigh-Streuung in den spektral benachbarten Raman-Kanälen bei 331,71 und 346,94 nm. Mit Rücksicht auf die Detektionselektronik wird der Exzimer-Laser mit 300 Hz Pulsfolgefrequenz betrieben, so dass der Nd:YAG-Laser dann alle 15 Schüsse des Exzimer-Lasers einen Puls aussendet. Im Empfangssystem ergaben sich Vereinfachungen, da die kritische Wellenlängentrennung mit zwei Strahlteilern wegfällt [Klanner et al. (2021)].

Im Anschluss an diese Maßnahmen konnten die Polychromator-Kästen mit den vorgesehenen Deckeln lichtdicht verschlossen und ein Eingangsspalt zur Einengung des Blickfelds montiert werden. Damit gelang eine wesentliche Verbesserung in der Unterdrückung von Umgebungslicht von innerhalb und außerhalb des Labors. Zudem wurde der Eingangsschlitz sukzessive verkleinert. Dadurch schrumpfte in den meisten der sechs Kanäle der Hintergrund von wenigen hundert auf optimale 0-1 Photonen pro Stunde und Bin (Intervall: 7,5 m). Im Wasserdampfkanal war infolge von Rest-Hintergrundleuchten der Untergrund auf 3-4 Photonen pro Stunde erhöht [Klanner et al. (2021)]. Diese niedrigen Rauschpegel bilden die Voraussetzung für die am Ende erzielten maximalen Spezifikationen.

Insgesamt bedeutet die im Rahmen dieses Projekts erfolgte elektronische Entwicklung einen Meilenstein in der Lidar-Messtechnik. Dies war bei einem Lidar-System dieser Leistung eine ganz besondere Herausforderung. Mit der finalen Abdeckung kann nun eine Signaldynamik von mehr als 8 Dekaden bei voller Linearität nachgewiesen werden, in der Nähe der theoretischen Grenze. Die verbesserten Verfahren wurden parallel auch auf das troposphärische Ozon-Lidar des IMK-IFU [Trickl et al. (2020)] und die stratosphärischen Aerosolmessungen übertragen.

Zur Erhöhung der Sicherheit und der Bedienungsqualität wurde auch eine Reihe von Automatisierungsmaßnahmen realisiert, darunter das automatische Blockieren des Laser-Strahls, um ein mit Radar geortetes überfliegendes Objekt vor dem Laser-Strahl zu schützen.

Eine erste Temperaturmessung mit der optimierten Anlage auf Basis der Referenzlinie ergab eine Reichweite von 89 km bei einer Messdauer von 56 min. Damit lässt sich zusammenfassend feststellen, dass die Anlage die gesetzten ehrgeizigen Anforderungen, Reichweite für Wasserdampf bis 25 km und für Temperatur bis über 80 km, bei einer Messdauer von unter 1 Stunde nunmehr weitgehend erreicht. Dies bedeutet eine Verbesserung dieser Messtechnik um eine Größenordnung.

Die hier entwickelte Lidar-Anlage kann auch für die Untersuchung weiterer klimarelevanter Atmosphärendaten von Bedeutung werden. Durch die hohe Anzahl von Messungen (stundenweise über mehrere Nächte hinweg) lassen sich Zeitreihen der Dichte- und Temperaturänderungen bis in die Mesosphäre hinauf aufzeichnen. Damit besteht die Möglichkeit, auch dynamische Vorgänge und Zeitskalen von Wellenbewegungen im gesamten Atmosphärenbereich bis hinauf in die Mesosphäre zu untersuchen.

Begriffe, Abkürzungen und Formelzeichen

<i>Abkürzung</i>	<i>Erklärung</i>
Bin	Kurzzeitspeicher im Transientenrekorder bzw. Photonenzähler zur zeitlichen/höhenmäßigen Zuordnung der Rückstreusignale. Beim Transientenrekorder entspricht Bin 1 $\hat{=}$ 7,5 m; Bin 2 $\hat{=}$ 15 m; bis max. Bin 8000 $\hat{=}$ 60.000 m.
DIAL	differentielles Absorptions-Lidar
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
FPI	Fabry-Perot-Interferometer
FWHM	full width half maximum, Halbwertsbreite
GISS	Goddard Institute for Space Studies
GRIPS	Ground-based Infrared P-branch Spectrometer
IMK-IFU	Institut für Forschung und Umwelt (IFU) innerhalb des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) des KIT
ITC	Innertropische Konvergenz Zone
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
L MOHp	MOHp-Lidar
Lidar	light detection and ranging
LOWTRAN model	Atmospheric Transmission and Radiance computer model
MESZ	Mitteleuropäische Sommerzeit
MLS	Microwave Limb Sounder
MOHp	Meteorologisches Observatorium Hohenpeißenberg
MOHp308	Daten des MOHp Lidars mit Wellenlänge 308 nm
MOHp353	Daten des MOHp-Lidars mit Wellenlänge 353 nm
NCEP	National Centers for Environmental Prediction
NDACC	Network for the Detection of Atmospheric Composition Change
PC	Photonenzähler (Photon Counting)
PMT	Photomultiplier
PRRS	Pure Rotational Raman Spectrum

<i>Abkürzung</i>	<i>Erklärung</i>
R	Reflektion
RL	Raman-Lidar
RS	Radiosonde
SSU	Stratospheric Sounding Unit
T	Transmission
TR	Transientenrekorder
UFS	Umweltforschungsstation Schneefernerhaus
UTC	Universal Time Coordinated: koordinierte Weltzeit
UTLS	upper troposphere and lower stratosphere
WCB	Warm Conveyor Belt

<i>Formelzeichen</i>	<i>Erklärung</i>
A	Fläche des Empfangsteleskops
$\frac{A O(z)}{(z-z_M)^2}$	Empfangsfaktor
a	Konstante für Exponentialansatz
b	Konstante für Exponentialansatz
c	Lichtgeschwindigkeit
$\left. \frac{d\sigma_{\lambda, \text{prim}}}{d\Omega} \right _{\pi}$	differentieller Rückstreuquerschnitt der Rayleigh-Rückstreuung bei der jeweiligen Wellenlänge
$\left. \frac{d\sigma_{RR;\lambda}}{d\Omega} \right _{\pi}$	differentieller Rückstreuquerschnitt der Rotations-Raman-Rückstreuung bei der jeweiligen Wellenlänge
$\left. \frac{d\sigma_{VR;\lambda}}{d\Omega} \right _{\pi}$	differentieller Rückstreuquerschnitt der Vibrations-Raman-Rückstreuung bei der jeweiligen Wellenlänge
E	Pulsenergie am Ausgang Raman-Zelle
$\text{EXT}_m(z)$	Extinktionsfaktor infolge Streuung an allen Molekülen
$\text{EXT}_{\text{O}_3}(z)$	Extinktionsfaktor infolge Ozonabsorption
$\text{EXT}_{4,5}(z)$	Extinktionsfaktor abwärts für Kanal 4 bzw. 5
$I(z)$	Integral von z_0 bis z über Luftdichte
I_i	numerisches Integral von z_0 bis z_i über Luftdichte (Trapezformel)

<i>Formelzeichen</i>	<i>Erklärung</i>
$I_{O_3}(z)$	Integral von z_0 bis z über Anzahldichte Ozon
$I_{O_3,i}$	numerisches Integral von z_0 bis z_i über Anzahldichte Ozon (Trapezformel)
g_i	Erdbeschleunigung in der Höhe z_i
K_{empf}	Kalibrierfaktor Empfangskanal
K_{H_2O}	Kalibrierfaktor H ₂ O-Messkanal, abhängig von Telekopfläche, Detektionskoeffizient u.a.
K_{N_2}	Kalibrierfaktor N ₂ -Messkanal, abhängig von Telekopfläche, Detektionskoeffizient u.a.
$K_{P1...3,6}(z)$	Korrekturfaktor Messsignal Kanal 1...3, 6
$K_{\rho3,4,6}(z)$	Korrekturfaktor Dichte Kanal 3, 4, 6
$K_1 \dots K_6$	Kalibrierfaktor Messkanal 1...6
k	Boltzmann-Konstante
$m(z)$	Wasserdampfmischungsverhältnis (Massenmischungsverhältnis)
M	Molekulargewicht
N_A	Avogadrokonstante
$N_{H_2O}(z)$	Anzahldichte Wasserdampfmoleküle in Höhe z
$N_L(z)$	Anzahldichte trockene Luft Moleküle in Höhe z \approx Anzahldichte alle Moleküle in Höhe z
$N_m(z)$	Anzahldichte alle Moleküle in Höhe z
$N_{N_2}(z)$	Anzahldichte Stickstoffmoleküle in Höhe z
$N_{O_3}(z)$	Anzahldichte Ozonmoleküle in Höhe z
$O(z)$	Überlappungsfunktion zwischen Laser-Strahl und Empfangsteleskop (für größere Höhen = 1)
P_{prim}	Sendesignal bei der Primärwellenlänge (Anzahl ausgesendete Photonen ab Ausgang Raman-Zelle)
$P_{H_2O}(z)$	Anzahl empfangene Photonen Vibrations-Raman-Streuung an Wasserdampfmolekülen, aus Höhe z
$P_{N_2}(z)$	Anzahl empfangene Photonen Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoffmolekülen, aus Höhe z
P_{ref}	Sendesignal bei der Referenzwellenlänge (Anzahl ausgesendete Photonen ab Ausgang Raman-Zelle)
$P_1(z) \dots P_6(z)$	Messsignal Kanal 1...6 für Höhe z

<i>Formelzeichen</i>	<i>Erklärung</i>
$P_{3,4,6;0}$	Messsignal Kanal 3, 4, 6 für Referenzhöhe z_0
$p_{o,i}$	Luftdruck an der oberen Grenze der Höhenstufe i
$p_{u,i}$	Luftdruck an der unteren Grenze der Höhenstufe i
Δp_i	Druckdifferenz zwischen unterer und oberer Grenze der Höhenschicht
R_L	Gaskonstante der Luft
t_{gesendet}	Zeitpunkt, zu dem der Laser-Puls gesendet wird
$t_{\text{empfangen}}$	Zeitpunkt, zu dem der Laser-Puls empfangen wird
T_i	mittlere Temperatur der Höhenstufe i
z	Höhe über dem Meeresspiegel (NN)
z_M	Höhe der Messstation über dem Meeresspiegel
z_0	Referenzhöhe, Höhe der Höhenstufe 0 (Mitte) über dem Meeresspiegel
$z_i = z_0 + i \cdot \Delta z$	Höhe der Höhenstufe i (Mitte) über dem Meeresspiegel
$z_{i \text{ start}}$	Starthöhe für die Luftdruckberechnung
Δz	Höhenauflösung, Bin, Dicke einer Höhenstufe (am Photonen-zähler/Transientenspeicher einstellbar, hier in der Regel 7,5 m)

