

Universität Leipzig  
Fakultät für Physik und Geowissenschaften

Diplomarbeit

im Studiengang Meteorologie  
zum Thema

**Messung von Temperaturprofilen in der  
unteren Troposphäre mit einem  
Rotations-Raman-Lidar**

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Meteorologe

vorgelegt von  
Marcus Radlach  
im Februar 2005

eingereicht bei  
Prof. G. Tetzlaff und  
Prof. J. Heintzenberg



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Lidarprinzip . . . . .	3
2.2	Lichtstreuung in der Atmosphäre . . . . .	3
2.3	Lidargleichung . . . . .	8
2.4	Temperaturberechnung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Aufbau des IfT-Raman-Lidar</b>	<b>12</b>
3.1	Gesamtaufbau . . . . .	12
3.2	Strahlseparationseinheit . . . . .	14
3.3	Fabry-Perot-Interferometer und Doppelgitter-Monochromator . . . . .	14
3.3.1	Fabry-Perot-Interferometer . . . . .	15
3.3.2	Doppelgitter-Monochromator . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Kalibrierung der Lidarsignale und Temperaturfehler</b>	<b>20</b>
4.1	Bestimmung der Kalibrierkonstanten . . . . .	20
4.1.1	Kalibrierkonstanten für einen Einzellinienansatz . . . . .	21
4.1.2	Kalibrierkonstanten bei Anpassung eines Polynoms 2. Ordnung . . . . .	22
4.2	Fehlerquellen der Temperaturmessung . . . . .	25
4.3	Systematische Einflüsse auf das Temperaturprofil und Temperaturkorrektur . . . . .	27
4.4	Zeitliches Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der statistischen Messunsicherheit . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Fallbeispiele</b>	<b>33</b>
5.1	Fall A: Grenzschichtentwicklung . . . . .	33
5.1.1	Stabilitätsparameter: Potentielle Temperatur . . . . .	33
5.1.2	Grenzschichtentwicklung unter Hochdruckeinfluss: 6. September 2004 . . . . .	34
5.1.3	Grenzschichtentwicklung unter Tiefdruckeinfluss: 3. August 2004 . . . . .	42
5.2	Fall B: Interne Schwerewelle - 21. November 2003 . . . . .	52
5.2.1	Beobachtungen . . . . .	52
5.2.2	Berechnungen zur Schwerewelle . . . . .	58
5.2.3	Analyse der Lidar-Temperaturmessung . . . . .	60
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>68</b>
	<b>Literatur</b>	<b>71</b>



# 1 Einleitung

Die Temperatur ist ein wichtiger Zustandsparameter der Atmosphäre. Mit der Erkundung des vertikalen Temperaturverlaufs können wichtige Kenntnisse über die Stabilität der Schichtung in der Atmosphäre gewonnen werden. Diese spielt für alle atmosphärischen Prozesse eine bedeutende Rolle.

Für eine detaillierte Untersuchung dynamischer Prozesse in der Atmosphäre benötigt man Verfahren, die Temperaturmessungen mit hoher zeitlicher und vertikaler Auflösung ermöglichen. Die Zahl verfügbarer Messtechniken zur schnellen Messung von Temperaturprofilen ist jedoch gering. Eine Möglichkeit besteht in der Nutzung der Lidartechnik, wobei verschiedene Verfahren zur Temperaturmessung zur Verfügung stehen. Ein Lidar (von engl.: **light detection and ranging**) ist ein aktives optisches Gerät zur Fernerkundung atmosphärischer Parameter. Für troposphärische Temperaturmessungen gibt es neben dem in dieser Arbeit behandelten Lidarverfahren nach der Rotations-Raman-Methode noch die Brillouin-Doppler-Methode, bei der die Temperaturabhängigkeit der Doppler-Verbreiterung der Brillouin-Bande ausgenutzt wird. Diese Technik bedarf eines sehr hohen apparativen Aufwands und ist mit hohen statistischen Messfehlern verbunden (Shimizu et al. 1983). Eine andere Technik ist durch die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten eines Gases bekannter Konzentration, z.B.  $O_2$ , gegeben (Theopold und Bösenberg 1993). Diese Technik basiert auf dem DIAL-Verfahren (von engl.: **differential absorption lidar**), bei dem zeitgleich oder in kurzen Abständen zwei Laserpulse emittiert werden, die in der Atmosphäre unterschiedlich stark vom Sauerstoff absorbiert werden. Diese Methode stellt sehr hohe Anforderungen an das System und hat bis heute keine brauchbaren Ergebnisse geliefert.

Die Rotations-Raman-Methode ist derzeit die einzige Lidar-Technik, mit der troposphärische Temperaturmessungen mit relativ geringen statistischen Fehlern durchgeführt werden können. Als alternatives aktives Fernmessverfahren bietet sich nur das RASS (von engl.: **radio acoustic sounding system**) an, welches entweder an ein Radar (von engl.: **radio detection and ranging**) oder ein Sodar (von engl.: **sound detection and ranging**) gekoppelt ist. Das Prinzip basiert auf der Detektion eines rückgestreuten akustischen Signals (Peters et al. 1983). Die Temperaturinformation resultiert dabei aus der temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit. Aus der Doppler-Verschiebung des rückgestreuten Signals lässt sich so die Temperatur ableiten. Der Nachteil dieser Systeme ist, dass die Reichweite auf Grund der Schallabsorption auf wenige Kilometer begrenzt ist. Weitere Verfahren basieren auf radiometrischen Messungen, die aber nicht für hochaufgelöste Messungen in der Troposphäre geeignet sind. Vertikal hochaufgelöste Messungen sind auch mit Radiosonden möglich. Lange Aufstiegszeiten von bis zu zwei Stunden und Verdriften der Sonde mit der Höhe lassen aber zeitlich hochaufgelöste Messungen an einem Ort nicht zu.

Am Institut für Troposphärenforschung (IfT) wurde in den letzten acht Jahren in Zusammenarbeit mit dem Institut für Atmosphärische Optik in Tomsk/Russland ein Temperatur-Raman-Lidar aufgebaut. Das System wurde erst im Jahr 2003 durch den Einbau eines kleinen Teleskops zur Nahfeldmessung fertiggestellt. Eine vollständige Charakterisierung des Systems liegt noch nicht vor. Diese Charakterisierung ist Ge-

genstand dieser Arbeit. Anhand von Messbeispielen wird das derzeitige Potential des Systems aufgezeigt.

Die Arbeit ist in sechs Kapitel unterteilt. Im Anschluss an diese Einleitung folgen grundlegende theoretische Betrachtungen zur Ramanstreuung. Nachfolgend werden die Lidargleichung und die Rotations-Raman-Technik zur Messung von atmosphärischen Temperaturprofilen beschrieben. Im dritten Kapitel erfolgt eine Gerätebeschreibung des am IfT fest installierten Raman-Lidar, welches für die Messung der Temperatur benutzt wurde. Im vierten Kapitel wird schließlich gezeigt, wie die Lidarsignale kalibriert werden können. Ebenso werden die möglichen Temperaturfehler aufgezeigt und analysiert. Danach erfolgt eine Betrachtung des zeitlichen Auflösungsvermögens des Lidar-Empfängers in Abhängigkeit von der statistischen Messunsicherheit. Kapitel fünf zeigt drei Messfälle, wobei es sich bei den ersten beiden um Grenzschichtentwicklungen unter Hoch- bzw. Tiefdruckeinfluss handelt. Die beiden Fälle unterschieden sich grundlegend durch die Bildung konvektiver Wolken im Falle des Tiefdruckeinflusses. Dabei wird die Änderung der Stabilität in der Grenzschicht anhand von Profilen der potentiellen Temperatur aufgezeigt. Bei dem letzten Messbeispiel wird die Beobachtung einer Schwerewelle diskutiert. Zur Charakterisierung und Interpretation dieses Ereignisses werden auch Bodendruckbeobachtungen eines Schwerewellenmessnetzes am Meteorologischen Observatorium Lindenberg und Windprofiler-Daten von Lindenberg herangezogen. Anhand der Temperaturmessungen konnten unter anderem interessante Energiebetrachtungen des beobachteten Wellenzugs gemacht werden. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung im sechsten Kapitel.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden Grundlagen zum Lidarprinzip und zur Streuung in der Atmosphäre erklärt. Im besonderen Maße wird im zweiten Abschnitt 2.2 auf die reine Rotations-Ramanstreuung eingegangen, da diese für die Temperaturmessung mittels Lidar genutzt wird. Dabei wird die Lage der reinen Rotations-Ramanlinien sowie deren Intensität im Spektrum beschrieben. Im dritten Abschnitt wird kurz die Lidargleichung erklärt, bevor im letzten Teil dieses Kapitels detailliert auf die Temperaturberechnung aus den Lidarsignalen eingegangen wird.

### 2.1 Lidarprinzip

Ein Lidar ist ein aktives optisches Gerät zur Fernerkundung atmosphärischer Parameter. Als Lichtquelle dienen leistungsstarke Laser, die kurze Pulse nahezu monochromatischen Lichts der Wellenlänge  $\lambda$  in die Atmosphäre aussenden, welches dann mit den Molekülen und Partikeln in Wechselwirkung tritt. Unter Licht wird dabei nicht nur der für den Menschen sichtbare, sondern der gesamte Bereich vom ultravioletten über den sichtbaren bis hin zum infraroten Teil des elektromagnetischen Spektrums verstanden. Die Streuung findet an den Molekülen sowie an den atmosphärischen Aerosolpartikeln statt. Streuung an Molekülen beinhaltet elastische sowie inelastische Streuprozesse, die Streuung an Aerosolpartikeln erfolgt in der Regel elastisch. Das rückgestreute Licht wird von einem Teleskop empfangen und kann dann analysiert werden. Die Höheninformation resultiert aus der Laufzeit des Laserpulses  $t$ , welcher sich mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  ausbreitet. Den Abstand zwischen Lidar und dem Streuereignis erhält man über das Weg-Zeit-Gesetz:

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

### 2.2 Lichtstreuung in der Atmosphäre

Die Wechselwirkung des ausgesendeten Lichts findet mit allen Bestandteilen in der Atmosphäre statt. Im folgenden Abschnitt soll aber nur die Streuung an Molekülen, welche viel kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung sind, interessieren. Das Licht kann zum einen elastisch, zum anderen aber auch inelastisch gestreut werden. Die elastische Streuung wird auch Rayleigh-Streuung genannt. Dabei ist der Energiebeitrag des gestreuten Photons derselbe wie der des einfallenden Photons. Der wichtigste inelastische Streuprozess ist die Ramanstreuung. Bei der Ramanstreuung ändert sich der Quantenzustand des Moleküls während des Streuprozesses. Dabei verschiebt sich die Frequenz des gestreuten Photons um den Betrag  $\Delta\nu$  bzw. die Wellenzahl<sup>1</sup> um den Betrag  $\Delta\tilde{\nu}$ . Die Wellenzahlverschiebung

$$\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - \tilde{\nu}_s = \frac{\Delta E}{hc} \quad (2)$$

<sup>1</sup>Die Wellenzahl ist definiert durch  $\tilde{\nu} = 1/\lambda$  bzw.  $\tilde{\nu} = \nu/c$  mit der Einheit  $\text{cm}^{-1}$ .

ist charakteristisch für das streuende Molekül. Dabei ist  $\tilde{\nu}_0$  die Wellenzahl des einfallenden Photons,  $\tilde{\nu}_s$  die Wellenzahl des gestreuten Photons,  $\Delta E$  die Energiedifferenz zwischen den beteiligten Energieniveaus und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum. Das Molekül hat die Möglichkeit, einerseits das Rotationsniveau  $J$  zu ändern — hierbei bleibt das Vibrationsniveau  $v$  des Moleküls unverändert (die Auswahlregeln dafür lauten  $\Delta J = \pm 2$ ,  $\Delta v = 0$ ) — und andererseits das Vibrations-Rotations-Niveau zu wechseln (die Auswahlregeln hierfür lauten  $\Delta J = \pm 2$ ,  $\Delta v = \pm 1$ ).

Abbildung 1 stellt schematisch die Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus und das daraus resultierende Ramanspektrum für das Stickstoff-Molekül dar. Wegen der Übersichtlichkeit sind hier nur die unteren Vibrations- und Rotationsniveaus dargestellt. Übergänge, bei denen sich die Quantenzahlen für Vibration  $v$  und Rotation  $J$  nicht ändern, entsprechen der Rayleighstreuung. Übergänge zu einem höheren Vibrationszustand ( $\Delta v = +1$ ) führen zur Stokes-Vibrations-Rotations-Bande, d.h. das Molekül absorbiert Energie von dem einfallenden Photon. Im Gegensatz dazu führen Übergänge zu einem niedrigeren Vibrationsniveau ( $\Delta v = -1$ ) zur Anti-Stokes-Vibrations-Rotations-Bande. Diese Banden unterteilen sich in drei Zweige, die von der Änderung der Rotationsquantenzahl abhängen. So werden die resultierenden Linien bei einer reinen Änderung des Vibrationszustandes ( $\Delta v = \pm 1$ ,  $\Delta J = 0$ ) im Q-Zweig zusammengefasst. Eine Änderung von  $\Delta J = +2$  bzw.  $\Delta J = -2$  führt zum S- bzw. O-Zweig. Dabei gilt  $\Delta J = J_1 - J_2$ , wobei  $J_1$  die Quantenzahl des Energieniveaus des Ausgangszustands<sup>2</sup> ist. Übergänge, bei denen sich nur die Rotationsquantenzahl ändert ( $\Delta J = \mp 2$ ), führen zu den reinen Stokes- und Anti-Stokes-Rotations-Raman-Linien zu beiden Seiten der Rayleigh-Linie.

Im Folgenden soll das reine Rotations-Raman-Spektrum etwas genauer betrachtet werden, da es Temperaturinformation enthält. Diese Information wird bei der Methode der Temperaturbestimmung mit der Rotations-Ramantechnik benutzt.

Für zweiatomige Moleküle lassen sich die Energiezustände gut beschreiben (Herzberg 1950). Die Quantenmechanik liefert für die Energie eines freien harmonischen Rotators im Vibrationsgrundzustand ( $v = 0$ ):

$$E_{\text{rot},J,0} = hc\tilde{\nu}_{\text{rot}} = hc [B_0 J(J+1) - D_0 J^2 (J+1)^2] \quad , \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$B_0$  ist die Rotationskonstante (für  $\text{N}_2$  ist  $B_0 = 1.98950 \text{ cm}^{-1}$  (Butcher et al. 1971)), und  $D_0$  ist eine Konstante, die den Beitrag zur Energie auf Grund der Streckung der Molekülachse in Abhängigkeit vom Rotationszustand des Moleküls beschreibt (für  $\text{N}_2$  ist  $D_0 = 5.7 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ ). Für die Wellenzahlverschiebung bei einem Rotations-Übergang in der Stokes-Bande, mit der Auswahlregel  $J \rightarrow J+2$ , gilt:

$$\Delta\tilde{\nu}_{\text{rot,St}}(J) = \tilde{\nu}_J - \tilde{\nu}_0 = -4B_0 \left( J + \frac{3}{2} \right) + D_0 [3(2J+3) + (2J+3)^3] \quad , \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

<sup>2</sup>In der Literatur wird  $J_1$  zum Teil auch als der Quantenzustand des höheren Energieniveaus der beiden am Übergang beteiligten Niveaus definiert, unabhängig davon welches Niveau der Ausgangs- oder der Endzustand ist.