<i>griechisches Formelzeichen</i>	<i>Erklärung</i>
$\alpha_{\text{ab}}(\zeta)$	Extinktionskoeffizient abwärts zwischen Höhenschicht und Messstation
$\alpha_{\text{auf}}(\zeta)$	Extinktionskoeffizient aufwärts zwischen Messstation und Höhenschicht
$\alpha_{\text{m},\lambda}(\zeta)$	Extinktionskoeffizient durch Streuung an allen Molekülen bei der jeweiligen Wellenlänge
$\alpha_{\text{O}_3,\lambda}(\zeta)$	Extinktionskoeffizient durch Ozonabsorption bei der jeweiligen Wellenlänge
$\beta_{\text{m},\lambda}(z)$	Rückstreukoeffizient an allen Molekülen bei der jeweiligen Wellenlänge
$\beta_{\text{H}_2\text{O};346,94}(z)$	Rückstreukoeffizient Vibrations-Raman-Streuung an Wasserdampfmolekülen

<i>griechisches Formelzeichen</i>	<i>Erklärung</i>
$\beta_{N_2;331,71}(z)$	Rückstreukoeffizient Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoffmolekülen
$\beta(z) \cdot \Delta z$	Rückstreufaktor
$\Delta \tilde{\nu}$	Wellenzahlenverschiebung in folge von Streuung
$\eta_{\text{prim}}; \eta_{\text{ref}}$	Wirkungsgrade in der Sendeeinheit (ab Ausgang Raman-Zelle)
$\eta_1 \dots \eta_6$	Wirkungsgrad in der Empfangseinheit Kanal 1...6
ζ	Höhe über dem Meeresspiegel (NN) (Integrationsvariable)
λ	Wellenlänge
λ_{H_2O}	Wellenlänge Vibrations-Raman-Rückstreuung an Wasserdampfmolekülen
λ_{N_2}	Wellenlänge Vibrations-Raman-Rückstreuung an Stickstoffmolekülen
λ_{prim}	Primärwellenlänge
λ_{ref}	Referenzwellenlänge
$\rho(z)$	Luftdichte in Höhe z
ρ_i	mittlere Dichte der Höhenstufe i
$\rho_K(z)$	korrigierte Luftdichte
$\rho_{R-E-L}(z)$	Vergleichs Luftdichte, aus Radiosondendaten - Extrapolation-LOWTRAN-Daten
ρ_0	Luftdichte in Referenzhöhe z_0 , mittlere Luftdichte der Höhenstufe 0
$\sigma_{m,\lambda} \approx \sigma_{L,\lambda}$	Extinktionsquerschnitt infolge Streuung an allen Molekülen bei der jeweiligen Wellenlänge
$\sigma_{O_3,\lambda}$	Extinktionsquerschnitt infolge Ozonabsorption bei der jeweiligen Wellenlänge

<i>Index</i>	<i>Erklärung</i>
empf	empfangen (Wellenlänge, Signal, ...)
ges	gesendet (Wellenlänge, Signal, ...)
H ₂ O	bezogen auf Wasserdampfmoleküle bzw. auf Wasserdampf

<i>Index</i>	<i>Erklärung</i>
<i>i</i>	Anzahl der Höhenstufen (Höhenauflösungsstufen mit Dicke Δz) über Referenzhöhe z_0
K	korrigierter Wert
L	bezogen auf Luft
m	bezogen auf alle Molekülen der Luft
N ₂	bezogen auf Stickstoffmoleküle bzw. auf Stickstoff
O ₂	bezogen auf Sauerstoffmoleküle bzw. auf Sauerstoff
O ₃	bezogen auf Ozonmoleküle bzw. auf Ozon
prim	bezogen auf Primärwellenlänge
ref	bezogen auf Referenzwellenlänge
R	Rayleigh-Streuung
RR	Rotations-Raman-Streuung
VR	Vibrations-Raman-Streuung
1, 2, 3, 4, 5, 6	bezogen auf Kanal Nummern
0	bezogen auf Referenzhöhe

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1	Messstationen des NDACC. Die meisten Stationen führen atmosphärische Wasserdampf- und Temperaturmessungen durch.	2
Abb. 2	Die Absorptionswirkung der einzelnen Treibhausgase: Erdstrahlung an der Erdoberfläche und nach Absorption in 70 km Höhe (Modellrechnung ohne Wolkeneinfluss, nach [Sirtl (2010)]).	6
Abb. 3	Die Atmosphäre ist für einen großen Teil der solaren Strahlung durchsichtig. Von den empfangenen 341 W/m^2 gelangen 184 W/m^2 zur Erdoberfläche. 161 W/m^2 werden von der Oberfläche absorbiert. Die Ausstrahlung von der Oberfläche, 396 W/m^2 , ist langwelliger. 356 W/m^2 davon werden von den infrarotaktiven Treibhausgasen absorbiert. 333 W/m^2 davon kommen als Gegenstrahlung zurück zur Oberfläche und werden dort absorbiert. Mit steigendem Treibhausgasanteil steigt die Absorption und damit die Oberflächentemperatur. Nach [Trenberth et al. (2009)].	6
Abb. 4	Der globale Wasserkreislauf: Reservoirs (blaue Ziffern, [10^3 km^3]), Flüsse (graue kursive Ziffern, [$10^3 \text{ km}^3/\text{Jahr}$]), nach [Kasang (2005)].	7
Abb. 5	Vertikalprofil der Wasserdampfkonzentration entlang des 11. Längengrads Ost. Tropopause (dicke schwarze Linie), Windgeschwindigkeit senkrecht zur Zeichenebene (rote Linien), Hadley-Zirkulation (schwarze Pfeile), Brewer-Dopson-Zirkulation (gestrichelte Pfeile), Feuchteprofile für 5 Breitengrade (rechtes Bild) nach [Kaufmann (2013)].	8
Abb. 6	Die Hadley-Zirkulation ist eine thermisch bedingte Vertikalzirkulation zwischen dem Subtropen-Hochdruckgürtel und der äquatorialen Tiefdruckrinne (ITC), nach [Blees (2013)].	8
Abb. 7	Brewer-Dopson-Zirkulation (weiß-blaue Pfeile), bestehend aus einem aufsteigenden Ast beidseits des Äquators, der durch die tropische Zirkulation angetrieben wird, und einem absteigenden Ast über den Polen, der durch die polare Abkühlung verursacht wird. Über turbulente Austauschprozesse wird Luft auch in mittleren und höheren Breiten über die Tropopause transportiert (rote Pfeile), nach [Kasang (2005)].	9
Abb. 8	Natürliche (grün) und antropogene (rot) Methanquellen und Methansenken in [Tg/Jahr], nach [Kasang (2014)].	9
Abb. 9	Zeitliche Variation von Wasserdampf nach [Leblanc et al. (2013)].	10
Abb. 10	Einfluss der Änderung des Wasserdampfgehalts auf den Strahlungsantrieb für das bodennahe Klima. Grundlage: Detailliert line-by-line-Rechnungen. Dargestellt sind der unmittelbare langwellige (LW) und kurzwellige (SW) Strahlungsantrieb sowie der angepasste gesamte Strahlungsantrieb über der Höhe bei 35°N nach [Solomon et al. (2010)].	11
Abb. 11	Der Einfluss des stratosphärischen Wasserdampfs auf den Strahlungsantrieb und die Erderwärmung nach [Solomon et al. (2010)].	11

Abb. 12	Einfluss des erhöhten stratosphärischen Wasserdampfgehalts auf die Temperaturentwicklung seit 1980 (Jahresmittelwerte in 50 km Höhe im Bereich 60°N - 60°S, GISS-Modellrechnung und SSU Beobachtungen nach [Shindell (2001)].	12
Abb. 13	Prinzipeller Aufbau eines Raman-Lidars nach [Leblanc et al. (2013)].	13
Abb. 14	Ablauf von Laser-Pulsen und Rückstreusignalen bei einer Pulsfolgefrequenz von 100 Hz.	15
Abb. 15	Gerechnetes Spektrum des Rayleigh- und Raman-rückgestreuten Lichts für eine Laser-Wellenlänge von 355 nm, bei Normaldruck, Temperatur 300 K, Wasserdampf-Massenmischungsverhältnis 10 g/kg, Stickstoffanteil 78,1 %, Sauerstoffanteil 20,9 % (nach [Wandinger (2005)]). Die Kurven für flüssiges Wasser und Eis sind willkürlich skaliert. Das Wasserdampf-Mischungsverhältnis wird mit Hilfe der Signale der reinen Vibrations-Raman-Streuung an Wasserdampf- und Stickstoffmolekülen bestimmt.	16
Abb. 16	Schematischer Aufbau des Gesamtsystems, bestehend aus Sende- und Empfangseinheit. Die Polychromatoren, Detektoren (PMT), Diskriminatoren (blaue Kästchen unterhalb der PMT), Transientenrekorder und Photonenzählssysteme für den Fern- und Nahbereichsempfang sind baugleich. Die Diskriminatoren leiten das Signal an Transientenrekorder und Photonenzählssysteme weiter.	21
Abb. 17	Das Schneefernerhaus mit den Aufbauten für das Raman-Lidar und das DIAL auf der obersten Dachterrasse: Ansicht von Osten. Bei dem DIAL handelt es sich um das bereits bestehende System.	23
Abb. 18	Draufsicht auf die Sendeeinheit des Raman-Lidars. Das Zylinderlinsenteleskop dient zur ersten Aufweitung des Laser-Strahls. Durch die Linse vor der Raman-Zelle wird eine weitere Strahlexpansion initiiert. Der Konkavspiegel kollimiert den Strahl auf 180 mm × 190 mm. Über den 45°-Spiegel wird der Laser-Strahl senkrecht durch den Lidar-Turm in die Atmosphäre gesendet. Brennweite der Fokussierlinse vor der Raman-Zelle: 2000 mm. Vor dem Zylinderlinsenteleskop und der Fokussierlinse befindet sich je eine Blende als Streulichtschutz.	24
Abb. 19	Links: Umlenkspiegel, Durchmesser 200 mm, rechts: Aussendespiegel im Versorgungsschacht, Durchmesser 500 mm.	24
Abb. 20	Links: XeCl-Laser LSX 300C der Firma Coherent, Göttingen. Industrie-Laser mit 350 W Durchschnittsleistung. Rechts: Für den Transport ausgebaute Laser-Röhre im KIT-Labor auf der UFS, in der sich das Laser-Gas befindet (unten) mit Hochspannungseinheit (oben) zur Erzeugung des inertialen Lichtblitzes. (Quelle: Coherent)	27
Abb. 21	Laser-Transport vom Lastenbahnhof der Zahnradbahn Bergstation bis ins KIT-Labor im 8. Obergeschoss der UFS (Quelle der Fotos: Coherent; Quelle der Gebäudepläne: Schneefernerhaus)	29