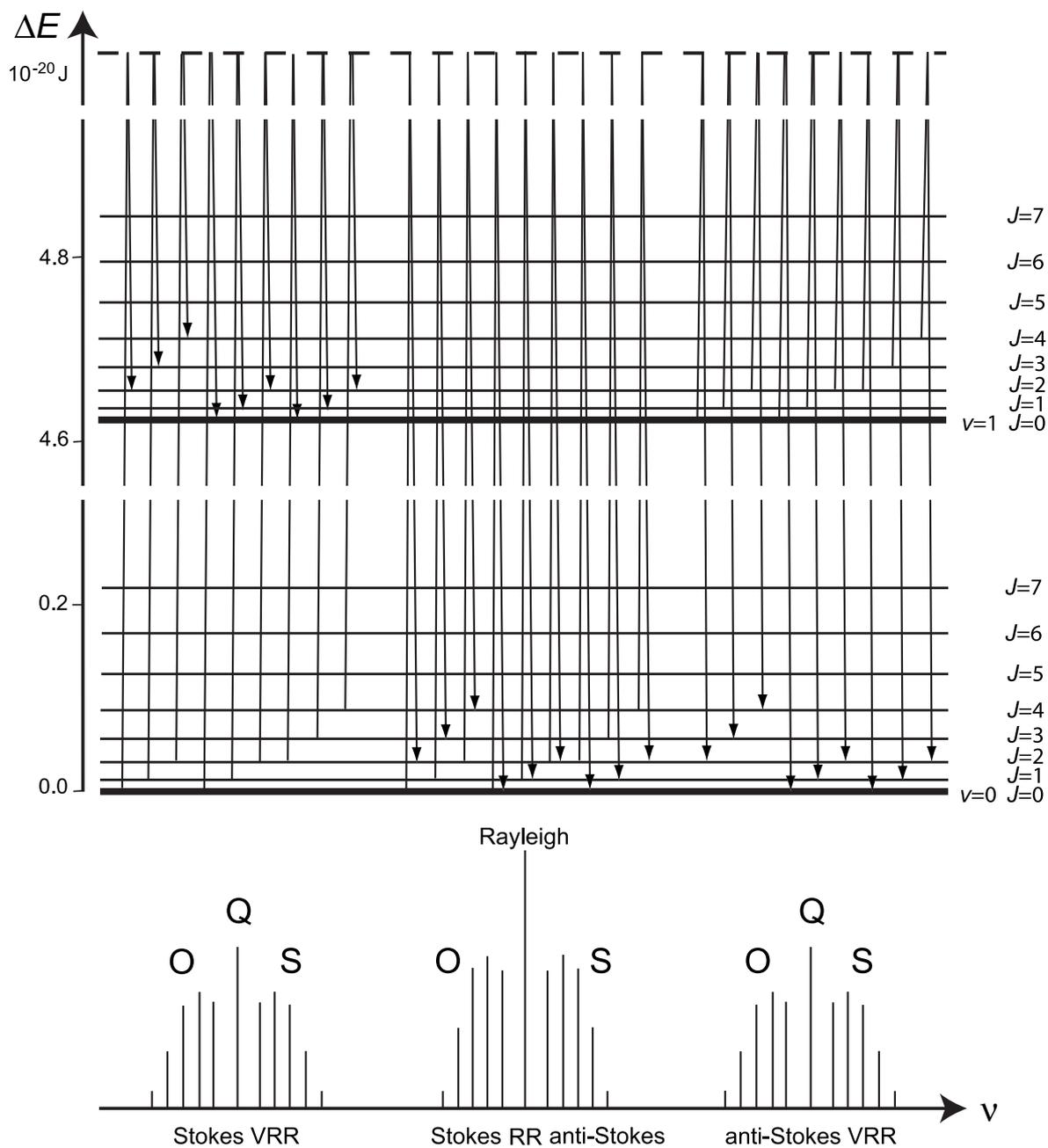


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Ramanübergänge (oben) und des resultierenden Spektrums (unten) für die Vibrations-Rotations-Energieniveaus von  $\text{N}_2$ . VRR bezeichnet die durch Vibrations-Rotations-Übergänge entstehenden Banden und RR die durch reine Rotations-Übergänge entstehende Bande (Wandinger 2005).

und in der Anti-Stokes-Bande für  $J \rightarrow J - 2$ :

$$\Delta\tilde{\nu}_{\text{rot,A-St}}(J) = \tilde{\nu}_J - \tilde{\nu}_0 = 4B_0 \left( J - \frac{1}{2} \right) - D_0 [3(2J - 1) + (2J - 1)^3] , \quad J = 2, 3, 4, \dots \quad (5)$$

Hierbei ist  $J$  immer die Rotationsquantenzahl des anfänglichen Rotationszustands. Aus Gl. (4) und (5) ist ersichtlich, dass die Rotationslinien unter Vernachlässigung des Deformationsterms äquidistant sind. Die erste Linie hat einen Abstand von  $6B_0$  von der Rayleigh-Linie. Die nächsten Linien folgen mit einem Abstand von jeweils  $4B_0$ . Die Deformationskonstante  $D_0$  spielt nur für hohe Rotationszustände eine Rolle, weshalb dieser Term in den nachfolgenden Betrachtungen vernachlässigt werden kann.

Als Nächstes folgen einige einfache Betrachtungen zur Intensität der reinen Rotations-Ramanlinien. Die Intensität einer Ramanlinie hängt vom Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Streuprozesses ab, welcher das Produkt aus der Übergangswahrscheinlichkeit und der Besetzung des Energieniveaus des Ausgangszustands ist. Dieser Sachverhalt lässt sich ausdrücken als  $I \propto N$ , mit der Intensität  $I$  der Ramanlinie und der Anzahl der Moleküle  $N$  im Ausgangszustand. Die Besetzung der Quantenzustände folgt einer Boltzmann-Verteilung. Bei Vibrationsübergängen lässt sich die Molekülzahl mit Hilfe der Boltzmann-Verteilung einfach berechnen. Will man die Intensitäten der Ramanlinien für unterschiedliche Rotationszustände beschreiben, muss man noch andere Effekte berücksichtigen. Die Energiedifferenzen zwischen den Rotationsniveaus sind, im Gegensatz zu denen der Vibrationsniveaus, sehr klein und unter atmosphärischen Bedingungen sind auch höhere  $J$  im Vibrations-Grundzustand gut besetzt. Die Intensität  $I_{\text{rot}}$  einer Rotationslinie hängt in erster Linie von der Anzahl der Moleküle im Ausgangszustand  $N_J$  ab. Die Boltzmann-Verteilung reicht hier zur Berechnung von  $N_J$  allerdings nicht aus. Für die Beschreibung der Intensität der Rotationslinien muss zusätzlich auch noch die Entartung<sup>3</sup>  $2J + 1$  des anfänglichen Rotationszustands  $J$ , die Entartung  $2I + 1$  des Kernspins und das statistische Gewicht  $g_N$  des Kernspins beachtet werden. Die Intensität einer Rotationslinie ergibt sich schließlich zu

$$I_{\text{rot}} \propto N_J = \frac{N}{Q} (2J + 1) S(J) g_N \exp \left( -\frac{E_{\text{rot},J}}{kT} \right) . \quad (6)$$

$N_J$  entspricht der Anzahl der Moleküle im Rotationsniveau  $J$ .  $N$  ist die Gesamtzahl der Moleküle.  $Q$  ist die Zustandssumme,  $Q \approx kT/2hcB_0$  (Wandinger 2005), welche die Summe der Boltzmann-Faktoren,  $Q = \sum_J (2J + 1) \exp(-E_{\text{rot}}(J)/(kT))$ , über alle Rotationszustände ist. Der Kernspin des Stickstoffs ist  $I = 1$ , für Sauerstoff hingegen ist  $I = 0$ , was dazu führt, dass alle Linien für gerade  $J$  im Rotationspektrum des Sauerstoffs fehlen.  $g_N$  hängt vom anfänglichen Rotationszustand  $J$  ab und ist für Stickstoff für gerade  $J$  gleich 6 und für ungerade  $J$  gleich 3, was zu einer alternierenden Intensität der Rotationslinien des Stickstoffs führt.  $S(J)$  ist die Linienstärke und ist von der Rotationsquantenzahl  $J$  abhängig. Für  $S(J)$  gilt für die

<sup>3</sup>Man spricht von entarteten Energiezuständen, wenn für mehrere Quantenzustände nur ein Energieniveau existiert.

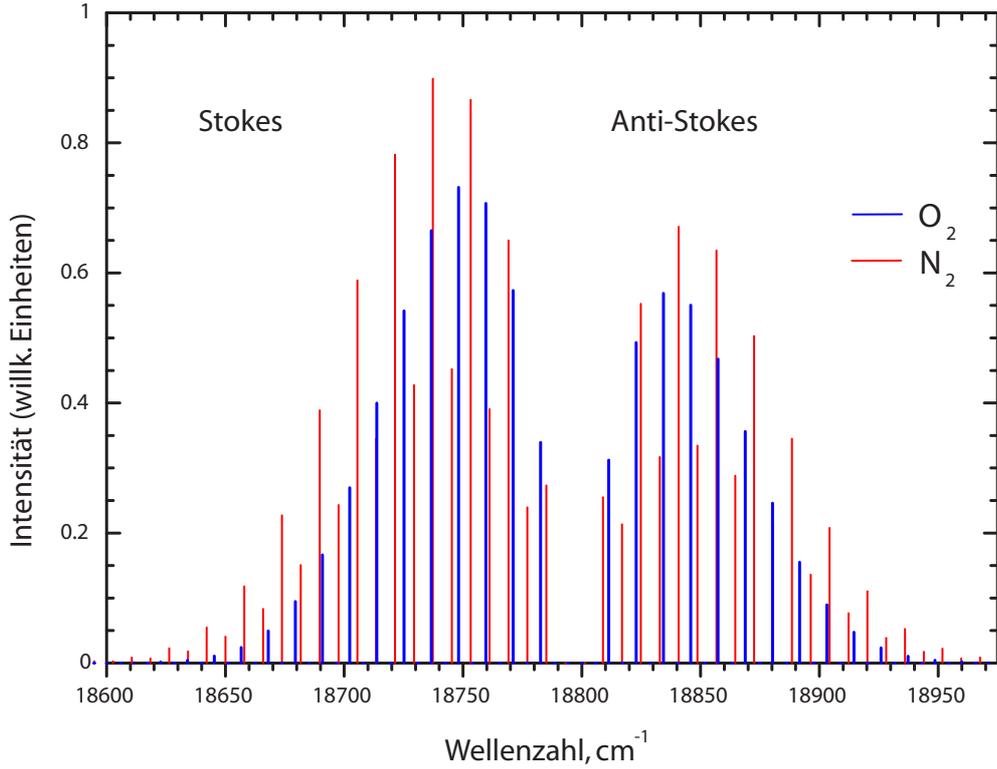


Abbildung 2: Reines Rotationsspektrum für Stickstoff und Sauerstoff für eine Laserwellenlänge von 532 nm (entspricht einer Wellenzahl von etwa  $18797 \text{ cm}^{-1}$ ). Das Spektrum wurde für eine Temperatur von  $T = 230 \text{ K}$  berechnet.

$$\text{Stokes-Bande: } S(J) = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+3)}, \quad (7)$$

und für die

$$\text{Anti-Stokes-Bande: } S(J) = \frac{3(J-1)J}{2(2J-1)}. \quad (8)$$

Das Rotationsspektrum für Stickstoff und Sauerstoff ist in Abb. 2 dargestellt. Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, dass einige Rotationslinien des Sauerstoffs sehr dicht an Rotationslinien des Stickstoffs liegen. Das erschwert die korrekte Auswertung der Signale und somit die Berechnung der Temperatur (s. Abschnitt 2.4), wenn einzelne Bereiche des Spektrums durch Filter oder Gitter selektiert werden. Verwendet man zusätzlich ein Fabry-Perot-Interferometer (s. Abschnitt 3.3.1), so werden die Rotationslinien des Sauerstoffs komplett unterdrückt, da der Sauerstoff eine andere Periode als Stickstoff hat. Die Periode wird durch die Rotationskonstante  $B_0$  bestimmt. Sie ist für  $\text{O}_2$   $1.43768 \text{ cm}^{-1}$  und für  $\text{N}_2$   $1.98950 \text{ cm}^{-1}$  (Butcher et al. 1971).

### 2.3 Lidargleichung

Die grundlegende Gleichung für alle Lidaranwendungen ist die Lidargleichung. Sie wird dazu verwendet, aus den gemessenen Signalen die interessierenden Informationen abzuleiten. Für elastisch zurückgestreute Signale der Wellenlänge  $\lambda_0$  lautet diese Gleichung:

$$P_{\lambda_0}(z) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{O(z)}{z^2} A_T \eta_{\lambda_0} \beta_{\lambda_0}(z) \exp \left[ -2 \int_0^z \alpha_{\lambda_0}(z') dz' \right]. \quad (9)$$

Die Größen haben folgende Bedeutung:

$P_{\lambda_0}(z)$	empfangene Leistung bei der Wellenlänge $\lambda_0$ aus der Entfernung $z$ [W],
$P_0$	mittlere Laserleistung pro Puls [W],
$c$	Lichtgeschwindigkeit [ $\text{ms}^{-1}$ ],
$\tau$	Pulsdauer [s],
$O(z)$	Überlappungsfunktion von Laserstrahl und Empfängergesichtsfeld,
$A_T$	Teleskopfläche [ $\text{m}^2$ ],
$A_T/z^2$	Empfangsraumwinkel [sr],
$\eta_{\lambda_0}$	Transmission der Empfangsoptik bei der Wellenlänge $\lambda_0$ ,
$\beta_{\lambda_0}(z)$	180°-Rückstreuoeffizient bei der Wellenlänge $\lambda_0$ [ $\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ],
$\alpha_{\lambda_0}(z)$	Extinktionskoeffizient bei der Wellenlänge $\lambda_0$ [ $\text{m}^{-1}$ ].

Das Signal, das vom Teleskop empfangen wird, kommt aus dem Raumwinkel  $A_T/z^2$ . Diese  $1/z^2$ -Abhängigkeit ist im Wesentlichen für den großen dynamischen Bereich der Lidarsignale verantwortlich. Die Überlappungsfunktion beschreibt die geometrische Überlappung von Laserstrahl und Empfängergesichtsfeld. Ist  $O(z) = 1$ , wird der Laserstrahl vollständig auf dem Detektor abgebildet. Der Extinktionskoeffizient  $\alpha$  beschreibt, wie stark das Signal in der Atmosphäre durch Streuung und Absorption an Partikeln und Molekülen geschwächt wird. Der Extinktionskoeffizient setzt sich somit aus einem Streu- und einem Absorptionsanteil zusammen. Der Rückstreuoeffizient  $\beta$  ergibt sich aus der 180°-Streuung an Molekülen und Partikeln.

Werden Ramansignale detektiert, wird die Lidargleichung zu

$$P_{\lambda_R}(z) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{O(z)}{z^2} A_T \eta_{\lambda_R} \beta_{\lambda_R}(z) \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_{\lambda_0}(z') + \alpha_{\lambda_R}(z')] dz' \right\}. \quad (10)$$

Die Lichtschwächung erfolgt nun auf dem Hinweg durch Extinktion bei der ausgesendeten Wellenlänge  $\lambda_0$  und auf dem Rückweg durch Extinktion bei der Ramanwellenlänge  $\lambda_R$ . Der Rückstreuoeffizient für die Ramansignale

$$\beta_{\lambda_R}(z) = N_R(z) d\sigma^\pi/d\Omega \quad (11)$$

wird von der Anzahl der ramanstreuenden Moleküle  $N_R$  bestimmt.  $d\sigma^\pi/d\Omega$  ist der differentielle Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses für einen Streuwinkel von 180°. Da für die Temperaturmessung nur die Stickstoffmoleküle interessieren, wird  $\beta_{\lambda_R}(z)$  im Wesentlichen von der  $\text{N}_2$ -Anzahlkonzentration bestimmt.

## 2.4 Temperaturberechnung

Die Idee zur Temperaturmessung mittels Lidar mit der Rotations-Raman-Technik stammt von Cooney (1972) und wurde von Cooney und Pina (1976) experimentell verwirklicht. Bedeutende Impulse zur Weiterentwicklung dieser Technik kamen von Arshinov et al. (1983), Nedeljkovic et al. (1993), Arshinov und Bobrovnikov (1999) sowie von Behrendt und Reichardt (2000).

Bei der Rotations-Raman-Technik wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Intensität der einzelnen Rotations-Ramanlinien von der Temperatur abhängig ist (s. Abschnitt 2.2, Gl. (6)), wohingegen das Integral über die Intensitäten des kompletten Stokes- bzw. Anti-Stokes-Zweigs nicht von der Temperatur abhängt.

Abbildung 3 zeigt das reine Rotationsspektrum von Stickstoff bei drei verschiedenen Temperaturen (210, 250 und 300 K). Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, dass das Spektrum für niedrigere Temperaturen wesentlich schmaler und höher ist als für hohe Temperaturen. Die Rotationsniveaus werden natürlich besetzt. Die Besetzung wird durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben (s. Abschnitt 2.2). Bei höheren Temperaturen kann das Molekül leichter in einen höheren Rotationszustand wechseln. Deshalb sind bei einer Temperatur von 300 K die Flügelbereiche des Spektrums besser besetzt als bei einer Temperatur von 210 K. Im Gegensatz dazu ist der Zentrumsbereich bei niedrigen Temperaturen besser besetzt. Dieses unterschiedliche Temperaturverhalten kann bei Lidaranwendungen ausgenutzt werden. Cooney (1972) schlug daher vor, zwei Bereiche aus dem Stokes-Zweig so auszuwählen, dass in dem einen mit fallender Temperatur die Intensität zunimmt ( $T_n$  in Abb. 3), während in dem anderen Bereich die Intensität mit fallender Temperatur abnimmt ( $T_f$  in Abb. 3).  $T_n$  bezeichnet dabei den zur ausgesendeten Wellenlänge nahen Bereich und  $T_f$  den fernen Bereich. Detektiert man die Signale aus beiden Wellenzahlbereichen und bildet deren Verhältnis, so kann man direkt auf die Temperatur am Ort der Streuung schließen, wie in Kapitel 4 gezeigt wird.

Das IfT-Raman-Lidar detektiert jeweils zwei Bereiche in beiden Ästen des Rotationsspektrums (s. Abb. 3). Das führt zu einer Verbesserung der Signalstatistik und dadurch zu einer Reduzierung des statistischen Signalfehlers. Hierzu werden die Rotationslinien des Stickstoffs um  $J = 6$  (530.3 und 533.7 nm) und um  $J = 12$  (529.0 und 535.1 nm) benutzt (Wandinger et al. 1998). Wie die einzelnen Bereiche aus dem Rotationsspektrum isoliert werden, ist in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Da die Intensität vom Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses abhängt, ist wegen Gl. (11)  $\beta_{\lambda_R}(J, z)$  direkt proportional zur Intensität  $I_{\text{rot}}(J)$  (s. Gl. (6)) und man kann schreiben:

$$P_{\lambda_R}(J, z) \propto \beta_{\lambda_R}(J, z) \propto I_{\text{rot}}(J) . \quad (12)$$

Bildet man nun aus den beiden gemessenen Rotationssignalen  $P_n(z) = P_{\lambda_R}(J = 6, z)$  und  $P_f(z) = P_{\lambda_R}(J = 12, z)$  das Verhältnis — die Indizes  $n$  und  $f$  stehen dabei für die Rotationslinien, die im Spektrum nah ( $J = 6$ ) bzw. fern ( $J = 12$ ) der Sendewellenlänge des Lasers liegen —, so erhält man:

$$R(z) = \frac{P_n(z)}{P_f(z)} \propto \frac{\beta_n(z)}{\beta_f(z)} \propto \frac{I_{\text{rot},n}(z)}{I_{\text{rot},f}(z)} . \quad (13)$$

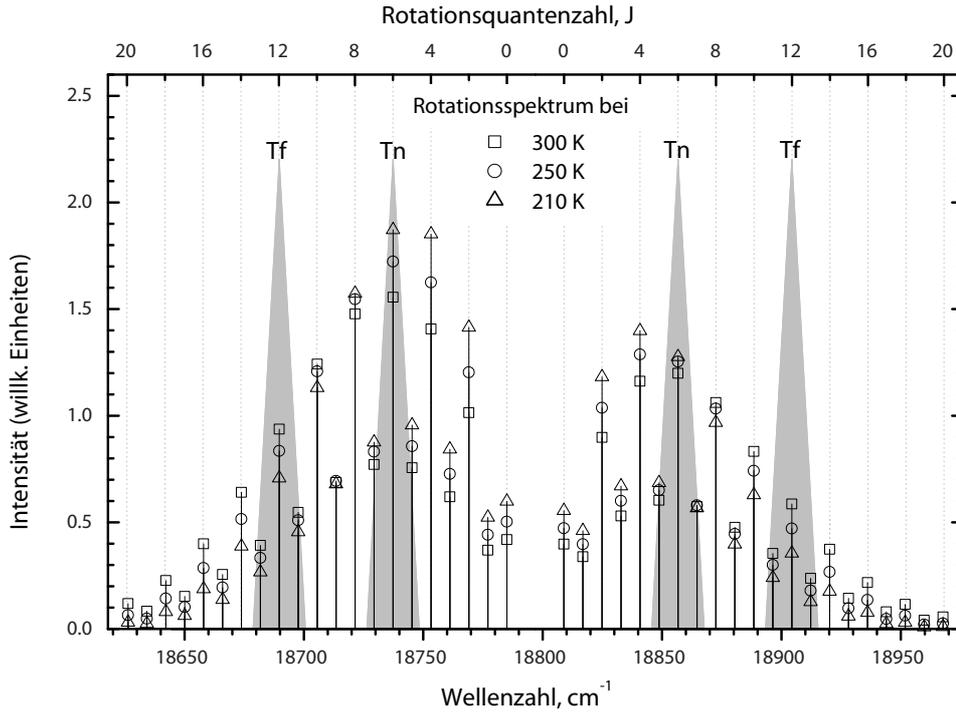


Abbildung 3: Reine Rotations-Ramanlinien für Stickstoff berechnet für drei verschiedene Temperaturen und eine Laserwellenlänge von 532 nm ( $\cong 18797 \text{ cm}^{-1}$ ). Die grau eingefärbten Flächen zeigen die Bereiche, welche vom Doppelgitter-Monochromator (s. Abschnitt 3.3.2) isoliert werden und in den Kanälen Tn und Tf detektiert werden. Die Form dieser Flächen charakterisiert die Filtereigenschaften des Monochromators.

Wesentliche Vereinfachungen ergeben sich durch die sehr geringe spektrale Distanz der einzelnen Linien voneinander (etwa 6 nm zwischen den beiden Linien mit  $J = 12$ ). Dadurch kann angenommen werden, dass die geometrischen Terme ebenso wie der Extinktionskoeffizient  $\alpha_\lambda$  für beide Signale gleich sind und sich somit bei der Verhältnisbildung aufheben. Das Verhältnis der Lidarsignale ergibt sich also durch Einsetzen von Gl. (6) in Gl. (13) zu:

$$R(z) \propto \frac{I_{\text{rot},n}(z)}{I_{\text{rot},f}(z)} \propto \exp \left[ \frac{E_{\text{rot}}(J_f) - E_{\text{rot}}(J_n)}{kT(z)} + \ln S(J_n) - \ln S(J_f) \right]. \quad (14)$$

Die allgemeine Form dieser Gleichung ist  $R = \exp(A/T + B)$ . Für die Temperatur ergibt sich daraus nach Umstellen (?):

$$T(z) = \frac{A}{\ln[R(z)] - B}. \quad (15)$$

Die beiden Konstanten werden durch die Anpassung des Verhältnisses der Lidarsignale an ein Referenzprofil, z.B. das Temperaturprofil einer Radiosonde, bestimmt (s. Kapitel 4). Gl. (15) gilt streng genommen nur für die Detektion von exakt einer Linie in jedem

Kanal („Einzellinienansatz“).

Von Nedeljkovic et al. (1993) wurde daher eine analytische Funktion mit quadratischer Form vorgeschlagen, welche das Verhältnis der Lidarsignale bei der Detektion mehrerer Rotationslinien besser beschreibt. Für diese Funktion müssen vier Kalibrierkonstanten bestimmt werden. Behrendt und Reichardt (2000) führten eine quadratische Funktion ein, welche nur noch drei Parameter benötigt. Diese Funktion ist eine Näherung für den Quotienten der Summe von Exponentialtermen. Für mehrere Rotationslinien gilt für das Verhältnis  $R$  zweier Signale allgemein:

$$R \propto \frac{\left(\sum_i I_i\right)_1}{\left(\sum_i I_i\right)_2} \propto \frac{\sum_i \exp\left(\frac{A_1^i}{T} + B_1^i\right)}{\sum_i \exp\left(\frac{A_2^i}{T} + B_2^i\right)} \approx \exp\left(a_0 + \frac{a_1}{T} + \frac{a_2}{T^2} + \frac{a_3}{T^3} + \dots\right), \quad (16)$$

mit der  $i$ -ten transmittierten Rotationslinie  $I_i$  und den zugehörigen Konstanten  $A^i$  und  $B^i$  (vgl. Gl. (6)). Die Indizes 1 und 2 an  $A^i$  und  $B^i$  bezeichnen die verschiedenen Kanäle, in denen die Rotationssignale detektiert werden.  $R(z)$  wird somit unter Vernachlässigung der Terme ab dritter Ordnung zu  $R = \exp(a_2/T^2 + a_1/T + a_0)$ , was nach Umstellen für die Temperatur

$$T = \frac{a_1 + \sqrt{a_1^2 + 4a_2\{\ln[R(z)] - a_0\}}}{2\{\ln[R(z)] - a_0\}} \quad (17)$$

ergibt. Die physikalisch nicht sinnvolle zweite Lösung der quadratischen Gleichung für  $T$  bleibt dabei unberücksichtigt.

### 3 Aufbau des IfT-Raman-Lidar

Das IfT-Raman-Lidar misst neben den beiden Signalen der Temperaturkanäle noch sieben weitere Wellenlängen (drei elastische und vier Ramanwellenlängen). Aus diesen Signalen lässt sich unter anderem das Mischungsverhältnis des Wasserdampfs der Luft ermitteln. Man kann aber auch Informationen über optische und mikrophysikalische Eigenschaften der Partikel in der Atmosphäre ableiten. Aus der Messung der Temperatur und des Mischungsverhältnisses lassen sich Profile der relativen Feuchte bestimmen (Mattis et al. 2002). Diese Vielfalt an Möglichkeiten zur Quantifizierung atmosphärischer Parameter sowie der Bestimmung optischer Größen ist einmalig und macht das IfT-Raman-Lidar zu einem sehr leistungsstarken System.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den Aufbau des IfT-Raman-Lidar gegeben. Im ersten Abschnitt ist der Gesamtaufbau des Systems dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird kurz die Strahlseparationseinheit beschrieben. Im letzten Abschnitt werden die für die Temperaturmessung wichtigen Komponenten — das Fabry-Perot-Interferometer und der Doppelgitter-Monochromator — der Strahlseparationseinheit genauer erklärt.

#### 3.1 Gesamtaufbau

Der Aufbau des Systems ist in Abb. 4 dargestellt. Er ist in der Literatur ausführlich beschrieben (Mattis et al. 2002). Als Lichtquelle dient ein Nd:YAG-Laser, dessen Daten in Tabelle 1 zusammengefasst sind. Der Pulslaser wird von einem Injektionslaser mit einer Laserstrahlung von  $<5$  kHz Bandbreite geimpft, was zur Folge hat, dass die Bandbreite der Strahlung des Pulslasers um zwei Größenordnungen reduziert wird (von etwa 30 GHz auf 0.3 GHz), also die emittierte Linienbreite schmaler wird. Es werden Lichtpulse bei drei verschiedenen Wellenlängen emittiert (1064, 532 und 355 nm). Dazu wird das Licht bei der Grundwellenlänge des Lasers von 1064 nm über zwei Kristalle frequenzverdoppelt bzw. -verdreifacht. Die Gesamtpulsenergie liegt bei etwa 1.6 J. Der Laser emittiert Laserpulse mit einer Wiederholungsrate von 30 Hz.

Tabelle 1: Wichtige Laserparameter.

Wellenlänge	355, 532 und 1064 nm
Pulsenergie	1.6 J (Gesamtpulsenergie)
Puls-Repetitionsrate	30 Hz
Pulslänge	8–9 ns
Strahldurchmesser	10 mm
Strahldivergenz	0.5 mrad
Linienbreite (mit Injektionslaser)	0.01–0.02 $\text{cm}^{-1}$

Der Strahl wird, bevor er die Atmosphäre durchdringt, durch eine Optik noch um einen Faktor 10 aufgeweitet und kollimiert. Ein Cassegrain-Spiegel von 1 m Durchmesser empfängt das Licht, welches an den Molekülen und Partikeln in der Atmosphäre

zurückgestreut wird. Über einen hyperbolischen Gegenspiegel wird das Licht auf eine Blende gelenkt, welche das Gesichtsfeld bestimmt.

Im Jahr 2003 wurde zusätzlich noch ein Nahfeldteleskop eingebaut um Messungen unterhalb von 1500 m Höhe zu ermöglichen. Die mit dem großen Teleskop in diesem Bereich gemessenen Signale sind auf Grund unvollständiger Abbildung auf dem Detektor stark verfälscht und auch nach Korrektur sehr fehlerhaft. Die technischen Daten der Teleskope können in Tab. 2 nachgelesen werden. Das von dem Nahfeldteleskop empfangene Licht wird durch einen parabolischen Spiegel direkt auf das Ende einer optischen Faser fokussiert, welche das Streulicht zur Strahlseparationseinheit weiterleitet.

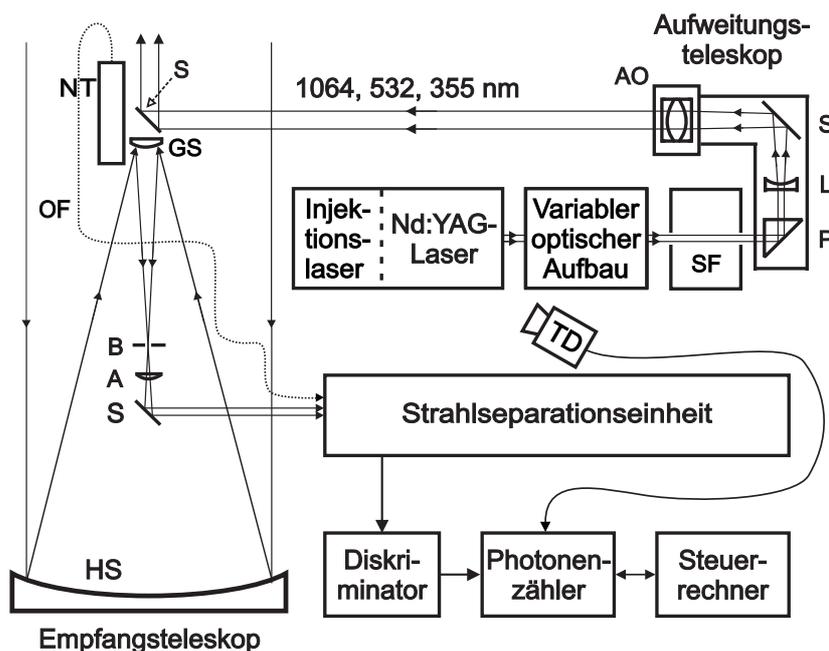


Abbildung 4: Darstellung des Gesamtaufbaus des Raman-Lidars. Spiegel (S), Hauptspiegel (HS), Gegenspiegel (GS), Blende (B), Achromat (A), Strahlfalle (SF), Linse (L), Prisma (P), Triggerdiode (TD), Aufweitungsobjektiv (AO), Nahfeldteleskop (NT), optische Faser (OF).