Abb. 22	Simulationen der Rückstreusignale für die Primärwellenlänge 308 nm und die Referenzwellenlänge 353 nm. Die beiden schwarz gepunkteten Kurven links und rechts neben dem Wasserdampfsignal zeigen die Unsicherheitsgrenzen reiner \sqrt{N} -Statistik für Höhenschichten von 0,2 km. Für die Höhenverteilungen von Wasserdampf, Temperatur, Druck und Ozon wird das Modell "Mid-latitude Summer" von LOWTRAN 7 verwendet.	31
Abb. 23	Ursprüngliches Emissionsspektrum des verwendeten Lasers (Lambda-SX-Laser der Firma Coherent) in Vakuum (Quelle: Coherent) mit drei angepassten Gauß-Linien bei 307,955 nm ^{(1)(S. 33)} , 308,173 nm und 308,215 nm (gestrichelte Linie).	32
Abb. 24	Rotations-Raman-Linien und Rayleigh-Linie aus der Raman-Streuung eines XeCl-Lasers an Stickstoff, für Emission nur bei 307,955 nm ^{(1)(S. 33)} , (schwarze durchgezogene Linie) sowie für Emission bei 308,2 nm unter Abschwächung auf 2 % (gestrichelte rote Linie). Der ebenfalls starke Beitrag von Sauerstoff wurde hier aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. Bei Stickstoff sind die Linien mit geradzahligem J wegen der Kopplung mit dem Kerndrehimpuls doppelt so stark wie diejenigen mit ungeradem J . Bei Sauerstoff fehlen die Linien mit geradzahligem J gänzlich [Herzberg (1950)].	33
Abb. 25	Aufbau des modifizierten Laser-Resonators (Draufsicht); A : quadratische Blende (41 mm \times 41 mm) aus aufgerautem Aluminium.	36
Abb. 26	Fabry-Perot-Interferometer, Konstruktionszeichnung der Firma SLS.	38
Abb. 27	Ideale Airy-Funktionen für $R = 0,90, 0,60$ und $0,55$; die Positionen der drei Emissionlinien aus Abb. 23 sind unten mit Dreiecken markiert.	39
Abb. 28	Simulationen der Rückstreusignale bei 308 nm und 353 nm (Rayleigh-Streuung) sowie bei 332 nm und 347 nm (Vibrations-Raman-Streuung), jeweils für eine Atmosphäre mit und ohne Ozon. Für die Höhenverteilungen von Wasserdampf, Temperatur, Druck und Ozon wird das Modell "Mid-latitude Summer" von LOWTRAN 7 verwendet.	40
Abb. 29	Aufbau der Raman-Zelle mit Gasflussdiagramm.	42
Abb. 30	Die Empfangseinheit des Raman-Lidars, Innenansicht des Lidar-Turms (reale Außenansicht Abb. 17). Der Empfangsspiegel des Fernbereichsteleskops hat einen Durchmesser von 1,5 m und eine Brennweite von 5 m.	45
Abb. 31	Links: Der Kamov-Doppelrotorhubschrauber von Heliswiss, mit dem alle Teile des Turmaufbaus zum Schneefernerhaus transportiert wurden, nach seiner Ankunft an der Talstation der Ehrwalder Zugspitzbahn. Rechts: Turmaufbau, Adapterring und Kuppel vor der Talstation der Ehrwalder Zugspitzbahn. . . .	49
Abb. 32	Der Turm wird am Hubschrauber angehängt.	49
Abb. 33	Transport des Turms von Ehrwald zum Schneefernerhaus. Aufsetzen des Turms auf die Dachterrasse; unten sieht man den Betonring (rechts). Im Hintergrund sieht man die Wolken der anrückenden nächsten Schlechtwetterfront.	50
Abb. 34	Links: Aufsetzen des Adapterrings auf den Turm. Anschließend wird die Kuppel aufgesetzt.	50
Abb. 35	Innenansicht des Turms kurz nach dem Antransport, die Trennwand zwischen Teleskop- und Messabteil ist hier noch nicht eingebaut. Außenansicht der Kuppel am nächsten Tag.	51

Abb. 36	Links: Empfangsspiegel des Fernbereichsteleskops, Durchmesser 1,5 m, Brennweite 5 m. Auf der Spiegelfläche ist die Kuppelöffnung sowie, als schwarzer Punkt, das Loch im Hauptspiegel zu sehen. Rechts: Newton-Sekundärspiegel des Fernbereichsteleskops mit Halterung.	51
Abb. 37	Oben: Newton-Sekundärspiegel des Fernbereichsteleskops; unten: Nahbereichsteleskop, Durchmesser: 0,36 m, Brennweite: 1,90 m. Beide sind an einem vom Turm mechanisch entkoppelten Strebengerüst montiert.	52
Abb. 38	Schematischer (unten) und tatsächlicher Aufbau (oben) des Fernbereichspolychromators mit Detektoren: IF steht für schmalbandige Interferenzfilter, die Zahlen stehen für Strahlteiler (gleiche Zahlen bedeuten Baugleichheit). Die Detektoren sind mit den kanalspezifischen Messgrößen und Wellenlängen bezeichnet. Der Eingangsspiegel ist um 90° verkippt eingezeichnet. Dies wird durch die Orientierung der Polarisierung, Punkt bzw. Doppelpfeil, dargestellt.	53
Abb. 39	Transmissions- und Reflektionsgrad des Strahlteilers 4 (Hersteller: Fa. Barr). Die Linien markieren die Wellenlängen der 6 Messkanäle, nach einem Diagramm der Fa. Laseroptik.	55
Abb. 40	Transmissionseigenschaften der verwendeten Interferenzfilter des Fernbereichspolychromators. Die Interferenzfilter von Kanal 1 - 4 und 6 haben eine Bandbreite von 0,25 nm. Das Wasserdampfsignal hat eine besonders niedrige Intensität, aber eine größere Bandbreite als die übrigen Signale (Abb. 15). Deshalb wird für Kanal 5 ein breitbandigeres Filter (0,75 nm) mit höchstem Transmissionsgrad verwendet.	56
Abb. 41	Einzelphotonenpuls aus einem der Detektoren (horizontal: 2.5 ns/Div., vertikal: 10 mV/Div.): Dargestellt ist ein relativ großer Puls (76 mV). Die meisten Pulse haben eine Amplitude unter 20 mV. Einige wenige Pulse können aber auch Amplituden bis über 150 mV erreichen.	58
Abb. 42	Statistische Verteilung der Signalstärke von Einzelphotonenpulsen aus einem Detektor. Zeitdauer der Messung: 0,5 ms, Anodenspannung 800 V. Nur wenige Pulse haben eine Signalstärke unter 5 mV.	59
Abb. 43	Abhängigkeit des Lidar-Signals von der Detektorspannung.	60
Abb. 44	Reduktion des Messsignals über der Höhe.	63
Abb. 45	Extinktionskoeffizienten für Kanal 5. Datengrundlage: LOWTRAN, Mittelwert bei Sommerbedingungen.	66
Abb. 46	Raman-Spektrum Anti-Stokes für Stickstoff: Einfluss der Temperatur auf die Rückstreuquerschnitte bei den jeweiligen Rückstreuwellenlängen $\lambda = \frac{1}{1/\lambda_{\text{prim}} + \Delta\bar{\nu}(J)}$. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird hier nur das Stickstoff-Raman-Spektrum dargestellt. Kanal 1: zentrale Wellenlänge 306,762 nm; Kanal 2: zentrale Wellenlänge 307,360 nm.	72
Abb. 47	Berechnete Abhängigkeit des Signalverhältnisses P_1/P_2 von der Temperatur.	74

Abb. 48	Gitterspektrograph zur Untersuchung des Spektrums des Laser-Strahls; G heißt Gitter (1800 Striche/mm), A Blende (Aperture), und L Linse ($f = 250$ mm), Abstandsangaben in mm. Die Blende ist weitestgehend geschlossen und erzeugt Beugungsstrukturen. Die zentrale Beugungsordnung wird durch Feinjustagen homogen und möglichst hell gemacht. Der Laser-Strahl verläuft am Ende der Versuche parallel zum Tisch und liefert dann vertikale Striche im Fokus der zweiten Gitterordnung ($l = 6,15$ m).	78
Abb. 49	Der Referenztest ohne Filter ergab, dass der Laser-Strahl neben der Primärlinie $307,955$ nm ^{(1)(S. 33)} ein Dublett aufweist. Das linke Bild zeigt die Teilintensitäten über der Wellenlänge (quantitative Zuordnung über Farbskala), das rechte Bild das daraus ermittelte Strahlspektrum (Summe der Teilintensitäten über der Wellenlänge). Die Umrechnung der CCD-Chip Position in Wellenlänge erfolgte auf Basis der Messung von Coherent (Abb. 23) aus dem Abstand der Emissionslinien.	79
Abb. 50	Test mit Filter bei hoher Ladespannung und Pulsfolgefrequenz. Durch die Filterung wird ein Einzellinienspektrum mit hoher spektraler Reinheit erreicht.	80
Abb. 51	Minispektrometermessung: Es wird die Wellenlänge in Luft angezeigt. Die Wellenlänge in Vakuum ist um angenähert $0,089$ nm größer. Die spezifizierte instrumentelle spektrale Auflösung beträgt $0,05$ nm.	81
Abb. 52	Versuchsaufbau zur Bestimmung des Polarisationsgrades.	82
Abb. 53	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Leistungsminderung durch den Polarisator.	83
Abb. 54	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Raman-Konversion bei 10 Hz.	84
Abb. 55	Konversionsrate in Abhängigkeit vom Wasserstoffdruck in der Raman-Zelle. Werte für 10 Hz, 300 Hz und 350 Hz Pulsfolgefrequenz gemessen. Wert für 100 Hz aus dem Signalverhältnis $P6/P3$ berechnet und über Interpolation abgesichert.	85
Abb. 56	Spektrum der stimulierten Raman-Konversion nach der Raman-Zelle, gemessen mit dem Minispektrometer.	86
Abb. 57	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Spiegeleigenschaften von Konkav- und Aussendespiegel.	87
Abb. 58	Konkavspiegel mit ringförmig höherer Transmission bei $353,11$ nm.	88
Abb. 59	Einfluss der Pulsfolgefrequenz auf die Pulsenergie und die Leistung bei $1,95$ kV und $1,80$ kV im Modus "spannungskonstant". Die Werte gelten für optimale Betriebsbedingungen, d.h. nach thermischem Ausgleich und anschließender Optimierung der Filter- und Endspiegelposition.	90
Abb. 60	Wasserdampfvergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.	93
Abb. 61	Temperatur- und Dichtevergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.	94
Abb. 62	Ozonvergleichsdaten am Beispiel der Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013.	95
Abb. 63	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Rohsignale für den Wasserdampf- und Stickstoffkanal mit Höhen- und Signaloffset. TR, Messende $1:39$ UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz.	96

Abb. 64	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Signaloffset-Korrektur für den Rayleigh-Kanal 353,11 nm. TR, 27 pt Glättung, zusätzliche höhrnabhängiger Glättung ab 30 km. Zum Vergleich ist auch das MOHp-353-Messsignal eingetragen.	97
Abb. 65	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Signaloffsetkorrektur für den Rayleigh-Kanal 307,925 nm. PC, einschließlich höhenabhängiger Glättung ab 30 km. Ein funktionaler Abzug ist beim Photonenzählersignal nicht erforderlich, dadurch wird die Offsetkorrektur einfacher und zuverlässiger.	98
Abb. 66	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Bestimmung der Referenzhöhe z_0 aus dem Vergleich des gemessen (gelb) und des aus den Vergleichsdaten (Radiosonden) ermittelten (blau) Signalverhältnisses $\frac{P_6(z)}{P_6(z_0)}$ (Rayleigh-Kanal 353,11 nm).	100
Abb. 67	Raman-Lidar-Messung vom 13.11.2012: Testmessung mit Kanal 3 (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende 23:00 UTC, ca. 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie stabilisiert, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, Detektorspannung 400 mV. Im Polychromator war bereits das Graufilter mit Abschwächung um 3 Größenordnungen (7.3.1.1.) eingesetzt, allerdings noch ohne Interferenzfilter. Für die simulierten Vergleichssignale wird der LOWTRAN-Datensatz mid summer gewählt, da es sich im Jahr 2012 um einen ausgesprochen warmen November handelt.	101
Abb. 68	Raman-Lidar-Messung vom 12.12.2012: Testmessung mit Kanal 5 (Wasserdampfkanal). TR, Messende 20:54 UTC, $2 \cdot 10^5$ Pulse, 425 mJ Pulsenergie stabilisiert, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 51-pt-Glättung. Das Signal ist mit dem Abstandsquadrat multipliziert und mit ersten Offsetkorrekturen versehen und repräsentiert somit bis auf eine in der Troposphäre sehr kleine Ozonkorrektur die Wasserdampfdichte. Zum Vergleich ist die Wasserdampfdichte aus der Radiosondenmessung von München Oberschleißheim von 24 UTC in willkürlicher Einheit aufgetragen.	102
Abb. 69	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampf- und Stickstoffkanal). TR, Messende 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung beim Wasserdampfsignal mit 21 pt ab 10 km bis 301 pt ab 17 km.	104
Abb. 70	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des Wasserdampfmischungsverhältnisses über der Höhe im Vergleich zu DIAL-UFS-Messung (Start der DIAL-Messung nach Ende der RL-Messung, d.h. ca 17 min später) und LOWTRAN. Die Unsicherheit der niedrigen Werte im Tropopausenbereich beträgt wegen der Signalkorrektur etwa 0,008 g/kg (12 ppm).	106
Abb. 71	HYSPLIT-Trajektorien berechnet für das untere Feuchteminimum (Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013).	107
Abb. 72	HYSPLIT-Trajektorien berechnet für das obere Feuchteminimum (Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013).	108

Abb. 73	Raman-Lidar-Messung vom 11.02.2015: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampfkanal) umgerechnet in Anzahldichte. TR und PC, Messende 22:27 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, keine Glättung. Zusätzlich sind die Vergleichsdaten eingetragen. Die Kalibrierung der beiden Signale auf die Anzahldichte erfolgt im Höhenbereich oberhalb 7,5 km anhand der Vergleichsdaten, da ab hier die 3 Vergleichssignale (RS München, RS Innsbruck und NCEP) untereinander übereinstimmen.	110
Abb. 74	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Korrigiertes PC- und TR-Signal des Wasserdampfkanals. Das TR-Signal ist auf das Niveau des PC-Signals umskaliert. Der Rauschpegel des PC-Signals beträgt nur 1/10 des Rauschpegels des TR-Signals und bleibt bis 120 km konstant und symmetrisch.	112
Abb. 75	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Wasserdampf- und Stickstoffkanal). Wasserdampfkanal: PC und unterhalb 5,675 km TR umskaliert, Stickstoffkanal: TR umskaliert, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 11-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung beim Wasserdampfsignal mit 11 pt ab 12 km ansteigend bis 161 pt ab 21 km.	113
Abb. 76	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des Wasserdampfmischungsverhältnisses über der Höhe im Vergleich zu RS München (0 UTC) und Hohenpeißenberg (5:07 UTC) sowie NCEP-Daten für den Standort UFS (2 UTC). Des Weiteren sind die Niveaus von 50 ppm, typisch für den Tropopausenbereich, und 5 ppm Volumenmischungsverhältnis, typisch für die untere Stratosphäre, eingezeichnet.	114
Abb. 77	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Hysplit-Trajektorien zur Bestimmung der Herkunft der trockenen Luftmassen an der unteren Tropopausengrenze (9.999 m) und nahe der thermischen Tropopause (12.744 m), die noch in die untere Stratosphäre reichen [Fromm et al. (2010)].	115
Abb. 78	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Hysplit-Trajektorien zur Bestimmung der Herkunft der trockenen Luftmassen an der oberen Tropopausengrenze (13.499 m).	116
Abb. 79	Vergleich des aus dem MOHp-353-Signal über das Datenanalyseverfahren berechneten Temperaturprofils mit dem vom MOHp mitgeteilten Temperaturprofil (MOHp-Lidar-Messung vom 24/25.04.2013, 22:14:46 bis 02:19:10).	117
Abb. 80	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, Konversionsrate 8,9% (vgl. Abb. 55), 27-pt-Glättung. Die simulierte Vergleichskurve basiert auf Messdaten der gleichen Nacht.	118
Abb. 81	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Dichteverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). Im Bereich bis 30 km ist die Vergleichsdichte aus den Radiosondendaten München berechnet, oberhalb aus dem Lidar-Messungen des MOHp.	119
Abb. 82	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 353,11 nm). Zum Vergleich bis ca. 30 km die Temperatur der RS München, oberhalb die Temperatur aus der Messung des MOHp.	119

Abb. 83	Extrapolierte Signalerhöhung beim Rayleigh-Kanal 353,11 nm durch Übergang auf Standardbetrieb mit 300 Hz gemäß Tab. 6.2, Signalkoppelung TR/PC und 1 h Messdauer.	120
Abb. 84	Temperaturprofil bis 89 km, ermittelt aus dem Rayleigh Rückstreusignal 355 nm (weiterentwickelte Anlage mit Einmoden-Nd:YAG Laser statt Raman-Zelle), [Klanner et al. (2021)]. Vergleichsdaten: U.S. Standard Atmosphere 1977, Radiosonde München, MLS: Microwave Limb Sounder, DLR: Temperaturmessung des GRIPS-Spektrometers des DLR an der UFS.	121
Abb. 85	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km. Zum Vergleich eine Simulation auf Basis der RS München und NCEP-Daten vom selben Tag 00 UTC.	122
Abb. 86	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Dichteverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und der MOHp-Lidar-Messung von derselben Nacht.	123
Abb. 87	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Kompensationsfaktor über der Höhe für den Stickstoffkanal 331,71 nm.	124
Abb. 88	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).	124
Abb. 89	Raman-Lidar-Messung vom 27.02.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). PC, Messende 00:02 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 25-pt-Glättung. Zum Vergleich sind auch die Daten der Messung vom 25.04.2013 und Simulationsdaten (ozonfreie Atmosphäre) dargestellt.	125
Abb. 90	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm). TR, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.	126
Abb. 91	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Dichteverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).	127
Abb. 92	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Temperaturverlauf über der Höhe (Stickstoffkanal 331,71 nm).	127
Abb. 93	Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.	128
Abb. 94	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Verlauf des korrigierten Signals über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). PC, Messende 1:52 UTC, 10^6 Pulse, 295 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 27-pt-Glättung, zusätzliche höhenabhängige Glättung mit 51 pt ab 20 km bis 401 pt ab 50 km.	129
Abb. 95	Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Dichteverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und zeitnahes NCEP derselben Nacht.	130