Vor der Strahlseparationseinheit befindet sich ein Umlenkspiegel, mit dem wahlweise das Licht vom Nahfeld- oder Fernfeldteleskop in den Polychromator eingekoppelt werden kann. In der Strahlseparationseinheit wird das empfangene Licht aufgespalten und mit Photomultipliern im Photonen-zählmodus detektiert (s. Abschnitt 3.2). Die von den Photomultipliern gelieferten Spannungspulse werden im Diskriminator in Normpulse gewandelt und an ein 300-MHz-Zählsystem weitergeleitet, wo sie zeitaufgelöst registriert werden. Die Registrierung beginnt, sobald von einer schnellen Photodiode ein Laserschuss detektiert und als Triggerpuls an das Zählsystem übergeben wird. Im Zählsystem werden die registrierten Pulse in 1024 Zeitfenstern über eine vorgegebene Laserschusszahl akkumuliert und dann von einem Rechner abgespeichert. Das kleinste einstellbare Zeitfenster beträgt 100 ns, was einer räumlichen Auflösung der Messung von 15 m entspricht.

Tabelle 2: Daten zu den Empfangsteleskopen.

Fernfeldteleskop	Geometrie	Cassegrain, fokal		
	effektive Brennweite	10 m		
	Blende	1 bis 18 mm		
	Gesichtsfeld (FOV)	0.1-1.8 mrad		
	Hauptspiegel (parabolisch)	Durchmesser	1 m	
		Brennweite	2.5 m	
	Gegenspiegel (hyperbolisch)	Durchmesser	107 mm	
Brennweiten		260, 1040 mm		
Nahfeldteleskop	Achromat	Brennweite	300 mm	
	Spiegel (parabolisch)	Durchmesser	108 mm	
		Brennweite	444 mm	
	Blende	Durchmesser	1.2 mm	
	Gesichtsfeld	2.7 mrad		

### 3.2 Strahlseparationseinheit

Das vom Teleskop empfangene Licht aus der Atmosphäre wird in der Strahlseparationseinheit mit Quarzplatten, dichroitischen Strahlteilern und Polarisations-Strahlteilern auf neun Messkanäle aufgeteilt. Die Strahlseparationseinheit ist schematisch in Abb. 5 dargestellt.

Mit dem IFT-Raman-Lidar werden die elastischen Rückstreusignale bei allen drei emittierten Wellenlängen gemessen, bei 532 nm nach Polarisationszustand getrennt. In Abb. 5 bezeichnet 532g das 532-nm-Gesamtsignal, 532h das horizontal polarisierte und 532v das vertikal polarisierte Signal. Vertikal und horizontal beziehen sich auf die Ebene, in der das ausgesendete linear polarisierte Laserlicht schwingt. Desweiteren werden die ramangestreuten Signale von Stickstoff und Wasserdampf erfasst, um Temperaturprofile, den Feuchtegehalt und Partikel-Extinktionsprofile zu erhalten. Für die Wasserdampfprofile werden die Ramansignale von Stickstoff bei 387 nm und Wasserdampf bei 407 nm verwendet. Das sind die ramanverschobenen Wellenlängen, die durch die Laserwellenlänge bei 355 nm angeregt werden. Die ramangestreuten Signale von Stickstoff bei 387 und 607 nm (durch die Laserwellenlänge bei 532 nm angeregt) werden zur Bestimmung von Partikelextinktionsprofilen verwendet.

Um Profile der Temperatur zu ermitteln, werden vier Teile aus den Stokes- und Anti-Stokes-Zweigen des Spektrums der reinen Rotations-Ramansignale von Stickstoff (vgl. Abb. 3) mit einem Doppelgitter-Monochromator isoliert und zu zwei Signalen zusammengefügt, welche über optische Fasern zu den Photomultipliern zur Detektion gelangen.

### 3.3 Fabry-Perot-Interferometer und Doppelgitter-Monochromator

Eine auf der Detektion von Rotations-Ramanlinien basierende Lidartechnik stellt hohe instrumentelle Ansprüche an das System, weil die Linien spektral sehr dicht am

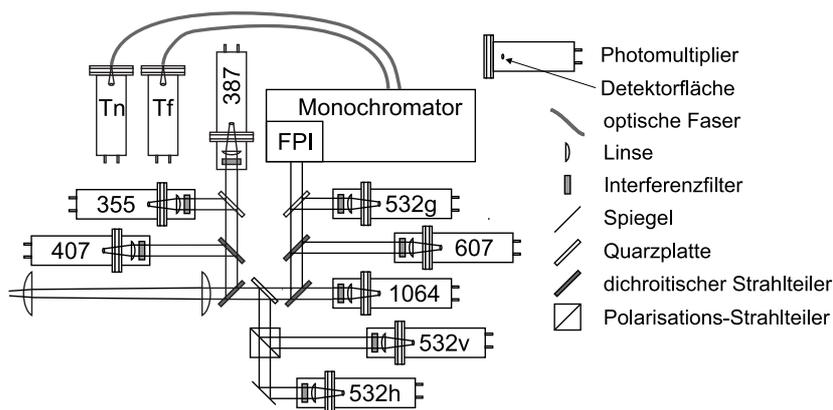


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Strahlseparationseinheit.

elastisch gestreuten Licht der Wellenlänge des Lasers liegen. Bei Messungen am Tag sind die Signale zusätzlich von dem sehr starken Himmelhintergrund überlagert. Auf dem Weg zu den Temperaturkanälen durchläuft das Licht daher zwei wichtige optische Elemente. Mit einem Fabry-Perot-Interferometer wird das komplette Spektrum der reinen Rotations-Ramanstreuung des Stickstoffs aus dem Streulicht herausgefiltert und zusätzlich das Licht zwischen den Rotationslinien stark unterdrückt. Das zweite Element ist der Doppelgitter-Monochromator, mit dem die vier Bereiche aus dem Spektrum herausgeschnitten werden (vgl. Abb. 3), welche dann zur Temperaturbestimmung verwendet werden.

### 3.3.1 Fabry-Perot-Interferometer

Ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) kann als periodischer Frequenzfilter genutzt werden. Dies macht es zu einem hervorragenden Instrument, um gezielt ein Spektrum äquidistanter Linien, wie das Rotationspektrum des Stickstoffs, aus dem Streulicht heraus zu filtern.

Ein Fabry-Perot-Interferometer<sup>4</sup> besteht aus zwei planparallelen Platten, welche auf der Innenseite verspiegelt sind. Es werden nur bestimmte Wellenlängen  $\lambda$  gemäß

$$m\lambda = 2nd \cos \theta \quad (18)$$

transmittiert. Dabei ist  $n$  der Brechungsindex (für Luft ist  $n = 1$ ),  $d$  die Spaltbreite zwischen den beiden Platten des FPI und  $\theta$  der Einfallswinkel des Strahlenbündels. Die Form der Transmissionsfunktion des FPI wird durch die Airy-Funktion beschrieben (Hecht 1989).

Eine wichtige Kenngröße, die hier noch erwähnt werden muss, ist der freie spektrale Bereich des Interferometers. Das ist der Abstand zwischen zwei benachbarten Maxima der Airy-Funktion. Auf der Wellenzahlskala gilt für diesen Abstand:

<sup>4</sup>Ist der Abstand  $d$  zwischen den Platten fixiert, so spricht man oft auch von einem Fabry-Perot-Etalon.

$$\Delta\tilde{\nu}_{\text{FSR}} = \frac{1}{2}d. \quad (19)$$

Um das Fabry-Perot-Interferometer als Frequenzfilter benutzen zu können, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein (Arshinov und Bobrovnikov 1999). Aus Gl. (4) und (5) ist ersichtlich, dass die Rotationslinien des Stickstoffs unter Vernachlässigung des Deformationsterms einen konstanten Abstand von  $4B_0$  voneinander haben, d.h., dass  $\Delta\tilde{\nu}_{\text{FSR}}$  zuerst dieser Konstante angepasst werden muss, dass also

$$\Delta\tilde{\nu}_{\text{FSR}} = \frac{1}{2}d = 4B_0 \quad (20)$$

gilt. Damit fällt der Kamm der vom FPI durchgelassenen Wellenlängen mit den reinen Rotations-Raman-Linien des Stickstoffs zusammen. Durch Gl. (20) werden die Positionen der Transmissionsmaxima des FPI fixiert. Aus Gl. (18) folgt für  $n = 1$  und senkrechten Einfallswinkel

$$2d = m\lambda. \quad (21)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die Wellenzahl  $\tilde{\nu}_m$  des  $m$ -ten Transmissionsmaximums des FPI ein Vielfaches von  $\Delta\tilde{\nu}_{\text{FSR}}$  ist,

$$m\tilde{\nu}_m = \frac{m}{2d} = 4mB_0. \quad (22)$$

Vergleicht man diese Gleichung mit den schon aufgeführten Gl. (4) und (5), so sieht man, dass beide dieselbe Periode haben. Wenn man die Rotationslinien des Stickstoffmoleküls über die Transmissionsmaxima des Interferometers legen will, legt man gleichzeitig die Wellenzahl, mit der das Rotationspektrum angeregt werden soll, fest. Da  $\tilde{\nu}_J = \tilde{\nu}_m$  sein soll, folgt, dass die Wellenzahl des Lasers auf

$$\tilde{\nu}_0 = 4B_0(k \pm 1/2) \quad (23)$$

beschränkt ist, wobei  $k$  eine beliebige ganze Zahl ist.

Sind alle Bedingungen erfüllt, dann werden alle reinen Rotations-Raman-Linien des Stickstoffs durch das FPI transmittiert, während die elastisch gestreute Linie unterdrückt wird (s. Abb. 6). Ebenfalls sorgt das FPI dafür, dass der kontinuierliche Himmelshintergrund zwischen den einzelnen Rotationslinien unterdrückt wird, was die Reichweite für die Messung von Temperaturprofilen am Tag erheblich verbessert (Bobrovnikov et al. 2002). Das Rotationspektrum des Sauerstoffs (s. Abb. 2) wird auf Grund der Bedingung in Gl. (20) auch nicht vom FPI transmittiert.

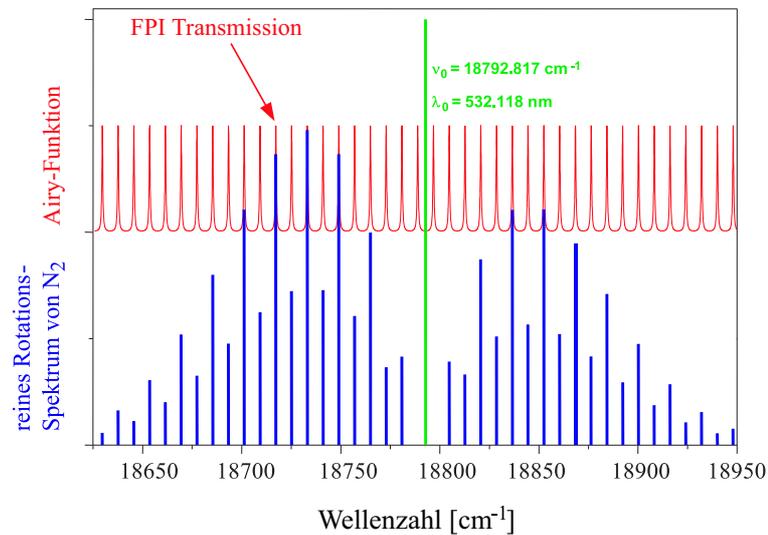


Abbildung 6: Reines Rotations-Ramanspektrum von Stickstoff für eine Laserwellenlänge von 532.118 nm (untere Hälfte) und die Transmissionsmaxima des Fabry-Perot-Interferometers (obere Hälfte). Für die Berechnung wurde  $B_0 = 1.98950 \text{ cm}^{-1}$  verwendet (Arshinov und Bobrovnikov 1999).

### 3.3.2 Doppelgitter-Monochromator

Abbildung 7 zeigt den Aufbau des Doppelgitter-Monochromators. Die technischen Daten des Monochromators sind in Tab. 3 zusammengefasst. Er besteht aus zwei räumlich voneinander getrennten Kammern, die mit Lichtwellenleitern miteinander verbunden sind. In jeder Kammer befinden sich eine Sammellinse, ein Reflexionsgitter und ein Faserblock, welcher die Wellenleiter in der Brennebene der Linse fixiert. Das Streulicht aus der Atmosphäre wird über die Empfangsoptik auf einen optischen Wellenleiter gelenkt, dessen Ende im Brennpunkt einer Sammellinse steht. Das andere Ende der Faser ist im Faserblock fixiert. Die Linsen 1 und 2 in Abb. 7 kollimieren jeweils das einfallende divergente Licht zu einem parallelen Strahl, welcher auf das Gitter trifft. An diesem Gitter wird das Licht spektral aufgefächert und zur Sammellinse zurück reflektiert, die das Licht wieder in ihrer Brennebene fokussiert. In der Brennebene sind mehrere Fasern so angeordnet, dass sie die für die Temperaturbestimmung benötigten Rotationslinien aufnehmen und weiterleiten. So wird mit den Wellenleitern ein ganz bestimmter Bereich aus dem Spektrum isoliert.

Abbildung 8 zeigt die Aufspaltung des Lichts im Detail. Das Spektrum im oberen Teil des Bilds soll verdeutlichen, welche Linien isoliert werden. Die Furchen der Gitter verlaufen parallel zu den vertikalen Strich-Punkt-Linien, weswegen das Licht in horizontaler Richtung aufgespalten wird. Die horizontalen Strich-Punkt-Linien stellen die optischen Achsen der Gitter dar. Die Linsen in beiden Kammern des Doppelgitter-

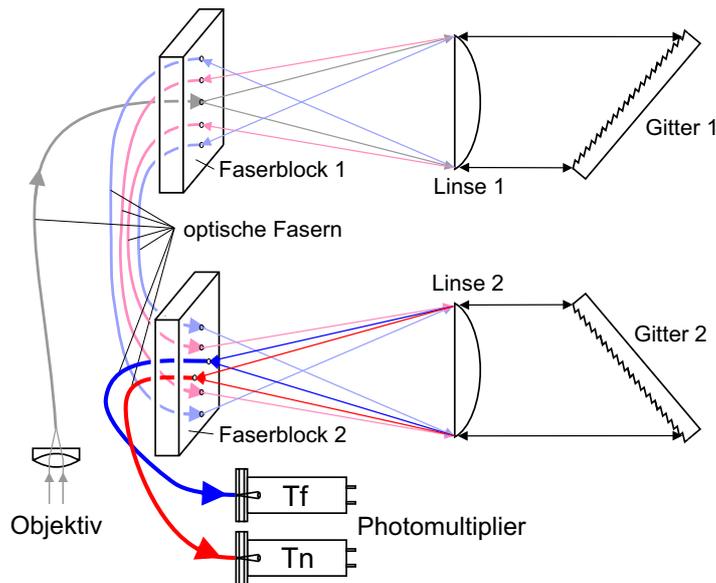


Abbildung 7: Aufbau des Doppelgitter-Monochromators mit den zwei Detektoren Tn und Tf. Die graue Linie stellt das Licht dar, das aus der Atmosphäre kommt. Die roten und blauen Linien verdeutlichen die Lichtwege für die Rotationslinien mit  $J = 6$  und  $J = 12$ .

Monochromators erzeugen ein spektral zerlegtes Bild des Endes der Eingangsfaser entlang einer Linie, welche parallel zu der optischen Achse des Gitters verläuft. Dabei ist der Abstand des spektral zerlegten Bilds zur optischen Achse des Gitters genauso groß wie der Abstand der Eingangsfaser zur optischen Achse.