Abb. 96 Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Temperaturverlauf über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm). Im Vergleich Werte auf Basis der RS München (00 UTC) und zeitnahes NCEP von derselben Nacht.	131
Abb. 97 Raman-Lidar-Messung vom 01.07.2015: Extrapolation des Rayleigh-Signals-307,925 nm um den Faktor 10^3 , auf Basis des Rayleigh-Signals-308 nm des MOHp von derselben Nacht, zur Abschätzung der Signalreichweite bei Wegfall des Graufilters.	132
Abb. 98 Raman-Lidar-Messung vom 27.02.2015: mit Schlitzblende, ohne Graufilter (Rayleigh-Signal-307,925 nm). PC, Messende 00:02 UTC, 10^6 Pulse, 500 mJ Pulsenergie, 300 Hz Pulsfolgefrequenz, 51 pt Glättung nach dem Savitzky-Golay-Prinzip.	132
Abb. 99 Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf der korrigierten Signale über der Höhe (Rotations-Raman-Kanäle 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2) und Rayleigh-Kanal 307,925 nm). TR, Messende: 1:39 UTC, 10^5 Pulse, 425 mJ Pulsenergie, 100 Hz Pulsfolgefrequenz, 27 -pt-Glättung.	134
Abb. 100 Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Temperaturverlauf aus den beiden Rotations-Raman-Signalen 306,762 nm (Kanal 1) und 307,360 nm (Kanal 2).	134
Abb. 101 Raman-Lidar-Messung vom 18.02.2015: Temperaturverlauf aus den beiden Rotations-Raman-Kanälen 306,762 nm und 307,360 nm (Nahbereichsmessung von [Höveler (2015)]). Die Abweichung unterhalb von 5 km wurden auf ein leicht verkipptes Interferenzfilter zurückgeführt.	135
Abb. 102 Vergleich des aus den MOHp Rayleigh-Signalen errechneten Ozonprofils mit dem vom MOHp mitgeteilten Ozonprofil. Zusätzlich sind die LOWTRAN-MW-Werte eingetragen.	136
Abb. 103 Raman-Lidar-Messung vom 25.04.2013: Verlauf des Ozongehaltes über der Höhe (Rayleigh-Kanal 307,925 nm und 353,11 nm).	137

Tabellenverzeichnis

4.1	Raman-Lidar: Komponenten der Sendeeinheit.	25
4.2	Sende- und Empfangswellenlängen sowie deren Zuordnung zu den einzelnen Kanälen in der Empfangsanlage.	44
4.3	Raman-Lidar: Komponenten der Empfangseinheit.	46
4.4	Transmission/Reflektion der Strahlteiler der einzelnen Kanäle. Die Ziffern der Strahlteiler ST beziehen sich auf die Nummerierung in Abb. 38, R bedeutet Reflektion am Strahlteiler, T bedeutet Transmission durch den Strahlteiler, T_{ges} ist der Transmissionsgrad der jeweiligen Strahlteilerkombination.	57
4.5	Empfangseinheit: Transmissionen/Reflektionen/FWHM der optischen Komponenten sowie Wirkungsgrade der einzelnen Kanäle. Fern- (F) und Nahbereich (N).	57
5.1	Rayleigh-Extionsquerschnitte aus Rechenprogramm am IMK-IFU, Absorptionsquerschnitte von Ozon auf Basis der Messungen in Reims für 243 K aus [Malicet et al. (1995)].	62
5.2	Molekülspezifische Konstanten [Radlach (2009)].	75
6.1	Wirkungsgrade der großen Spiegel der Sendeeinheit.	87
6.2	Empfohlene Betriebsparameter für Laser und Raman-Zelle, mit Energie- und Leistungsdaten (bei Betriebsart hochspannungskonstant (1,9 kV) muss die Konversionsrate in der Raman-Zelle noch weitergehend untersucht werden).	89
7.1	Verwendete Atmosphärenmessungen zum Nachweis der Leistungsfähigkeit des Raman- Lidars: Einzelheiten zur Messanordnung (FB/NB bedeutet Fern-/ Nahbereich, TR/PC Messwertabspeicherung über Transientenrekorder/ Photonenzähler), aufgezeichnete Kanäle und die zur Verfügung stehenden Vergleichsdaten.	92

Literaturverzeichnis

- Arshinov, Y. F., Bobrovnikov, S. M., Zuev, V. E. & Mitev, V.M. (1983): Atmospheric temperature measurements using a pure rotation Raman lidar, *Appl. Opt.* **22**: 2984–2990.
- Avila, G., Fernandez, J. M., Mate, B., Tejeda, G. & Montero, S. (1999): Ro-Vibrational Raman Cross Sections of Water Vapor in the OH Stretching Region, *Journal of Molecular Spectroscopy* **196**: 77–92.
- Baars, H., Ansmann, A., Ohneiser, K., Haarig, M., Engelmann, R., Althausen, D., Hanssen, I., Gausa, M., Pietruczuk, A., Szkop, A., Stachlewska, I., Wang, D., Reichardt, J., Skupin, A., Mattis, I., Trickl, T., Vogelmann, H., Navas-Guzmán, F., Haefele, A., Acheson, K., Ruth, A. A., Tatarov, B., Müller, D., Hu, Q., Podvin, T., Goloub, P., Vesselovski, I., Pietras, C., Haeffelin, M., Fréville, P., Sicard, M., Comerón, A., García, A. J. Fernández, Menéndez, F. Molero, Córdoba-Jabonero, C., Guerrero-Rascado, J. L., Alados-Arboledas, L., Bortoli, D., Costa, M. J., Dionisi, D., Liberti, G., Wang, X., Sannino, A., Papagiannopoulos, N., Boselli, A., Mona, L., D’Amico, G., Romano, S., Perrone, M. R., Belegante, L., Nicolae, D., Grigorov, I., Gialitaki, A., Amiridis, V., Soupiona, O., Papayannis, A., Mamouri, R.-E., Nisantzi, A., Heese, B., Hofer, J., Schechner, Y. Y., Wandinger, U. & Pappalardo, G. (2019): The unprecedented 2017 - 2018 stratospheric smoke event: Decay phase and aerosol properties observed with the EARLINET, *Atmos. Chem. Phys.* **19**: 15183–15198.
- Behrendt, A. (2000): Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile in Wolken mit Rotations-Raman-Lidar, PhD thesis, Fachbereich Physik, Universität Hamburg.
- Behrendt, A. & Reichardt, J. (2000): Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator, *Appl. Opt.* **39**: 1372–1378.
- Bittner, M., Offermann, D., Graef, H.H. & Donner, M. (1998): Wavelet Analysis of Upper Mesosphere, Temperature Variations, *Advances in Space Research* **21**: 1445–1448.
- Blees, I. (2013): Hadley-Zelle.
URL:<http://wiki.bildungsserver.de/klimawandel/index.php/Hadley-Zelle>
- Bragg, S. L., Brault, J. W. & Smith, W. H. (1982): Line Positions and Strengths in the H₂ Quadrupole Spectrum, *The Astrophysical Journal* **263**: 999–1004.
- Brewer, A. W. (1949): Evidence for a World Circulation Provided by the Measurements of Helium and Water Vapor Distribution in the Stratosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **75**: 351–363.
- Brioude, J., Cammas, J.-P. & Cooper, O. R. (2006): Stratosphere-troposphere exchange in a summertime extratropical low: analysis, *Atmos. Chem. Phys.* **6**: 2337–2353.
- Brioude, J., Cammas, J.-P., Cooper, O. R. & Nédélec, P. (2008): Characterization of the composition, structure, and seasonal variation of the mixing layer above the extratropical tropopause as revealed by MOZAIC measurements, *J. Geophys. Res.* **113**: D00B01.

- Chen, B. & Liu, Z. (2016): Global water vapor variability and trend from the latest 36 years (1979 to 2014) data of ECMWF and NCEP reanalyses, radiosonde, GPS, and microwave satellite, *J. Geophys. Res.* **121**(19): 442–462.
- De Mazière, M., Thompson, A. M., Kurylo, M. J., Wild, J. D., Bernhard, G., Blumenstock, T., Braathen, G. O., Hannigan, J. W., Lambert, J.-C., Leblanc, T., McGee, T. J., Nedoluha, G., Petropavlovskikh, I., Seckmeyer, G., Simon, P. C., Steinbrecht, W. & Strahan, S. E. (2018): The Network for the Detection of Atmospheric Composition Change (NDACC): history, status and perspectives, *Atmos. Chem. Phys.* **18**: 4935–4964.
URL:<https://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>
- Dessler, A. E., Schoeberl, M. R., Wang, T., Davis, S. M. & Rosenlof, K. H. (2013): Stratospheric water vapor feedback, *Proc. Nat. Acad. Science* **110**(45): 18087–18091.
- Dionisi, D., Keckhut, P., Courcoux, Y., Hauchecorne, A., Porteneuve, J., Baray, J. L., de Bellevue, J. Leclair, Vérèmes, H., Gabarrot, F., Payen, G., Decoupes, R. & Cammas, J. P. (2015): Water Vapor Observations up to the Lower Stratosphere through the Raman Lidar during the Maïdo Lidar Calibration Campaign, *Atmos. Meas. Tech.* **8**: 1425–1445.
- Draxler, R.R. & Rolph, G.D. (2014): HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory) Model access via NOAA ARL READY, Website.
URL:<http://www.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>
- Durry, G., Hauchecorne, A., Ovarlez, J., Ovarlez, H., Pouchet, I., Zeninari, V. & Parvitte, B. (2002): In Situ Measurement of H₂O and CH₄ with Telecommunication Laser Diodes in the Lower Stratosphere: Dehydration and Indication of a Tropical Air Intrusion at Mid-Latitude, *J. Atmos. Chem.* **43**: 175–194.
- Eastham, S. D. & Jacob, D. J. (2017): Limits on the ability of global Eulerian models to resolve intercontinental transport of chemical plumes, *Atmos. Chem. Phys.* **17**: 2543–2553.
- Eisele, H., Scheel, H. E., Sladkovic, R. & Trickl, T. (1999): Highresolution Lidar Measurements of Stratosphere - Troposphere Exchange, *J. Atmos. Sci.* **56**: 319–330.
- Fischer, H., Blom, C., Oelhaf, H., Carli, B., and L. Delbouille, M. Carlotti, Ehhalt, D., Flaud, J.-M., Isaksen, I., Lopez-Puertas, M., McElroy, C. T. & Zander, R. (2000): ENVISAT-MIPAS, the Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding; An Instrument for Atmospheric Chemistry and Climate Research, ESA SP-1229 : C. Readings and R. A. Harris, eds., European Space Agency, Noordwijk, The Netherlands.
- Fromm, M., T., Lindsey D., Servranck, G., Yue, T., Trickl, R., Sica, R., Doucet & S., Gordon-Beekmann (2010): The Untold Story of Pyrocumulonimbus, *Am. Met. Soc. S.* 1193–1209.
- Fueglistaler, S. & Haynes, P. H. (2005): Control of Interannual and Longer-Term Variability of Stratospheric Water Vapor, *J. Geophys. Res.* **110**(D24108): 0148–0227.
URL:<http://dx.doi.org/10.1029/2005JD006019>