Im Faserblock 1 sind insgesamt sechs Fasern angebracht. Eine Faser transportiert das Licht von der Empfangsoptik zum Gitter, während die anderen fünf Fasern das spektral aufgefächerte Licht vom Gitter aufnehmen. Die mit  $\lambda_1$  bis  $\lambda_4$  gekennzeichneten Fasern isolieren aus dem O- und dem S-Zweig die Bereiche um die Rotationslinien mit  $J = 6$  und  $J = 12$ . Die Faser mit der Bezeichnung  $\lambda_0$  nimmt das elastische Streulicht auf, wird aber nicht einem Detektor zugeführt. Dieses Licht kann zu Justierzwecken verwendet werden. Das Licht der Fasern mit den Temperaturinformationen wird nun noch in die zweite Kammer geleitet. In dieser erfolgt eine weitere Unterdrückung des elastisch gestreuten Lichts durch räumliche Separation sowie die räumliche Summation der symmetrisch zur elastischen Linie liegenden Bereiche des Rotationsspektrums. Das hat den Vorteil, dass nur noch zwei Signale detektiert werden müssen und so nur zwei Photomultiplier notwendig sind. Die Wellenleiter haben alle einen Durchmesser von 0.6 mm. Eine Ausnahme bilden die zwei Wellenleiter, in denen das Licht summiert und zu den Detektoren geleitet wird. Diese haben einen Durchmesser von 1.3 mm, was geometrisch bedingt ist. Die Gesamtunterdrückung des elastisch gestreuten Lichts in den Rotations-Ramakanälen durch den Doppelgitter-Monochromator umfasst mehr als sechs Größenordnungen (Ansmann et al. 1998).

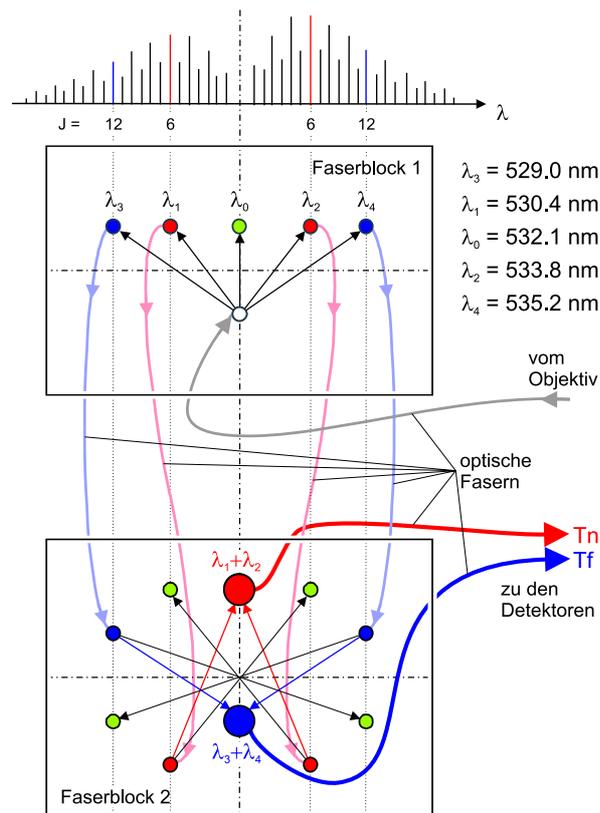


Abbildung 8: Anordnung der Wellenleiter in den Faserblöcken des Doppelgitter-Monochromators. Die Farbe rot entspricht hier wieder dem Licht bei  $J = 6$ , blau dem Licht bei  $J = 12$  und die grüne Farbe zeigt den Strahlengang des zu unterdrückenden elastisch gestreuten Lichts.

Tabelle 3: Technische Daten zum Doppelgitter-Monochromator.

Gitter	
Furchen pro mm	600
Beugungsordnung	5
Blaze-Winkel	$52^\circ$
Effizienz bei 532 nm	0.4
Größe	$60 \times 120 \text{ mm}$
Linsen (Quarz, asphärisch)	
Brennweite	195 mm
Durchmesser	60 mm
Durchmesser der Wellenleiter	0.6 mm ( $\lambda_3, \lambda_1, \lambda_0, \lambda_2, \lambda_4$ ) 1.3 mm [ $(\lambda_1 + \lambda_2), (\lambda_3 + \lambda_4)$ ]
Reziproke lineare Dispersion	1.05 nm/mm
Gesamtunterdrückung des elastischen Signals	$\geq 10^6$

## 4 Kalibrierung der Lidarsignale und Temperaturfehler

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Kalibrierkonstanten für das Rotations-Raman-Lidar bestimmt werden und wie sich die Fehler des resultierenden Temperaturprofils zusammensetzen. Dazu wird im ersten Abschnitt gezeigt, wie man über das Anpassen einer nichtlinearen Funktion die Konstanten  $A$  und  $B$  erhält. Anschließend wird die Möglichkeit der Verwendung einer Funktion höherer Ordnung zur Bestimmung von Kalibrierkonstanten diskutiert. Im zweiten Abschnitt werden die statistischen Fehler sowie die Fehler durch die Kalibrierung diskutiert. Anhand eines Messbeispiels werden die Vor- und Nachteile beider Möglichkeiten aufgezeigt. Danach werden systematische Effekte auf das Temperaturprofil diskutiert und eine Korrekturfunktion für Messungen mit dem kleinen Teleskop bestimmt. Im letzten Abschnitt wird das zeitliche Auflösungsvermögen der Temperaturmessung mit dem Nahfeldteleskop und dem großen 1-m-Teleskop in Abhängigkeit der statistischen Messunsicherheit untersucht.

### 4.1 Bestimmung der Kalibrierkonstanten

Um aus den gemessenen Signalen Temperaturprofile ableiten zu können, muss man zunächst die Kalibrierkonstanten bestimmen. Dies geschieht durch den Vergleich des natürlichen Logarithmus des Signalverhältnisses  $\ln[R(z)]$  (vgl. Gl. (14)) mit einem Temperaturprofil, das mit einer Radiosonde zeitgleich gemessen wurde. Dazu werden ausschließlich die Messungen mit dem Fernfeldteleskop (s. Abschnitt 3.1) benutzt, da es nötig ist, mit den gemessenen Signalen einen möglichst großen Temperaturbereich ( $>50$  K) abzudecken, um große Extrapolationsfehler zu vermeiden. Das ist mit dem Nahfeldteleskop nicht möglich, da die Signale bereits ab 1500 m zu stark verrauscht sind und so nur ein sehr kleiner Temperaturbereich (bis zu 15 K) für die Kalibrierung zur Verfügung steht. Außerdem werden nur Nachtmessungen benutzt, da aufgrund des Tageslichthintergrunds die Signale bereits ab 6 bis 7 km zu sehr verrauscht sind. Bei den Messungen wurde darauf geachtet, dass die atmosphärischen Bedingungen möglichst stationär waren, um Fehler bei der Anpassung weit gehend zu vermeiden.

Eine notwendige Annahme bezüglich der Radiosonde ist, dass das gemessene Temperaturprofil  $T_{\text{Sonde}}(z)$  fehlerfrei ist. Das vom Lidar gemessene Profil  $\ln[R(z)]$  hingegen ist mit einem statistischen, absoluten Fehler  $\Delta \ln[R(z)]$  behaftet. Dieser Fehler ergibt sich nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern  $\Delta P_n$  und  $\Delta P_f$  der Lidarsignale zu

$$\Delta \ln R(z) = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_n(z)}{P_n(z)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_f(z)}{P_f(z)}\right)^2}. \quad (24)$$

Da die Lidarsignale mit der Photonenzählmethode bestimmt werden, liegen sie in der Einheit „Ereignisse“ vor und ihre statistischen Fehler sind auf Grundlage der Poisson-Statistik definiert als

$$\Delta P_n(z) = \sqrt{P_n(z)}, \quad \Delta P_f(z) = \sqrt{P_f(z)}. \quad (25)$$

Es gibt zwei verschiedene Ansätze zur Bestimmung der Kalibrierkonstanten. Die beiden Möglichkeiten wurden in Abschnitt 2.4 diskutiert. Im ersten Verfahren (Einzellinienansatz, Arshinov et al. (1983)) setzt man den funktionalen Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der Intensität zweier einzelner Rotations-Ramanlinien und der Temperatur voraus und bestimmt die beiden Konstanten  $A$  und  $B$  (s. Gl. (14)). Verschiedene Messbeispiele zeigen, dass diese Methode auch für Systeme, welche mehrere Rotationslinien detektieren, verwendet werden kann (Mattis et al. 2002; Balin et al. 2004). Beim zweiten Verfahren verwendet man eine Polynom-Funktion zweiter Ordnung in  $T$ . Diese Methode wird von Behrendt (2000) für Systeme, welche mehrere Rotationslinien detektieren, eingesetzt und benötigt drei Parameter (s. Gl. (16)).

#### 4.1.1 Kalibrierkonstanten für einen Einzellinienansatz

Zur Bestimmung der Konstanten  $A$  und  $B$  wird zuerst der Logarithmus des Signalverhältnisses  $\ln[R(z)]$  aus den ungeglätteten Signalen gegen die zugehörige Radiosondentemperatur  $T_{\text{Sonde}}(z)$  für jeden Höhenpunkt  $z$  aufgetragen (s. Abb. 9). Auf eine Glättung der Signale wird verzichtet, weil sonst der physikalische Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem gemessenen  $\ln[R(z)]$  nicht mehr gegeben wäre.

Für eine möglichst genaue Bestimmung der Kalibrierkonstanten muss eine ausreichende statistische Sicherheit der Rotationssignale gewährleistet werden. Eine absolute Temperaturdifferenz von 1 K entspricht bei einer Umgebungstemperatur von 300 K einer relativen Abweichung von 0.3%, das gemessene Verhältnis der Signale wird dabei um 0.3% bis 0.5% verschoben. Um das Signalverhältnis mit großer Genauigkeit zu bestimmen, werden die Rotations-Ramansignale über zwei Stunden integriert. Innerhalb dieses Zeitraums erfolgt der Radiosondenaufstieg. Datenpunkte unterhalb von 1700 m werden verworfen, da es unterhalb dieser Höhe systematische Abweichungen zwischen den Lidar- und den Temperaturprofilen der Radiosonden gibt, welche größer als die beschriebenen 0.3% sind (s. Abschnitt 4.3). Eine Berücksichtigung dieses Bereichs würde die Bestimmung von  $A$  und  $B$  verfälschen. Die obere Grenze wird durch die statistische Unsicherheit der Lidardaten festgelegt, welche mit der Höhe zunimmt. So gehen alle Datenpunkte mit einem relativen Fehler größer als 10% nicht in die Bestimmung von  $A$  und  $B$  ein.

Als Nächstes wird durch nichtlineare Regression an die Datenpunkte eine Funktion  $y$  angepasst, welche sich aus Gl. (15) zu

$$y = \ln[R_{\text{fit}}(T_{\text{Sonde}})] = \frac{A}{T_{\text{Sonde}}} + B \quad (26)$$

ergibt. Zur Optimierung der Parameter  $A$  und  $B$  wird hier der Levenberg-Marquardt-Algorithmus (Press et al. 1992) verwendet. Dabei wird die Größe

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{|\ln[R(n)] - \ln[R_{\text{fit}}(n)]|^2}{\omega(n)^2}, \quad \text{mit} \quad \omega(n) = \Delta \ln[R(n)], \quad (27)$$

iterativ minimiert.  $\chi^2$  ist ein Maß für den Abstand zwischen den Datenpunkten  $\ln[R(n)]$  und der angepassten Funktion  $y$ .  $N$  ist die Anzahl der Datenpunkte. Die statistischen

Fehler der einzelnen Datenpunkte gehen über  $\omega(n)$ , die Gewichtungsfaktoren, in die Regression ein. Die Gewichtungsfaktoren sorgen dafür, dass Datenpunkte mit größeren Unsicherheiten mit einem geringeren Gewicht in die Bestimmung der Funktion  $y$  eingehen. Das ist von Vorteil, da die Daten ungeglättet benutzt werden und somit die statistischen Unsicherheiten der Datenpunkte mit der Höhe zunehmen.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 9 zeigen die Ergebnisse der Anpassung nach dem Einzellinienansatz für vier voneinander unabhängige Radiosonden und die dazugehörigen Lidarmessungen, welche von Mai 2004 bis September 2004 durchgeführt wurden. Dabei ist zu sehen, dass sich die angepasste Funktion von Messung zu Messung immer zu höheren Werten hin verschoben hat (s. Abb. 9). Diese Änderungen sind unter Umständen auf gehäufte Stromabschaltungen und Stromausfälle auf dem Gelände des IFT im Sommer 2004 zurückzuführen, was in erheblichem Maß zu einer Änderung der Systems beitragen kann. Beispielsweise wird das Fabry-Perot-Interferometer mit Piezostellern, welche ständig unter Hochspannung stehen, auf den richtigen Plattenabstand eingestellt. Ebenso liegt an den Photomultipliern ständig Hochspannung an. Es darf auch nicht vernachlässigt werden, dass für den gesamten Messzeitraum ( $\sim 2$  h) ein konstantes Temperaturprofil angenommen wird. So können kleine Temperaturschwankungen auch zu größeren Unsicherheiten bei der Bestimmung von  $A$  und  $B$  führen, was sich in den Standardfehlern  $\Delta A$  und  $\Delta B$  widerspiegelt. Die größte Änderung der Kalibrierkonstanten trat zwischen dem 21.06.2004 und dem 05.08.2004 auf. In Tab. 4 sind die gefundenen Parameter mit ihren Standardfehlern zusammengestellt.

Tabelle 4: Parameter  $A$  und  $B$  der an die Datenpunkte angepassten Funktion  $y$  (nach Gl. (26)) mit Standardfehlern.

Datum	$A$ [K]	$B$	$\Delta A$ [K]	$\Delta B$
19.05.2004	327.263	-0.5132	$\pm 1.571$	$\pm 0.0058$
21.06.2004	334.075	-0.5292	$\pm 5.610$	$\pm 0.0208$
05.08.2004	341.931	-0.5393	$\pm 0.906$	$\pm 0.0032$
06.09.2004	334.517	-0.5017	$\pm 1.006$	$\pm 0.0036$

#### 4.1.2 Kalibrierkonstanten bei Anpassung eines Polynoms 2. Ordnung

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Kalibrierkonstanten bei der Anpassung eines Polynoms erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie bei dem im vorhergehenden Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Konstanten für den Einzellinienansatz. Die zur Anpassung verwendete Polynom-Funktion leitet sich aus Gl. (16) ab. Die Terme dritter und höherer Ordnung werden vernachlässigt. Die Funktion lautet:

$$y = \ln[R_{\text{fit}}(T_{\text{Sonde}})] = \frac{a_2}{T_{\text{Sonde}}^2} + \frac{a_1}{T_{\text{Sonde}}} + a_0 . \quad (28)$$

Die Ergebnisse dieser Anpassung sind als gestrichelte Linien in Abb. 9 abgebildet. Die Parameter der Funktion sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Tabelle 5: Parameter  $a_0$ ,  $a_1$  und  $a_2$  der an die Datenpunkte angepassten Polynom-Funktion mit Standardfehlern.

Datum	$a_2$ [K <sup>2</sup> ]	$a_1$ [K]	$a_0$	$\Delta a_2$ [K <sup>2</sup> ]	$\Delta a_1$ [K]	$\Delta a_0$
19.05.2004	-1116.90	336.0	-0.530	$\pm 4327.63$	$\pm 33.75$	$\pm 0.066$
21.06.2004	-16578.89	463.25	-0.780	$\pm 19655.33$	$\pm 153.24$	$\pm 0.298$
05.08.2004	-37722.46	629.20	-1.084	$\pm 2495.87$	$\pm 19.03$	$\pm 0.036$
06.09.2004	-23276.50	512.20	-0.839	$\pm 2608.56$	$\pm 19.94$	$\pm 0.038$

Für den 19. Mai 2004 zeigen beide Funktionen einen nahezu gleichen Verlauf. Am 5. August 2004 hingegen waren die Unterschiede der beiden angepassten Funktionen am größten. Die Tendenz zu einem flacheren Verlauf der Polynom-Funktion ist außer am 19. Mai 2004 bei allen Messtagen zu erkennen. Diese leicht unterschiedlichen Resultate rühren daher, dass sich eine Polynom-Funktion mit drei Parametern anders an eine Punktwolke anpassen lässt, als eine Funktion, bei der nur zwei Parameter zur Verfügung stehen. Desweiteren sei hier noch einmal erwähnt, dass es sich bei der verwendeten Funktion in Gl. (26) um eine Näherung handelt. Die unterschiedlichen Ergebnisse der Anpassung spiegeln sich in den aus den Lidarsignalen berechneten Temperaturprofilen (s. Abschnitt 4.2) wider.

Da  $\chi^2$  ein Maß für die Güte der Anpassung ist (s. Gl. (27)), sind in Tab. 6 die Werte für alle Messtage für die Anpassung nach dem Einzellinienansatz und der Polynom-Funktion aufgeführt. Diese Werte zeigen nur sehr geringe Differenzen voneinander und legen nahe, dass beide Funktionen nahezu gleich gut sind. Am 21. Juni und am 5. August fällt auf, dass das  $\chi^2$  für beide Methoden, im Vergleich zu den anderen Tagen, erhöht ist. Diese größere Abweichung weist auf ein höheres Signalrauschen mit der Höhe hin, was die genaue Bestimmung der Kalibrierkonstanten erschwert. Die Standardfehler der ermittelten Kalibrierkonstanten zeigen allerdings nur am 21. Juni größere Werte.

Tabelle 6:  $\chi^2$  für die angepasste Funktion nach dem Einzellinienansatz und die Polynom-Funktion.

Datum	$\chi^2_{\text{Einzel}}$	$\chi^2_{\text{Polynom}}$
19.05.2004	37.732	37.800
21.06.2004	67.669	67.764
05.08.2004	71.036	70.264
06.09.2004	49.146	49.033

Ein wesentlicher Unterschied der beiden Methoden ist, dass man die mit der Polynom-Funktion bestimmten Konstanten auch nur für den Temperaturbereich nutzen kann, für den die Anpassung an die Lidardaten erfolgte. Andernfalls würden wegen der quadratischen Form von Gl. (28) sehr große Extrapolationsfehler entstehen. Mit dem Einzellinienansatz hingegen wäre es nach der Theorie sogar möglich, die Kalibrierung bei nur

zwei Temperaturwerten durchzuführen (Arshinov et al. 1979), was aber in der Praxis auf Grund der Signalstatistik nicht sinnvoll ist.

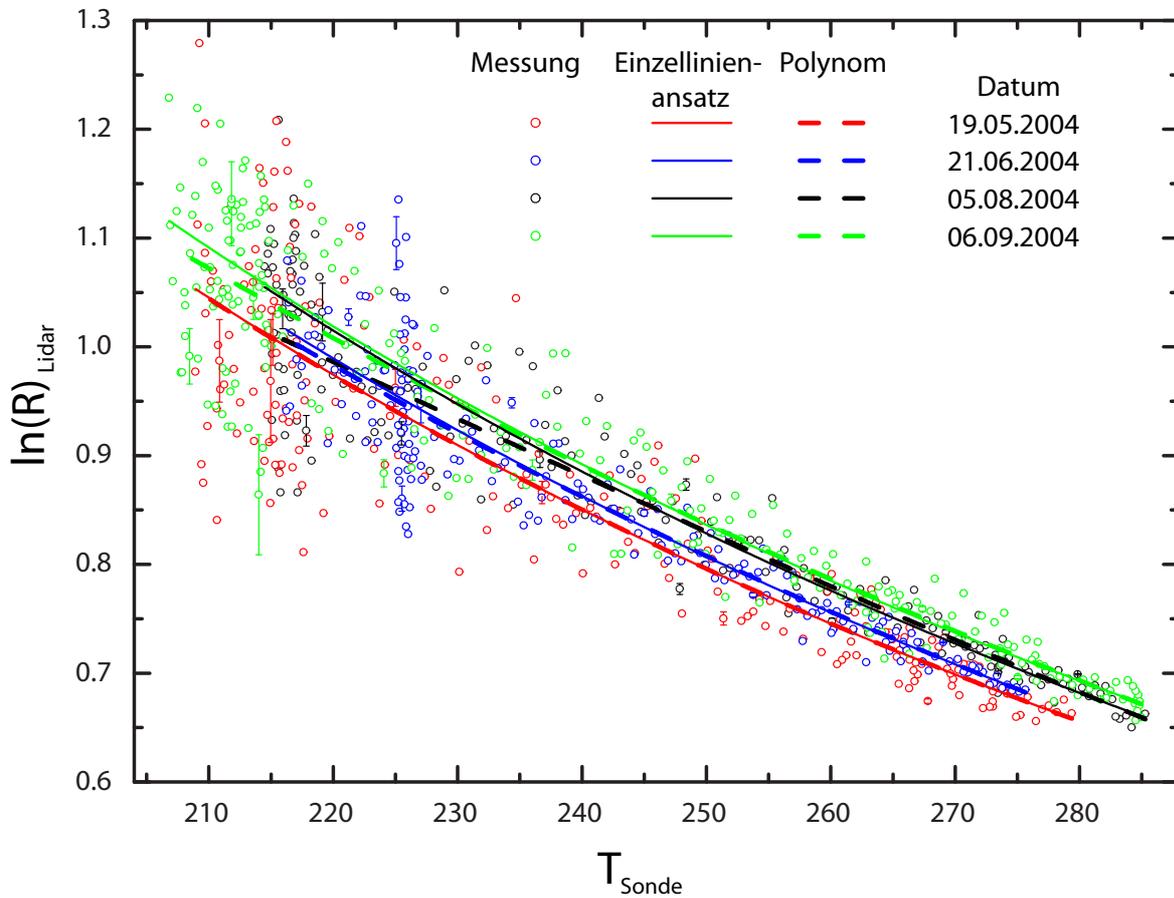


Abbildung 9: Anpassung von  $\ln R(z)$  der Lidarmessung an die Radiosondentemperatur  $T_{\text{Sonde}}(z)$  für vier Messtage. Die Lidarsignale wurden zum Zeitpunkt des Radiosondenaufstiegs an allen Messtagen über zwei Stunden integriert. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler einzelner ausgewählter Datenpunkte. Die durchgezogenen Linien stellen die Ergebnisse der Anpassung nach dem Einzellinienansatz dar, gestrichelte Linien die der Polynom-Funktion.

## 4.2 Fehlerquellen der Temperaturmessung

Der Gesamtfehler der resultierenden Temperaturprofile setzt sich zusammen aus:

- $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z)$ , dem statistischen Fehler der Lidarsignale, und
- $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}(z)$ , den Unsicherheiten der Kalibrierkonstanten.

Der Temperaturfehler  $\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}$ , der durch die statistischen Fehler der Signale entsteht, berechnet sich nach der Formel

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z) = \frac{\partial T(z)}{\partial \ln[R(z)]} \Delta \ln[R(z)] , \quad (29)$$

mit dem statistischen Fehler des logarithmierten Verhältnisses der Lidarsignale  $\Delta \ln[R(z)]$  (s. Gl. (24)). Der Temperaturfehler durch die Unsicherheiten der Kalibrierkonstanten ist relativ klein. Diesen Fehler erhält man, indem die Konstanten innerhalb ihrer Standardfehler variiert werden und schließlich alle sinnvollen  $A$ ,  $B$ - bzw.  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ -Konfigurationen auf die Lidarmessung angewendet werden, für welche die Bestimmung vorgenommen wurde. Die Standardfehler  $\Delta A$  und  $\Delta B$  bzw.  $\Delta a_0$ ,  $\Delta a_1$  und  $\Delta a_2$  sind nicht unabhängig voneinander. Wird  $A$  in eine Richtung geändert, so muss  $B$  in entgegengesetzter Richtung geändert werden. Analoges gilt für die Variation der Parameter  $a_0$ ,  $a_1$  und  $a_2$ . Hier muss  $a_1$  entgegengesetzt von  $a_0$  und  $a_2$  variiert werden. Die übrigen Konfigurationen sind aufgrund zu hoher resultierender Fehler unrealistisch (Mattis et al. 2002). Die größte Differenz zwischen den resultierenden Temperaturprofilen liefert den größtmöglichen Fehler  $2\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}(z)$  der durch die Unsicherheit der Kalibrierung verursacht wird. Die Unsicherheiten wirken sich in jeder Höhe nahezu gleich aus. Für beide Methoden stieg dieser Fehler mit der Höhe leicht an, blieb in der Troposphäre aber unter 0.3 K.

Für den Gesamtfehler der Temperatur ergibt sich schließlich:

$$\Delta T_{\text{Lidar}}(z) = \sqrt{[\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z)]^2 + [\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}(z)]^2} . \quad (30)$$

In Abb. 10 und 11 sind zwei Messbeispiele dargestellt. Das erste Beispiel ist die Messung vom 21. Juni 2004. Die Temperaturprofile von Lidar und Radiosonde zeigen eine gute Übereinstimmung. Die leichten Abweichungen bei etwa 4.5 km und im Tropopausenbereich werden durch die notwendige Signalglättung hervorgerufen. Im Bereich von 0.5 bis 2 km sieht man die schon angesprochene systematische Abweichung zwischen dem Lidar- und dem Sondenprofil. Mögliche Ursachen dafür werden im Abschnitt 4.3 beschrieben. In Abb. 10 und 11 rechts ist der Temperaturfehler aufgrund der statistischen Unsicherheiten der Lidarsignale dargestellt. Diese tragen den Hauptanteil zum Gesamtfehler bei. Die Kalibrierfehler sind in den Fehlerbalken im Lidarprofil mit berücksichtigt.

Das zweite Beispiel vom 6. September 2004 (s. Abb. 11) zeigt ähnlich gute Übereinstimmungen der Lidarprofile mit der Radiosonde. Zwischen den beiden unterschiedlich kalibrierten Lidarprofilen werden ab 11 km Höhe erste Abweichungen sichtbar, die bis 18 km auf etwa 2 K ansteigen. Vergleicht man dazu die angepassten Funktionen aus

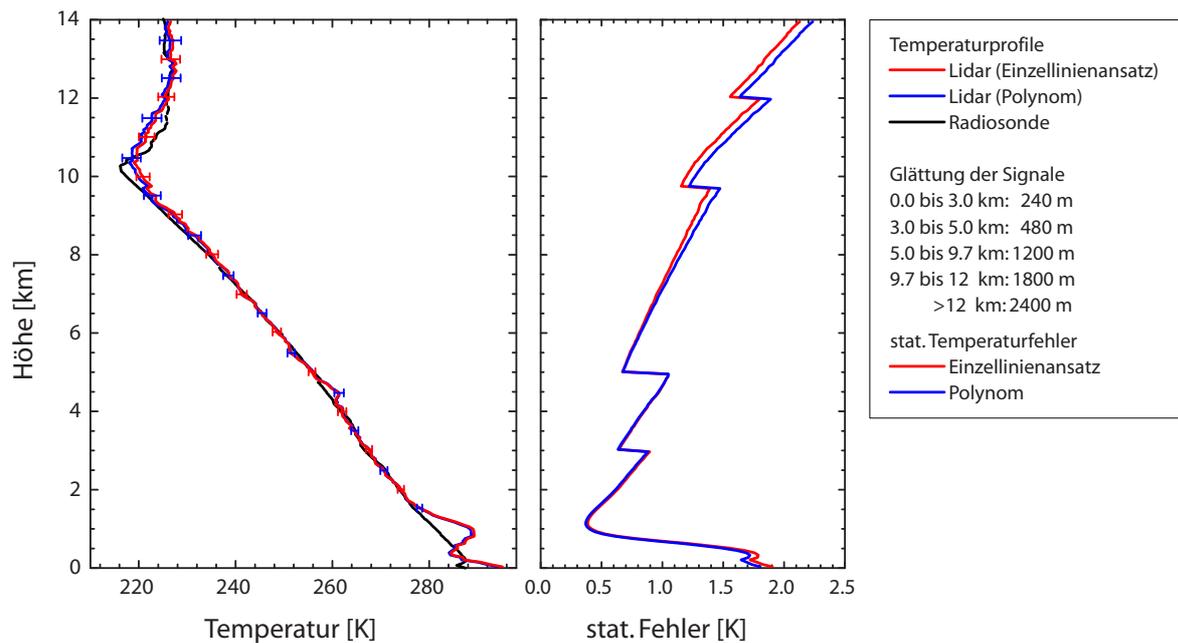


Abbildung 10: Temperaturprofile (links) am 21.06.2004, gemessen mit Radiosonde und Lidar. Fehlerbalken am Lidar-Temperaturprofil geben den Gesamtfehler der Messung an. Das rechte Bild zeigt den statistischen Temperaturfehler.

Abb. 9, so sieht man auch dort in dem betreffenden Temperaturbereich (ab etwa 230 K) Abweichungen zwischen beiden angepassten Funktionen. Die Glättungslängen wurden so gewählt, dass der resultierende Gesamtfehler in der Troposphäre immer  $\Delta T \leq 2$  K ist. Die Stufen im Profil des statistischen Fehlers in Abb. 10 und 11 sind das Resultat der Änderung der Glättungslänge. Bei einer größeren Glättungslänge wird auch das Signal größer, was auf Grund von Gl. (24) eine Verringerung des statistischen Fehlers bewirkt. Die Glättung erfolgt durch gleitende Mittelung der Lidarsignale über den jeweiligen Höhenbereich, dabei findet keine Wichtung der Signale statt. In allen nachfolgenden Betrachtungen werden die Temperaturen mit dem Einzellinienansatz nach Gl. (15) berechnet. Die Verwendung von drei Koeffizienten liefert keine besseren Ergebnisse für das IfT-Rotations-Ramanlidar. Ein Grund dafür mag sein, dass die Methode der Isolierung der Rotationslinien, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, äußerst genau ist und nur ein sehr schmaler Bereich aus dem Rotationsspektrum ausgeschnitten wird. Behrendt und Reichardt (2000) arbeiten hingegen mit Filtern. Die Charakteristik von Filtern bringt den Nachteil mit sich, dass ein relativ großer Bereich aus dem Rotationsspektrum isoliert wird. Wie bereits erwähnt, muss man beim Vergleich der Profile beachten, dass das vom Lidar bestimmte Temperaturprofil für jede Höhe einem zeitlichen Mittelwert entspricht. Die Radiosonde hingegen liefert nur eine Momentaufnahme für jede Höhe. Das kann zu Verfälschungen führen, wenn sich das Temperaturfeld während der Messung ändert.

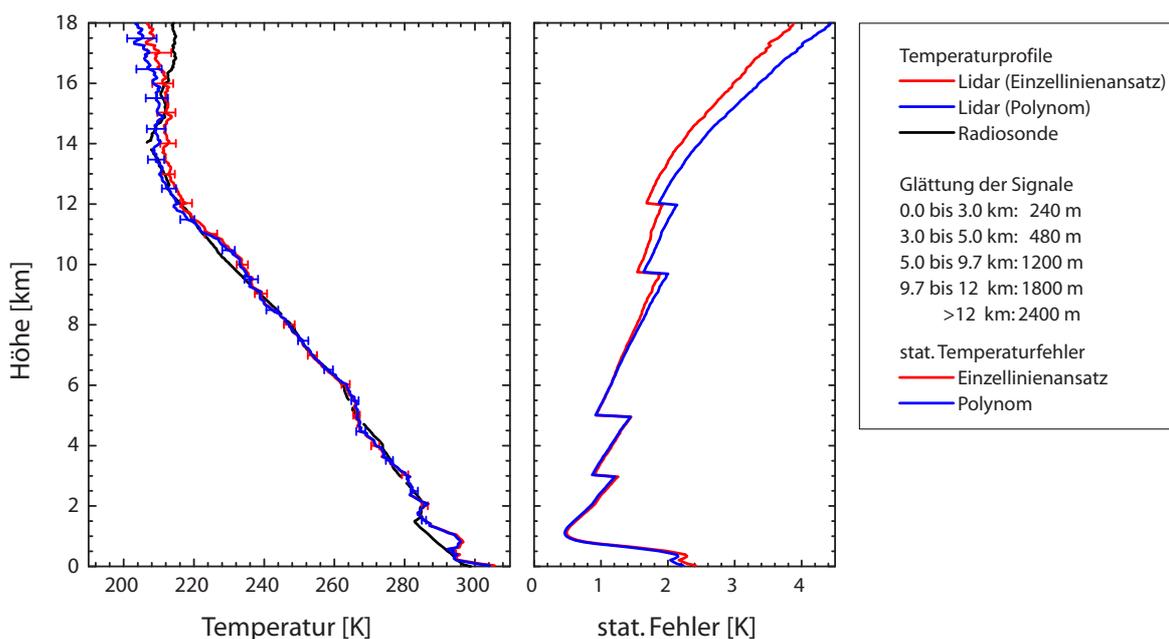


Abbildung 11: Temperaturprofile (links) am 06.09.2004, gemessen mit Radiosonde und Lidar. Fehlerbalken am Lidar-Temperaturprofil geben den Gesamtfehler der Messung an. Das rechte Bild zeigt den statistischen Temperaturfehler.