- Gettelman, A., Hoor, P., Pan, L. L., Randel, W. J., Hegglin, M. I. & Birner, T. (2011): The Extratropical Upper Troposphere and Lower Stratosphere, *Reviews of Geophysics* **49**: RG3003.
- Goldsmith, J. E. M., Blair, Forest H., Bisson, Scott E. & Turner, David D. (1998): Turn-Key Raman Lidar for Profiling Atmospheric Water Vapor, Clouds and Aerosols, *Appl. Opt.* **37**(21): 4979–4990.
- Gross, M. R., McGee, Th. J., Ferrare, R. A., Singh, U. N. & Kimvilakani, P. (1997): Temperature Measurements made with a Combined Rayleigh-Mie and Raman Lidar, *Appl. Opt.* **36**(24): 5987 – 5995.
- Harries, J.E. (1996): The Greenhouse Earth: a View from Space, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **122**: 799–818.
- Hauchecorne, A. & Chanin, M.-L. (1980): Density and Temperature Profiles obtained by Lidar between 35 and 70 km, *Geophys. Res. Let.* **7**: 565–568.
- Hauchecorne, A., Chanin, M.-L., Keckhut, P. & Nedeljkovic, D. (1992): LIDAR Monitoring of the Temperature in the Middle and Lower Atmosphere, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics* **55**: 29–34.
URL:<http://dx.doi.org/10.1007/BF00348609>
- Hegglin, M. I., Boone, C. D., Manney, G. L. & Walker, K. A. (2009): A global view of the extratropical tropopause transition layer from Atmospheric Chemistry Experiment Fourier Transform Spectrometer O₃, H₂O, and CO, *J. Geophys. Res.* **114**: 18 pp.
- Hegglin, M. I., Plummer, D. A., Shepherd, T. G., Scinocca, J. F., Anderson, J., Froidevaux, L., Funke, B., Hurst, D., Rozanov, A., Urban, J., von Clarmann, T., Walker, K. A., Wang, H. J., Tegtmeier S. & Weigel, K. (2014): Vertical structure of stratospheric water vapour trends derived from merged satellite data, *Nature geoscience* **7**: 768–776.
- Herzberg, G. (1950): *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Bd. volume I, Krieger Publishing Company.
- Hoerling, M. P., Schaack, T. K. & Lenzen, A. J. (1991): Global Objective Tropopause Analysis, *Mon. Weather Rev.* **119**: 1816–1831.
- Hoffmann, G. (2010): Wie der stratosphärische Wasserdampf mal die globale Erwärmung stoppte!
URL:<http://scienceblogs.de/primaklima/2010/02/11/wie-der-stratospharische-wasserdampf-mal-die-globale-erwarmung-stoppte/>
- Holton, J.R. (1990): On the Global Exchange of Mass between the Stratosphere and Troposphere, *Journal of the Atmospheric Sciences* **47**: 392–395.
- Hoor, P., Fischer, H., Lange, L., Lelieveld, J. & Brunner, D. (2002): Seasonal Variations of a Mixing Layer in the Lowermost Stratosphere as Identified by the CO - O₃ Correlation from In Situ Measurements, *J. Geophys. Res.* **107**(D5): 40–44.

- Hoor, P., Gurk, C., Brunner, D., Hegglin, M. I., Wernli, H. & Fischer, H. (2004): Seasonality and Extent of Extratropical TST derived from In Situ CO Measurements during SPURT, *Atmos. Chem. Phys.* **4** (5): 1427–1442.
- Höppner, K. (2008): Beobachtung des Hydroxyl (OH)-Airglow: Untersuchung von Klimasignalen und atmosphärischen Wellen, PhD thesis, Julius-Maximilians-Universität Würzburg.
- Höveler, K. (2015): Entwicklung eines Nahbereichsempfängers zur Messung von Wasserdampf- und Temperaturprofilen für das Hochleistungs-Raman-Lidar am Schneefernerhaus, Master's thesis, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruher Institut für Technologie.
- Hurst, D. F., Dutton, G. S., Romashkin, P. A., Wamsley, P. R., Moore, F. L., Elkins, J. W., Hints, E. J., Weinstock, E. M., Herman, R.L., Moyer, E. J., Scott, D. C., May, R. D. & Webster, C. R. (1999): Closure of the Total Hydrogen Budget of the Northern Extratropical Lower Stratosphere, *Journal of Geophysical Research* **104**(D7): 8191–8200.
- Hurst, D. F., Oltmans, S. J., Vömel, H., Rosenlof, K. H., Davis, S. M., Ray, E. A., Hall, E. G. & Jordan, A. F. (2011): Stratospheric Water Vapor Trends over Boulder, Colorado: Analysis of the 30 year Boulder record, *J. Geophys. Res.* **116**: D02306.
- Inamdar, A.K. & Ramanathan, V. (1998): Tropical and Global Scale Interactions among Water Vapor, Atmospheric Greenhouse Effect, and Surface Temperature, *Journal of Geophysical Research* **103**: 32177–32194.
- Jäger, H. (2005): Long-term record of lidar observations of the stratospheric aerosol layer at Garmisch-Partenkirchen, *Journal of Geophysical Research* **110**: D08106.
- Kämpfer, Niklaus, Leblanc, T., Trickl, Vogelmann, H. et al. (2013): Monitoring Atmospheric Water Vapour: Ground-Based Remote Sensing and In-Situ Methods, Bd. 10, ISSI Scientific Report Series.
- Kasang, D. (2005): Der globale Wasserkreislauf.
URL:<http://bildungsserver.hamburg.de/wasserressourcen-nav/2182190/wasserkreislauf-global.html>
- Kasang, D. (2014): Methan.
URL:<http://wiki.bildungsserver.de/klimawandel/index.php/Methan>
- Kaufmann, S. (2013): Massenspektrometrische Wasserdampfmessung in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre, PhD thesis, Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik der Johannes Gutenberg-Universität, Mainz.
- Kempfer, U., Carnuth, W., Lotz, R. & Trickl, T. (1994): A Wide-Range Ultraviolet Lidar System for Tropospheric Ozone Measurements: Development and Application, *Rev. Sci. Instrum.* **65**: 3145 – 3164.
- Kley, D. & Stone, E. J. (1978): Measurement of Water Vapor in the Stratosphere by Photodissociation with Ly α (1216 Å) Light, *Rev. Sci. Instrum.* **49**: 691–697.

- Kneizys, F.X., Shettel, E.P., Abtreu, L.W., Chetwynd, J.H. & Anderson, G.P. (1988): Users Guide to LOWTRAN 7, Hanscom AFB MA.
- Kreipl, S. (2006): Messung des Aerosoltransports am Alpennordrand mittels Laserradar (Lidar), PhD thesis, Naturwissenschaftliche Fakultäten der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.
- Kunz, A., Müller, R., Homonnai, V., Janosi, I. M., Hurst, D., Rap, A., Forster, P. M., Rohrer, F., Spelten, N. & Riese, M. (2013): Extending water vapor trend observations over Boulder into the tropopause region: Trend uncertainties and resulting radiative forcing, *J. Geophys. Res. Atmos.* **116**(19): 11269–11284.
- Leblanc, T., McDermid, I. S. & Walsh, T. D. (2012): Ground-Based Water Vapor Raman Lidar Measurements up to the Upper Troposphere and Lower Stratosphere for Long-Term Monitoring, *Atmospheric Measurement Techniques* **5**(1): 17–36.
URL:<http://www.atmos-meas-tech.net/5/17/2012/>
- Leblanc, T., Trickl, T. & Vogelmann, H. in (2013): Monitoring Atmospheric Water Vapour: Ground-Based Remote Sensing and In-situ Methods, Bd. 10 von International Space Science Institute, Bern (Switzerland), ISSI Scientific Reports Series, Springer, Berlin, Heidelberg, New York: ISBN: 978-1-4614-3908-0 (Print) 978-1-4614-3909-7 (Online).
- LeTexier, H., Solomon, S. & Garcia, R.R. (1988): The Role of Molecular Hydrogen and Methane Oxidation in the Water Vapour Budget of the Stratosphere, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **114**: 281–295.
- Malicet, J., Daumont, D., Charbonnier, J., Parisse, C., Chakir, A. & Brion, J. (1995): Ozone UV Spectroscopy. II. Absorption Cross-Sections and Temperature Dependence, *Journal of Atmospheric Chemistry* **21**: 263–273.
- Mieruch, S., Noël, S., Bovensmann, H., & Burrows, J. P. (2008): Analysis of global water vapour trends from satellite measurements in the visible spectral range, *Atmos. Chem. Phys.* **8**: 491–504.
- Müller, R., Kunz, A., Hurst, D. F., Rolf, C., Krämer, M. & Riese, M. (2016): The need for accurate long-term measurements of water vapor in the upper troposphere and lower stratosphere with global coverage, *Earth's Future* **4**: 25–32.
- Paltridge, G., Arking, A. & Pook, M. (2009): Trends in middle- and upper-level tropospheric humidity from NCEP reanalysis data, *Theor. Appl. Climatol.* **98**: 351–359.
- Pan, L. L., Bowman, K.P., Shapiro, M., Randel, W.J., Gao, R.S., Campos, T., Davis, C., Schauffler, S., Ridley, B.A., Wei, J.C. & Barnett, C. (2007): Chemical Behavior of the Tropopause observed during the Stratosphere - Troposphere Analyses of Regional Transport experiment, *J. Geophys. Res.* **112**(D18110).
- Pan, L. L., Randel, W. J., Gary, B. L., Mahoney, M. J. & J.Hintsa, E. (2004): Definitions and Sharpness of the Extratropical Tropopause: A Trace Gas Perspective, *J. Geophys. Res.* **109**(D23103).

- Penney, C. M. & Lapp, M. (1976): Raman-Scattering Cross Sections for Water Vapor, *J. Opt. Soc. Am.* **66**: 422–425.
- Radlach, M. (2009): A Scanning Eye-Safe Rotational Raman Lidar in the Ultraviolet for Measurement of Tropospheric Temperature Fields, PhD thesis, Universitaet Hohenheim.
 URL:http://opus.ub.uni-hohenheim.de/volltexte/2009/345/pdf/Radlach_doctoral_thesis_engl_LINKS.pdf
- Rastigejev, Y., Park, R., Brenner, M. & Jacob, D. (2010): Resolving intercontinental pollution plumes in global models of atmospheric transport, *J. Geophys. Res.* **115**: D02302.
- Reichardt, J. & Reichardt, S. (2006): Determination of Cloud Effective Particle Size from the Multiple-Scattering Effect on Lidar Integration-Method Temperature Measurements, *Applied Optics* **45**: 2796 – 2804.
- Reichardt, J., Wandinger, U., Klein, V., Mattis, I., Hilber, B. & Begbie, R. (2012): RAMSES: German Meteorological Service Autonomous Raman Lidar for Water Vapor, Temperature, Aerosol, and Cloud Measurements, *Applied Optics* **51**: 8111 – 8131.
- Roelofs, G. J., Kentarchos, A. S., Trickl, T., Stohl, A., Collins, W. J., Crowther, R. A., Hauglustaine, D., Klonecki, A., Law, K. S., Lawrence, M. G., von Kuhlmann, R. & van Weele, M. (2003): Intercomparison of tropospheric ozone models: Ozone transport in a complex tropopause folding event, *J. Geophys. Res.* **108**: 8529–8532.
- Roiger, A., Schlager, H., Schäfler, A., Huntrieser, H., Scheibe, M., Aufmhoff, H., Cooper, O. R., Sodemann, H., Stohl, A., Burkhardt, J., Lazzara, M., Schiller, C., Law, K. S. & Arnold, F. (2011): In-situ observations of Asian pollution transported into the Arctic lowermost stratosphere, *Atmos. Chem. Phys.* **11**: 10975–10994.
- Rosenlof, K. H. (2003): Atmospheric science - How Water enters the Stratosphere, *Science* **302**: 1691–1692.
- Ross, R. J. & Elliott, W. P. (2001): Radiosonde-based Northern Hemisphere tropospheric water vapor trends, *J. Climate* **14**: 1602–1611.
- Scherer, M., H., Vömel, S., Fueglistaler, J., Oltmans S. & J., Staehelin (2008): Trends and Variability of Midlatitude Stratospheric Water Vapour deduced from the Re-evaluated Boulder Balloon Series and HALOE, *Atmos. Chem. Phys.* **8**: 1391–1402.
- Schmidt, C., Höppner, K. & Bittner, M. (2013): A ground-based spectrometer equipped with an InGaAs array for routine observations of OH(3-1) rotational temperatures in the mesopause region, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **102**: 125–139.
- Shindell, D. T. (2001): Climate and Ozone Response to Increased Stratospheric Water Vapor, *Geophysical Research Letters* **28**: 1551–1554.
- Simeonov, V., Larcheveque, G., Quaglia, P., van den Bergh, H. & B. Calpini (1999): The Influence of the PMT Spatial Uniformity on Lidar Signal, *Applied Optics* **38**: 5186–5190.

- Sirtl, S. (2010): Absorption thermischer Strahlung durch atmosphärische Gase - Experimente für den Physikunterricht, Master's thesis, Physikalisches Institut, Albert-Ludwigs-Universität.
- Solomon, S., Rosenlof, K. H., Portmann, R. W., Daniel, J. S., Davis, S. M., Sanford, T. J. & Plattner, G.-K. (2010): Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming, *Science* **327**(5970): 1219–1223.
URL:<http://www.sciencemag.org/content/327/5970/1219.abstract>
- Sprung, D. & Zahn, A. (2010): Acetone in the Upper Troposphere/Lowermost Stratosphere Measured by the CARIBIC Passenger Air-craft: Distribution, Seasonal Cycle, and Variability, *J. Geophys. Res.* **115**(D16301).
- Stohl, A. (2001): A 1-year Lagrangian 'Climatology' of Airstreams in the Northern Hemisphere Troposphere and Lowermost Stratosphere, *J. Geophys. Res.-Atmos.* **106**: 7263–7279.
- Stohl, A., Bonasoni, P., Cristofanelli, P., Collins, W., Feichter, J., Frank, A., Forster, C., Gerasopoulos, E., Gäggeler, H., James, P., Kentarchos, T., Kromp-Kolb, H., Krüger, B., Land, C., Meloan, J., Papayannis, A., Priller, A., Seibert, P., Sprenger, M., Roelofs, G. J., Scheel, H. E., Schnabel, C., Siegmund, P., Tobler, L., Trickl, T., Wernli, H., Wirth, V., Zanis, P. & Zerefos, C. (2003): Stratosphere-troposphere exchange - a review, and what we have learned from STACCATO, *J. Geophys. Res.* **108**: 8516–8531.
- Trenberth, K. E., Fasullo, J. T. & Kiehl, J. (2009): Earth's Global Energy Budget, *Bulletin of the American Meteorological Society* **90**: 311–323.
URL:<http://dx.doi.org/10.1175/2008BAMS2634.1>
- Trickl, T. (2010): Tropospheric Trace-Gas Measurements with the Differential-Absorption Lidar Technique, in L. Fiorani & V. Mitev (eds), *Recent Advances in Atmospheric Lidars*, issn 1584-5508, issn 978-973-88109-6-9 Aufl., Bd. 7 von Series on Optoelectronic Materials and Devices, INOE Publishing House, Bucharest Romania, S. 87–147.
URL:<http://www.trickl.de/DIAL.pdf>
- Trickl, T., Cooper, O. C., Eisele, H., James, P., Mücke, R. & Stohl, A. (2003): Intercontinental Transport and its Influence on the Ozone Concentrations over Central Europe: Three Case Studies., *J. Geophys. Res.* **108**(8530): 23 pp.
- Trickl, T., Feldmann, H., Kanter, H.-J., H.-E. Scheel and, M. Sprenger, Stohl, A. & Wernli, H. (2010): Forecasted Deep Stratospheric Intrusions over Central Europe: Case Studies and Climatologies, *Atmos. Chem. Phys* **10**: 499–524.
URL:www.atmos-chem-phys.net/10/499/2010/
- Trickl, T., Giehl, H., Jäger, H. & Vogelmann, H. (2013): 35 yr of Stratospheric Aerosol Measurements at Garmisch-Partenkirchen: from Fuego to Eyjafjallajökull, and Beyond, *Atmos. Chem. Phys.* **13**: 5205–5225.
- Trickl, T., Vogelmann, H., Fix, A., Schäfler, A., Wirth, M., Calpini, B., Levrat, G., Romanens, G., Apituley, A., Wilson, K. M., Begbie, R., Reichardt, J., Vömel, H. & Sprenger, M.

- (2016): How Stratospheric are Deep Stratospheric Intrusions? - LUAMI 2008, *Atmos. Chem. Phys.* **16**: 8791–8815.
 URL:<http://www.atmos-chem-phys.net/16/8791/2016/acp-16-8791-2016.pdf>
- Trickl, T., Vogelmann, H., Flentje, H. & Ries, L. (2015): Stratospheric Ozone in Boreal Fire Plumes - the 2013 Smoke Season over Central Europe, *Atmospheric Chemistry and Physics* **15**: 9631–9649.
- Trickl, T., Vogelmann, H., Giehl, H., H.-E. Scheel and, M. Sprenger & Stohl, A. (2014): How Stratospheric are Deep Stratospheric Intrusions?, *Atmos. Chem. Phys.* **14**: 9941–9961.
 URL:www.atmos-chem-phys.net/14/9941/2014
- Trickl, T., Vogelmann, H., Ries, L. & Sprenger, M. (2020): Very high stratospheric influence observed in the free troposphere over the Northern Alps - just a local phenomenon?, *Atmos. Chem. Phys.* **20**: 243–266.
- Vaughan, G. & Timmis, C. (1998): Transport of Near-Tropopause Air into the Lower Midlatitude Stratosphere, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **124**: 1559–1578.
- Vérèmes, H., Payen, G., Keckhut, P., Duflot, V., Baray, J.-L., Cammas, J.-P., Evan, S., Posny, F., Körner, S. & Bossert, P. (2019): Validation of the Water Vapor Profiles of the Raman Lidar at the Maïdo Observatory (Reunion Island) Calibrated with Global Navigation Satellite System Integrated Water Vapor, *Atmosphere* **713**(10): 21 pp.
- Vogel, B., Pan, L. L., Konopka, P., Günther, G., Müller, R., Hall, W., Campos, T., Pollack, I., Weinheimer, A., Wei, J., Atlas, E. L. & Bowman, K. P. (2011): Transport Pathways and Signatures of Mixing in the Extratropical Tropopause Region Derived from Lagrangian Model Simulations, *J. Geophys. Res.* **116**(D05306).
- Vogelmann, H., Sussmann, R., Trickl, T. & Borsdorff, T. (2011): Intercomparison of Atmospheric Water Vapor Soundings from the Differential Absorption Lidar (DIAL) and the Solar FTIR System on Mt. Zugspitze, *Atmos. Meas. Tech.* **4**: 835–841.
- Vogelmann, H., Sussmann, R., Trickl, T. & Reichert, A. (2015): Spatio-Temporal Variability of Water Vapor in the Free Troposphere Investigated by DIAL and FTIR Vertical Soundings, Reviewed & Revised Papers 27th International Laser and Radar Conference, New York, USA.
- Vogelmann, H. & Trickl, T. (2008): Wide-Range Sounding of Free-Tropospheric Water Vapor with a Differential-Absorption Lidar (DIAL) at a High-Altitude Station, *Appl. Opt.* **47**: 2116–2132.
- Vömel, H., David, D.E. & Smith, K. (2007): Accuracy of Tropospheric and Stratospheric Water Vapor Measurement by the Cryogenic Frost Point Hygrometer: Instrumental Details and Observations, *Journal of Geophysical Research* **112**: D08305.
- Vömel, H., Naebert, T., Dirksen, R. & Sommer, M. (2016): An Update on the Uncertainties of Water Vapor Measurements Using Cryogenic Frost Point Hygrometers, *Atmos. Meas. Technol.* **9**: 3755–3768.