### 4.3 Systematische Einflüsse auf das Temperaturprofil und Temperaturkorrektur

Wie in Abb. 10 und 11 zu sehen ist, gibt es im Bereich unterhalb von 2 km signifikante Abweichungen des vom Lidar gemessenen Temperaturprofils von dem der Radiosonde. Da diese Abweichungen auch bei Messungen mit dem Nahfeldteleskop auftreten, liegt die Vermutung nahe, dass die Fehlerquelle in der Strahlseparationseinheit liegt. Die Ursache dieser systematischen Abweichungen ist in der starken Winkelabhängigkeit des empfangenen Streulichts aus dem Nahbereich und der unvollständigen und unscharfen Abbildung des Streuvolumens auf die Gesichtsfeldblende zu finden. Dadurch werden die nachfolgenden optischen Elemente im Empfänger in Abhängigkeit von der Höhe, aus der das Streulicht kommt, unterschiedlich ausgeleuchtet. Dies wiederum hat Einfluss auf die Transmissionseigenschaften der Elemente, insbesondere bei schmalbandigen Filtern wie dem FPI. Simulationen haben gezeigt, dass die sich ergebenden systematischen Effekte noch deutlicher ausgeprägt sind, wenn die Platten des FPI eine Sphärizität aufweisen, was bei realen Aufbauten immer mehr oder weniger der Fall ist (Serikov et al. 2002).

Zur Abschwächung des Nahfeldeffekts wurde ein Bauteil eingesetzt, das für eine gleichmäßigere Ausleuchtung der optischen Elemente sorgt. Dieser sogenannte Scrambler besteht aus einer Fourier-Linse und einer optischen Faser. Damit konnte der Nahfeldeffekt reduziert, aber nicht vollständig eliminiert werden. Weitere Verbesserung verspricht in Zukunft der Einbau eines doppelten Scrambler mit je einer optischen Faser vor und

nach der Fourier-Linse. Dadurch wird nicht nur für eine gleichmäßige Ausleuchtung, sondern auch für eine gleichmäßige Winkelverteilung des Rückstreulichts innerhalb der Empfangsoptik gesorgt (Arshinov et al. 2004).

Für Temperaturmessungen mit dem großen 1-m-Teleskop wurde in Mattis et al. (2002) eine Korrektur vorgeschlagen. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Grenzschichtbeobachtungen wurde das Nahfeldteleskop benutzt. Im Folgenden wird anhand eines repräsentativen Beispiels gezeigt, wie sich die systematischen Abweichungen für Temperaturprofile berichtigen lassen, die mit dem Nahfeldteleskop gemessen wurden.

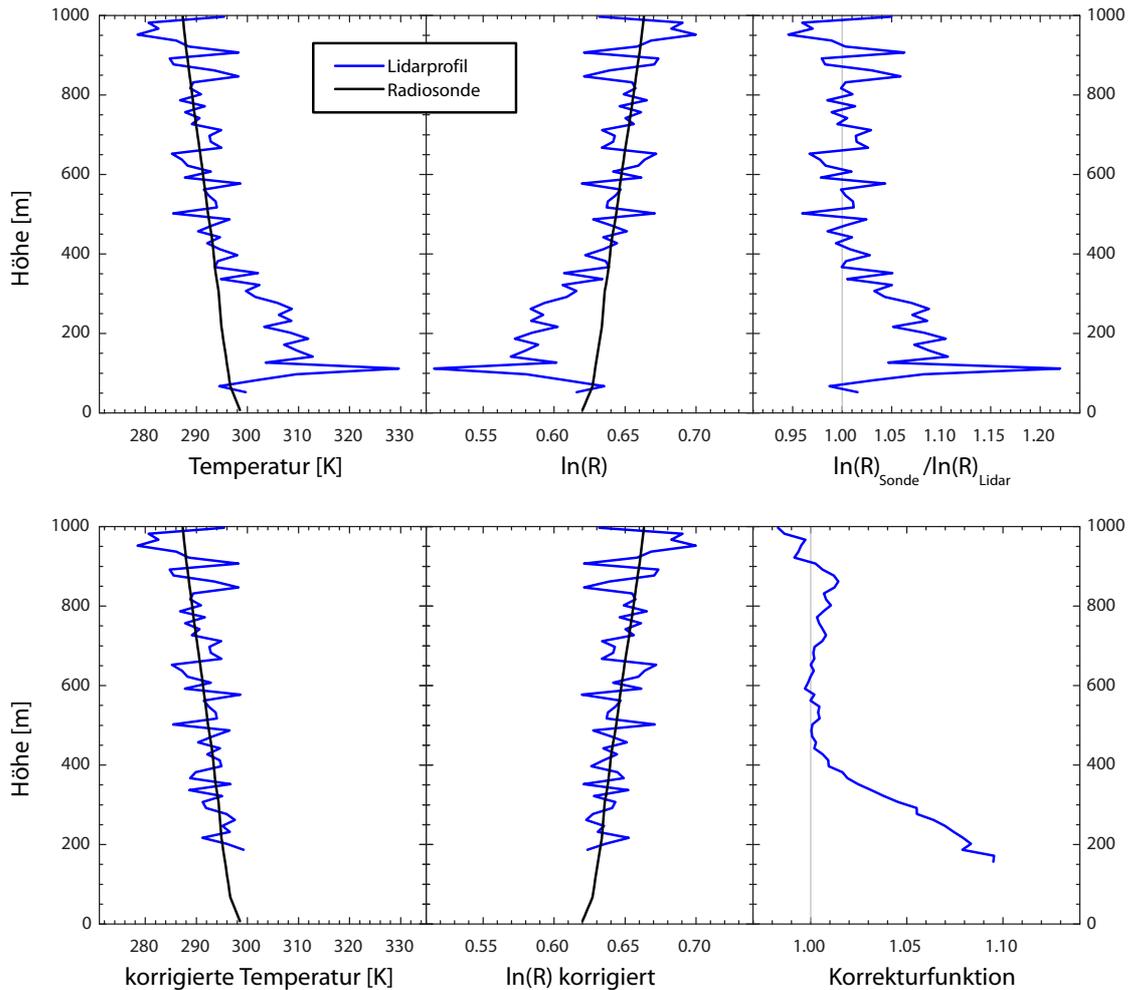


Abbildung 12: Obere Reihe (von links nach rechts): Temperaturprofil am 6. September 2004,  $\ln[R(z)]$ -Profil und Verhältnis des  $\ln[R(z)]$ -Profils der Radiosonde zu dem vom Lidar gemessenen  $\ln[R(z)]$ -Profil. Untere Reihe (von links nach rechts): Mit  $\bar{F}$  korrigiertes Temperatur- und  $\ln[R(z)]$ -Profil und die Korrekturfunktion vom 6. September 2004.

Die Messung vom Nachmittag des 6. September 2004 ist in Abb. 12 dargestellt. Die Daten wurden keiner vertikalen Glättung unterzogen, da der systematische Effekt sonst verwischt wird. Die Signale wurden lediglich über zwei Stunden zeitlich integriert. Da-

bei wurde darauf geachtet, dass die Grenzschicht bereits voll entwickelt (früher Nachmittag) und gut durchmischt war, um Fehler durch zeitliche Änderungen der Temperatur zu vermeiden. Die verwendeten Kalibrierkonstanten zur Temperaturberechnung wurden am Abend des 6. September bestimmt und waren  $A = 334.517$  K sowie  $B = -0.5017$  (s. Abschnitt 4.1.1). In der oberen Reihe dieser Abbildung sind das vom Lidar gemessene, nicht korrigierte Temperaturprofil und der Logarithmus des Signalverhältnisses  $\ln(R)$  dargestellt. Aus dem Radiosonden-Temperaturprofil wurde mit den Kalibrierkonstanten ein theoretisches  $\ln(R)$ -Profil der Radiosonde erzeugt. Rechts ist das Verhältnis  $\ln(R)_{\text{Sonde}}/\ln(R)_{\text{Lidar}}$  dargestellt. Diese erste Korrekturfunktion ist noch sehr von der Signalstatistik der Einzelmessung geprägt. Um eine allgemein gültige Funktion  $F(z)$  zu erhalten, wurde daher das Profil des logarithmierten Signalverhältnisses  $\ln(R)$  durch gleitende Mittelung über neun Höhenpunkte geglättet. Das Ergebnis dieser Glättung ist in Abb. 12 unten rechts dargestellt. Auf diese Art wurden an drei verschiedenen Messtagen Korrekturfunktionen bestimmt. Diese sind in Abb. 13 dargestellt. Für die drei Messfälle wurde eine mittlere Korrekturfunktion  $\overline{F}(z)$  berechnet, um eine für alle Messfälle gültige Beziehung zu erhalten. Die Standardabweichung aus den drei einzelnen  $F(z)$  ergibt den Fehler  $\Delta\overline{F}(z)$  für die gemittelte Korrekturfunktion. Unterhalb von etwa 200 m nimmt das Signalrauschen stetig zu. Das ist ein Effekt, der durch die unvollständigen Überlappung zwischen dem Laserstrahl und dem Gesichtsfeld des Empfängers entsteht. Deshalb kann eine glaubwürdige Korrekturfunktion  $\overline{F}(z)$  erst ab etwa 200 m Höhe bestimmt werden.

Die eigentliche Korrektur des Temperaturprofils erfolgt über die Korrektur des Signalverhältnisses durch

$$\ln[R(z)]_{\text{Lidar}}^{\text{korr}} = \ln[R(z)]_{\text{Lidar}} \cdot \overline{F}(z) \quad (31)$$

und anschließender Berechnung der Temperatur nach Gl. (15). Das Ergebnis ist in Abb. 12 unten (links und Mitte) dargestellt. Der Höhenbereich, in dem keine Korrektur mehr möglich war (unterhalb von 200 m), ist nicht mit dargestellt. Die Unsicherheit der Nahfeldkorrektur leistet zwischen 200 und 400 m einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Gesamtfehler der Temperatur. Der Einzel-Temperaturfehler aufgrund der Unsicherheit der Korrektur  $\Delta\overline{F}(z)$  ergibt sich zu

$$\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{korr}}(z) = \frac{\partial T_{\text{Lidar}}^{\text{korr}}(z)}{\partial F(z)} \Delta F(z) = \frac{T_{\text{Lidar}}(z)}{F(z)^2} \Delta F(z) . \quad (32)$$

Der Gesamtfehler der Temperatur beträgt somit

$$\Delta T_{\text{Lidar}}(z) = \sqrt{[\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{stat}}(z)]^2 + [\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{kalib}}(z)]^2 + [\Delta T_{\text{Lidar}}^{\text{korr}}(z)]^2} . \quad (33)$$

Der Fehler der Temperaturkorrektur trägt mit maximal 1.5 K zum Gesamtfehler bei, im Durchschnitt ist er allerdings nicht größer als 0.6 K.

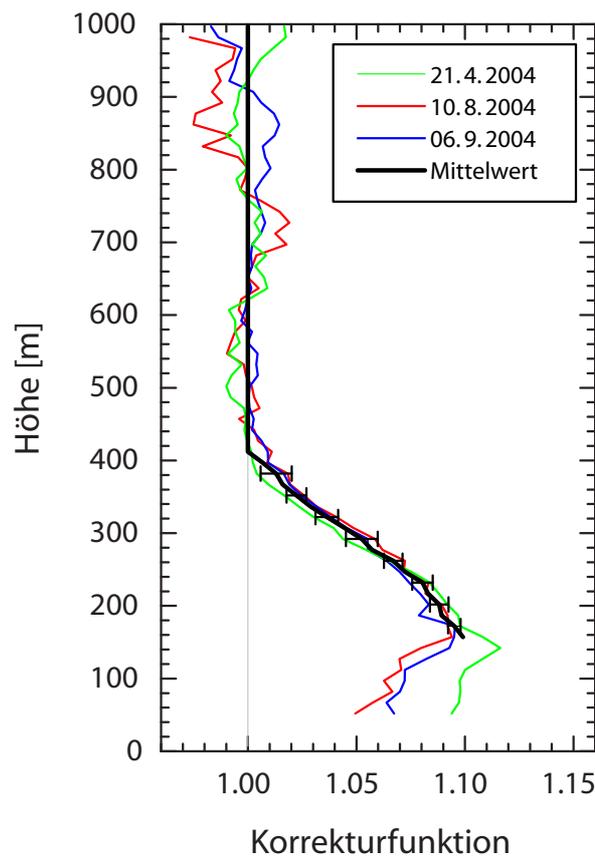


Abbildung 13: Korrekturfunktion für drei verschiedene Messtage (farbige Kurven). Die schwarze Kurve stellt den resultierenden Mittelwert der Korrekturfunktionen dar. Die Fehlerbalken an der schwarzen Kurve zeigen die Standardabweichung der drei Einzel-Korrekturfunktionen.

#### 4.4 Zeitliches Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der statistischen Messunsicherheit

Die Leistungsfähigkeit des IfT-Raman-Lidar bezüglich Temperaturmessungen lässt sich durch die Betrachtung des zeitlichen Auflösungsvermögens in Abhängigkeit vom statistischen Temperaturfehler bestimmen. Anhand eines repräsentativen Messfalls wurde für beide Teleskope für Tageslicht- und Nacht-Bedingungen die notwendige Messzeit bestimmt, um in einer gegebenen Höhe einen Schwellwert des statistischen Temperaturfehlers von  $\Delta T = 1, 2$  und  $5$  K zu unterschreiten. Dabei wurde darauf geachtet, dass es während der Messung zu keiner Wolkenbildung kam, um Fehler durch einen zu großen Signalverlust zu vermeiden. Die Ergebnisse der Berechnung für das 1-m-Teleskop sind in Abb. 14 dargestellt. Dieser Abbildung wurde eine vertikale Glättungslänge von 960 m zugrunde gelegt. Die Ergebnisse für das Nahfeldteleskop sind in Abb. 15 gezeigt, zur Berechnung wurden hier die Signale über 300 m vertikal geglättet. Nach Abb. 14 muss bei Verwendung des 1-m-Teleskops am Tag mindestens drei Stunden gemittelt werden, um einen Fehler von 2 K in 3 km Höhe zu erhalten. Bei nächtlichen Bedingungen er-

hält man vergleichbare Ergebnisse bereits nach etwa sechs Minuten. Ähnliches wurde für das Nahfeldteleskop gefunden. Allerdings sind die Unterschiede zwischen Tag- und Nachtmessung nicht so groß. Der Grund dafür ist, dass das große Teleskop schlechte Abbildungseigenschaften aufweist. Es wurde so eingestellt, dass nur der äußere Teil der Teleskopfläche zum gemessenen Signal beiträgt. Das Hintergrundlicht wird jedoch von der gesamten Teleskopfläche aufgefangen. Dadurch erhöht sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis am Tag sehr stark.

In der freien Troposphäre sind am Tag Glättungslängen von wenigstens 1000 m nötig um mit dem großen Teleskop Temperaturprofile mit  $\Delta T < 2$  K, mit zeitlichen Auflösungen besser als eine Stunde, zu erhalten. Die minimal notwendigen Glättungslängen für Temperaturmessungen mit dem kleinen Teleskop liegen bei 300 m. Damit werden bei einer zeitlichen Auflösung von zwei Stunden statistische Unsicherheiten von weniger als  $< 2$  K bis 1000 m Höhe erreicht.