- Wandinger, U. (2005): Introduction to Lidar; Lidar - Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere, Springer New York.
- Weinstock, E. M., Schwab, J. J., Nee, J. B., Schwab, M. J. & Anderson, J. G. (1990): A Cryogenically Cooled Photofragment Fluorescence Instrument for Measuring Stratospheric Water Vapor, *Rev. Sci. Instrum.* **61**: 1413–1432.
- Whiteman, D. N., Cadirola, M., Venable, D., Calhoun, M., Miloshevich, L., Vermeesch, K., Twigg, L., Dirisu, A., Hurst, D., Hall, E., Jordan, A., & Vömel, H. (2011): Correction Technique for Raman Water Vapor Lidar Signal Dependent Bias and Suitability for Water Vapor Trend Monitoring in the Upper Troposphere, *Atmos. Meas. Tech. Discuss.* **4**: 7337–7403.
URL:www.atmos-meas-tech-discuss.net/4/7337/2011/
- Whiteman, D.N., Rush, K., Rabenhorst, S., Cadirola, M., Venable, D., Connel, R., Veselovskii, I., B.Demoz, Leblanc, T., Vömel, H., Miloshevic, L. & Joseph, E. (2008): Airborne and Ground-Based Measurements of Water Vapor and Aerosols Using a High-Performance Raman Lidar, 24th ILRC, S. 87–90.
- WMO (1986): Atmospheric Ozone 1985 Assessment of our Understanding of the Processes Controlling its Present Distribution and Change, World Meteorological Organization, Geneva (Switzerland) **I(16)**: 264.
- Zahn, A. & Brenninkmeijer, C. A. M. (2003): New Directions: A Chemical Tropopause Defined, *Atmos. Environ.* **37**: 439–440.
- Zahn, A., Neubert, R., Maiss, M. & Platt, U. (1999): Fate of long-lived trace species near the northern hemispheric tropopause: Carbon dioxide, methane, ozone, and sulfur hexafluoride, *J. Geophys. Res.* **104(D11)**: 13923–13942.
- Zanis, P., Trickl, T., Stohl, A., Wernli, H., Cooper, O., Zerefos, C., Gaeggeler, H., Priller, A., Schnabel, C., Scheel, H. E., Kanter, H. J., Tobler, L., Kubik, P. W., Cristofanelli, P., Forster, C., James, P., Gerasopoulos, E., Delcloo, A., Papayannis, A. & Claude, H. (2003): Forecast, Observation and Modelling of a Deep Stratospheric Intrusion Event over Europe, *Atmos. Chem. Phys.* **3**: 763–777.

Eigene Veröffentlichungen

- Höveler, K., Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2015a): Erste Messungen mit dem Hochleistungs-Raman-Lidar am Schneefernerhaus, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Umweltphysik, Sitzung Messtechnik, Beitrag UP 18.3., Heidelberg (Germany).
- Höveler, K., Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2015b): The Zugspitze Raman Lidar: System Testing, Reviewed and Revised Papers, 27th International Laser Radar Conference (ILRC 2015), International Co-ordination Group for Laser Atmospheric Studies, New York (USA).
- Klanner, L. (2010): Kombinierte Sondierung von Wasserdampf mit DIAL und Raman-Lidar am Schneefernerhaus, 1. Wissenschaftliche Tagung, Umweltforschungsstation Schneefernerhaus, UFS, Iffeldorf (Germany).
- Klanner, L., Höveler, K., Khordakova, D., Perfahl, M., Rolf, C., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2021): A powerful lidar system capable of one-hour measurements of water vapour in the troposphere and the lower stratosphere as well as the temperature in the upper stratosphere and mesosphere, *Atmospheric Measurement Techniques* **14**: 531–555.
URL:<https://amt.copernicus.org/articles/14/531/2021/amt-14-531-2021.pdf>
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2010a): Combined Raman Lidar and DIAL Sounding of Water Vapour and Temperature at the NDACC Station Zugspitze, *Geophysical Research Abstracts* Vol. 12, EGU General Assembly, Wien (Austria), S. EGU2010–15414.
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2010b): On the Way to Combined DIAL and Raman Lidar Sounding of Water Vapour at the NDACC Station Zugspitze, 25th International Laser Radar Conference (ILRC), St. Petersburg (Russia), S. S9P–21.
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2011): Combined DIAL and Raman Lidar Sounding of Water Vapour at the Research Station Schneefernerhaus, *Deutsche Physikalische Gesellschaft: Tagung 2011*, UP 1.4, Dresden (Germany).
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2012): On the Way to Combined DIAL and Raman-Lidar Sounding of Water Vapour on Mt. Zugspitze - a Progress Report, in A. Pappayannis, D. Balis & V. Amiridis (eds), *Reviewed and Revised Papers, 26th International Laser Radar Conference (ILRC 2012)*, International Co-ordination Group for Laser Atmospheric Studies, Porto Heli, (Greece), S. 853–826.
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2017a): Wasserdampfmessungen bis in die untere Stratosphäre: das Hochleistungs-Raman-Lidar am Schneefernerhaus, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Umweltphysik, Sitzung Methoden - Fernerkundung, Bremen (Germany), S. Beitrag UP6.7.
URL:<http://www.dpg-verhandlungen.de/year/2017/conference/bremen/static/up6.pdf>
- Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2017b): Water-vapour measurements up to the lower stratosphere - the high power Raman lidar at the Schneefernerhaus, 28th International

Laser Radar Conference (ILRC), Bucharest (Romania), S. Poster 011–213, 4 pp. on flash memory.

Klanner, L., Trickl, T. & Vogelmann, H. (2018): Water-vapour measurements up to the lower stratosphere - the high power raman lidar at the schneefernerhaus, EPJ Web of Conferences **176**: 01026.

Trickl, T., Klanner, L. & Vogelmann, H. (2011): On the Way to Combined DIAL and Raman Lidar Sounding of Water Vapour at Zugspitze, NDACC Symposium 2011, Session 4, Saint Paul (Reunion Island), S. Poster Contribution 4P–5, 2 pp.

Vogelmann, H., Klanner, L. & Trickl, T. (2017): Temperature Profiling with the UFS Raman Lidar, Virtual Alpine Observatory (VAO) Symposium, Bozen (Italy).

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin von 2009 bis 2013 am IMK-IFU in Garmisch-Partenkirchen sowie der nachfolgenden Auswertung der gewonnenen Ergebnisse. Zum Gelingen dieser Arbeit haben eine ganze Reihe von Personen und Institutionen beigetragen, denen ich zu großem Dank verpflichtet bin. Mein ganz besonderer Dank gilt dabei:

- Prof. Dr. Hans Peter Schmid, Leiter des IMK-IFU und Inhaber des Lehrstuhls für Atmosphärische Umweltforschung am Wissenschaftszentrum Weihenstephan der TU München, für die Möglichkeit, als wissenschaftliche Mitarbeiterin dort zu arbeiten, für die Übertragung dieser hochinteressanten Arbeit sowie für die Übernahme des Erstgutachtens;
- Prof. Dr. Bernadett Weinzierl, Institut für Physik der Atmosphäre am DLR und Professor für Aerosol- und Clusterphysik an der Universität Wien, für die Übernahme des Zweitgutachtens;
- Dr. Thomas Trickl, Senior Research Scientist am IMK-IFU, für die umfassende fachliche Betreuung und die permanente Einbringung seines großen Erfahrungsschatzes auf dem Gebiet der Lidar Messtechnik und der Atmosphärenphysik;
- der Lidar-Gruppe am IMK-IFU und besonders Dr. Hannes Vogelmann für den fachlichen Rat und die Unterstützung sowie für die Hilfe bei Fragen zur Programmiersprache PERL und beim Auslesen der Transientenrekorder- und Photonenzähleraufzeichnungen
- der Werkstatt des IMK-IFU, insbesondere Stefan Schmid, für die Unterstützung bei allen mechanischen Arbeiten;
- dem gesamten IMK-IFU Institut für die gute Arbeitsatmosphäre;
- dem Team um Markus Neumann auf der UFS für die Hilfe vor Ort und bei allen logistischen und kurzfristigen mechanischen Arbeiten;
- Dr. Wolfgang Steinbrecht vom MOHp für die Bereitstellung der Lidar-Daten zur Validierung der Ergebnisse;
- der Firma Coherent für die Sonderfertigung des Lasers unter Berücksichtigung unserer Anforderungen, insbesondere Ludolf Herbst für die Diskussionen bezüglich der Umbauten für den Lidar-Einsatz sowie Oliver Tiemann und Stefan Döring für die Inbetriebnahme im Labor der UFS;
- dem Elektroservice Georg Schwabl für die teilweise recht kurzfristige und umfassende Hilfe bei der Installation der Elektrik im KIT-Labor;
- der Schlosserei Maurer, besonders Markus Hanslik und seinem Team, für die umsichtige Einbringung des Primärspiegels des Fernbereichsteleskops in den Lidar-Turm;

- der Firma Hägele und Böhm, vor allem Jochen Hägele und seinem Team, für den zügigen und reibungslosen Ablauf beim Errichten des Lidar-Turms;
- der Firma Baader, hierbei insbesondere Christian Hussel und seinem Team, für den Einsatz bei der Montage der Kuppel auf dem Lidar-Turm;
- dem Ingenieurbüro Frühholz+Wörmann für die planerische Unterstützung und die Übernahme der Bauleitung beim Turmbau;
- der Firma RSV Sensorik für die spezielle Anfertigung der Diskriminatoren;
- dem Ingenieurbüro Werner Funk für die Anfertigung der störungsarmen und massenfreien Detektorsteuerungen;
- der Firma Licel für das Transientenrekordersystem mit dem außergewöhnlich großen Messbereich.

Ein besonderer Dank gilt auch dem Bayerischen Staatsministerium für Umwelt und Gesundheit für die Finanzierung des Projekts. Zu guter Letzt möchte ich auch meiner Familie danken, die mit viel Geduld die Fertigstellung dieser Arbeit mitgetragen hat.