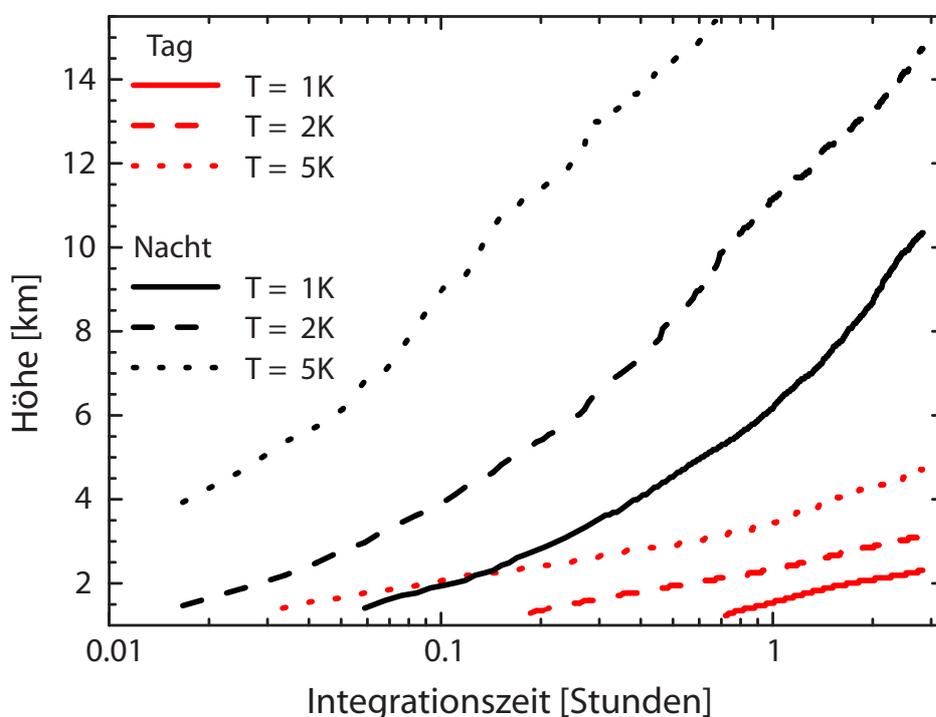


Abbildung 14: Notwendige Messzeit mit dem 1-m-Teleskop, um in einer gegebenen Höhe eine statistische Messunsicherheit von  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  und  $\pm 5$  K zu unterschreiten. Verwendete Datensätze: (Nacht) 25. September 2003, 18:10–21:00 UTC, (Tag) 30. April 2004, 8:45–11:35 UTC. Die Signale wurden über 960 m vertikal geglättet.

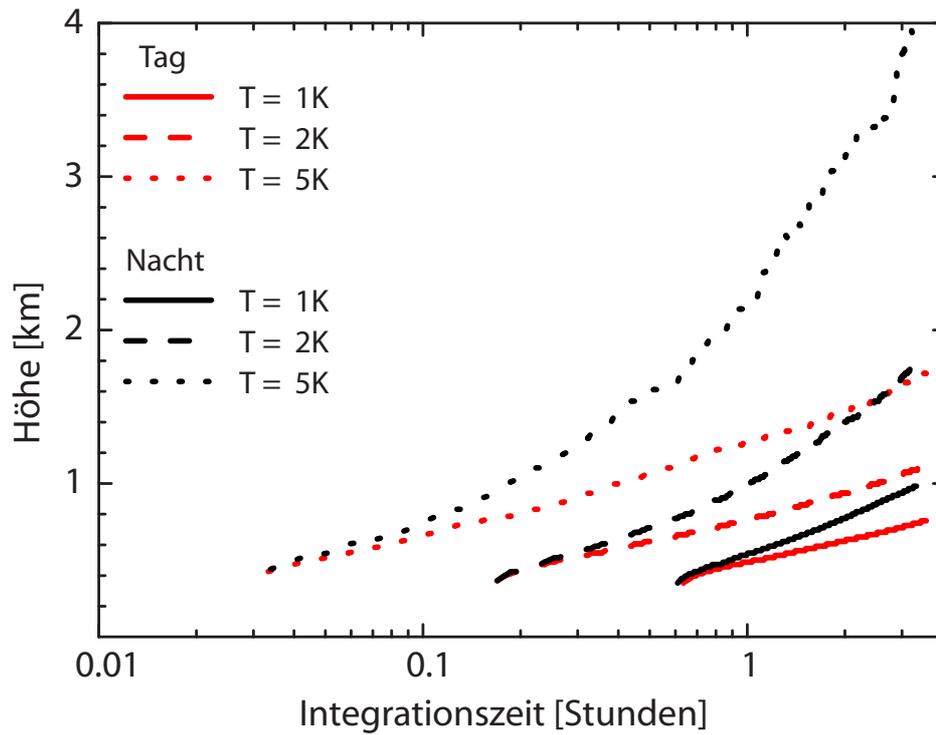


Abbildung 15: Notwendige Messzeit mit dem Nahfeldteleskop, um in einer gegebenen Höhe eine statistische Messunsicherheit von  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  und  $\pm 5$  K zu unterschreiten. Verwendete Datensätze: (Nacht) 9. September 2004, 20:40–0:10 UTC, (Tag) 6. September 2004, 9:30–13:00 UTC. Die Signale wurden über 300 m vertikal geglättet.

## 5 Fallbeispiele

In diesem Kapitel werden ausgewählte Temperaturmessungen gezeigt, die die Möglichkeiten des Rotations-Raman-Lidar aufzeigen. Zunächst werden zwei Langzeitmessungen zur Beobachtung von Grenzschichtentwicklungen vorgestellt, die im August und September 2004 durchgeführt wurden. Dazu wird mit Hilfe der Temperatur die Änderung der Stabilität diskutiert. Als drittes Messbeispiel wird der Durchzug einer Schwerkelle vorgestellt, die am 21. November 2003 mit dem Lidar über Leipzig beobachtet werden konnte.

### 5.1 Fall A: Grenzschichtentwicklung

In den nächsten drei Abschnitten wird zunächst die potentielle Temperatur definiert. Anschließend werden zwei Grenzschichtentwicklungen diskutiert. Mit Hilfe der potentiellen Temperatur können die Änderungen der Stabilitätsverhältnisse während der Ausbildung einer gut durchmischten Grenzschicht aufgezeigt werden. Bei beiden Messungen wurde das Nahfeldteleskop mit 10 cm Durchmesser benutzt (siehe Kapitel 3.1). Im ersten Fall wird ein kompletter Tag von Sonnenauf- bis Sonnenuntergang dargestellt, bei dem es auf Grund einer Hochdruckwetterlage und niedriger Feuchte zu keiner Wolkenbildung kam. Im zweiten Fall wird eine Grenzschichtentwicklung gezeigt, bei der im Laufe des Vormittags starke konvektive Wolkenbildung einsetzte.

#### 5.1.1 Stabilitätsparameter: Potentielle Temperatur

Bei reversiblen, adiabatischen, ungesättigten Prozessen wird die Erhaltungsgröße potentielle Temperatur definiert und mit  $\theta$  bezeichnet. Sie ist jene Temperatur, die ein Luftpaket annimmt, wenn es unter adiabatisch reversiblen Bedingungen auf das Niveau von 1000 hPa gebracht wird. Die potentielle Temperatur erhält man aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik durch Integration von einem Niveau mit dem Druck  $p$  und der Temperatur  $T$  zu einem Niveau, bei dem der Druck  $p_0$  und die Temperatur  $\theta$  ist. Sie ist definiert durch

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_L/c_p}. \quad (34)$$

$R_L$  ist die Gaskonstante der trockenen Luft und  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck. Die potentielle Temperatur eines Luftpakets bleibt für trockenadiabatische Vorgänge erhalten. Mit Hilfe dieser Größe lässt sich eine Aussage über die Stabilität der Schichtung machen. Logarithmiert man Gl. (34) und differenziert nach der Höhe  $z$ , erhält man, unter Verwendung der hydrostatischen Approximation und der Zustandsgleichung für ideale Gase, den Ausdruck

$$\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p}, \quad (35)$$

mit der Schwerebeschleunigung  $g$ . Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass bei einer konstanten potentiellen Temperatur mit der Höhe die Temperatur gerade mit dem

trockenadiabatischen Temperaturgradienten  $g/c_p = 1 \text{ K}/100 \text{ m}$  abnimmt. Die Stabilitätskriterien für trockene Luft lauten:

$$\begin{aligned} d\theta/dz > 0 & \text{ für stabile Schichtung,} \\ d\theta/dz = 0 & \text{ für neutrale Schichtung,} \\ d\theta/dz < 0 & \text{ für labile Schichtung.} \end{aligned} \quad (36)$$

Die Atmosphäre ist im Mittel immer stabil geschichtet, da jeder labile Bereich schnell durch konvektive Umlagerung wieder stabilisiert wird. Da die Atmosphäre in den meisten Fällen nicht als trocken angenommen werden kann, definiert man die äquivalent-potentielle Temperatur  $\theta_e$ . Das ist die Temperatur, die ein Luftpaket annehmen würde, wenn der gesamte darin enthaltene Wasserdampf kondensieren und die dabei frei werdende latente Wärme zur Erwärmung des Luftpakets verwendet würde. Die Temperatur eines Luftpakets kann auf seinen äquivalent-potentiellen Wert gebracht werden, indem es so lange gehoben wird, bis der gesamte Wasserdampf in der Luft kondensiert und ausgefallen ist, und anschließend wieder adiabatisch auf ein Druckniveau von 1000 hPa abgesenkt wird (Holton 1992). Da das ausfallende Wasser nicht erneut verdunsten kann, ist dieser Prozess irreversibel. Aufstiege dieser Art werden als pseudoadiabatisch bezeichnet. Die äquivalent-potentielle Temperatur wird hier nach der in Holton (1992) beschriebenen Definition verwendet und ist gegeben durch

$$\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_c q_s}{c_p T}\right), \quad (37)$$

mit der latenten Kondensationswärme  $L_c$  und dem Mischungsverhältnis der feuchten Luft zur trockenen Luft  $q_s$ . Die Stabilitätskriterien lauten:

$$\begin{aligned} d\theta_e/dz > 0 & \text{ für bedingte Stabilität,} \\ d\theta_e/dz = 0 & \text{ für neutrale Schichtung,} \\ d\theta_e/dz < 0 & \text{ für bedingte Labilität.} \end{aligned} \quad (38)$$

Für bedingte Labilität  $d\theta_e/dz < 0$  wird Konvektion nicht spontan ausgelöst. Die notwendige Bedingung ist, dass das Luftpaket in der Höhe, in der die Konvektion ausgelöst werden soll, gesättigt ist. Die äquivalent-potentielle Temperatur ist auch für trockenadiabatische Zustandsänderungen eine Erhaltungsgröße.

### 5.1.2 Grenzschichtentwicklung unter Hochdruckeinfluss: 6. September 2004

Abbildung 16 zeigt die Analyse des Deutschen Wetterdienstes (DWD) für das Bodendruckfeld Europas vom 6. September 2004. Die Großwetterlage wurde durch ein ausgeprägtes Hochdrucksystem über der Nordhälfte Europas bestimmt. Ein Gebiet hohen Luftdrucks befand sich über dem Norden Großbritanniens und ein anderes über Osteuropa. Ebenso wurde über dem Norden von Polen ein kleines Gebiet erhöhten

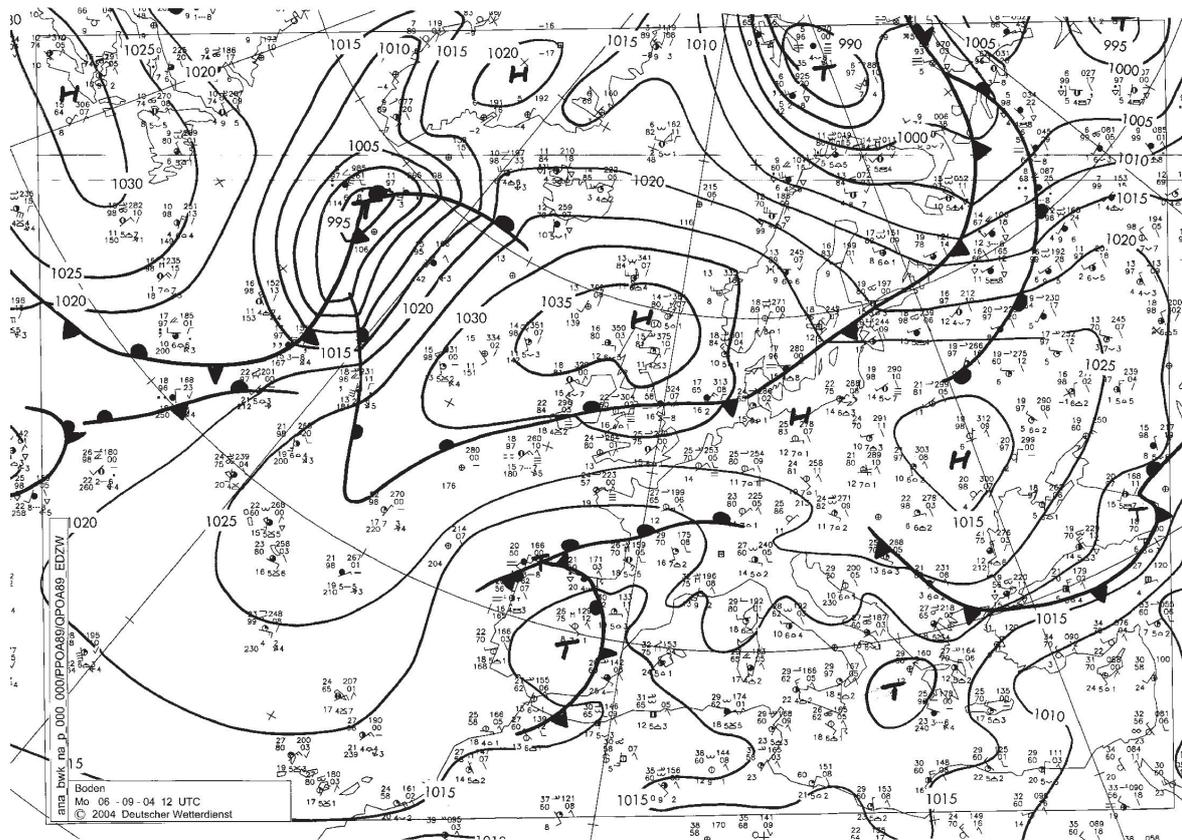


Abbildung 16: Analyse des Bodendruckfelds um 12 UTC am 6. September 2004.

Luftdrucks analysiert. Desweiteren befand sich zum Analysezeitpunkt ein Tiefdruckgebiet über der Iberischen Halbinsel, welches feucht-warme Mittelmeerluft nach Spanien und in das südliche Frankreich lenkte. Ein anderes Tief wurde über dem Ionischen Meer analysiert. Für Mitteleuropa war das Hochdruckgebiet Wetter bestimmend. Mit Wind aus östlichen Richtungen wurde trockene, kontinentale Luft tropischen Ursprungs nach Deutschland geführt. Abbildung 17 zeigt das Satellitenbild von Europa am 6. September 2004 um 10:33 UTC, aufgenommen vom NOAA-12-Satelliten im sichtbaren Spektralbereich (VIS, von engl.: visible). Man erkennt klar den kräftigen Hochdruckeinfluss bis hin nach Frankreich und über Teile des nördlichen Mittelmeers. Im gesamten Tagesverlauf kam es unter dem Einfluss des Hochdruckgebiets zu keiner konvektiven Wolkenbildung über Mitteleuropa. Lediglich entlang der Ostseeküste konnten sich kleinere Wolkenfelder bilden.

Der Luftdruck an der Wetterstation des IfT lag den ganzen Tag über bei 1027 hPa und die Temperatur stieg bis zum Mittag auf 26 °C. Die Luftfeuchte ging im Tagesverlauf bis zum frühen Nachmittag auf 35% zurück. An diesem Tag wurden am IfT zwei Radiosonden gestartet.

Die Profile der relativen Feuchte und der Temperatur dieser Aufstiege sind in Abb. 18

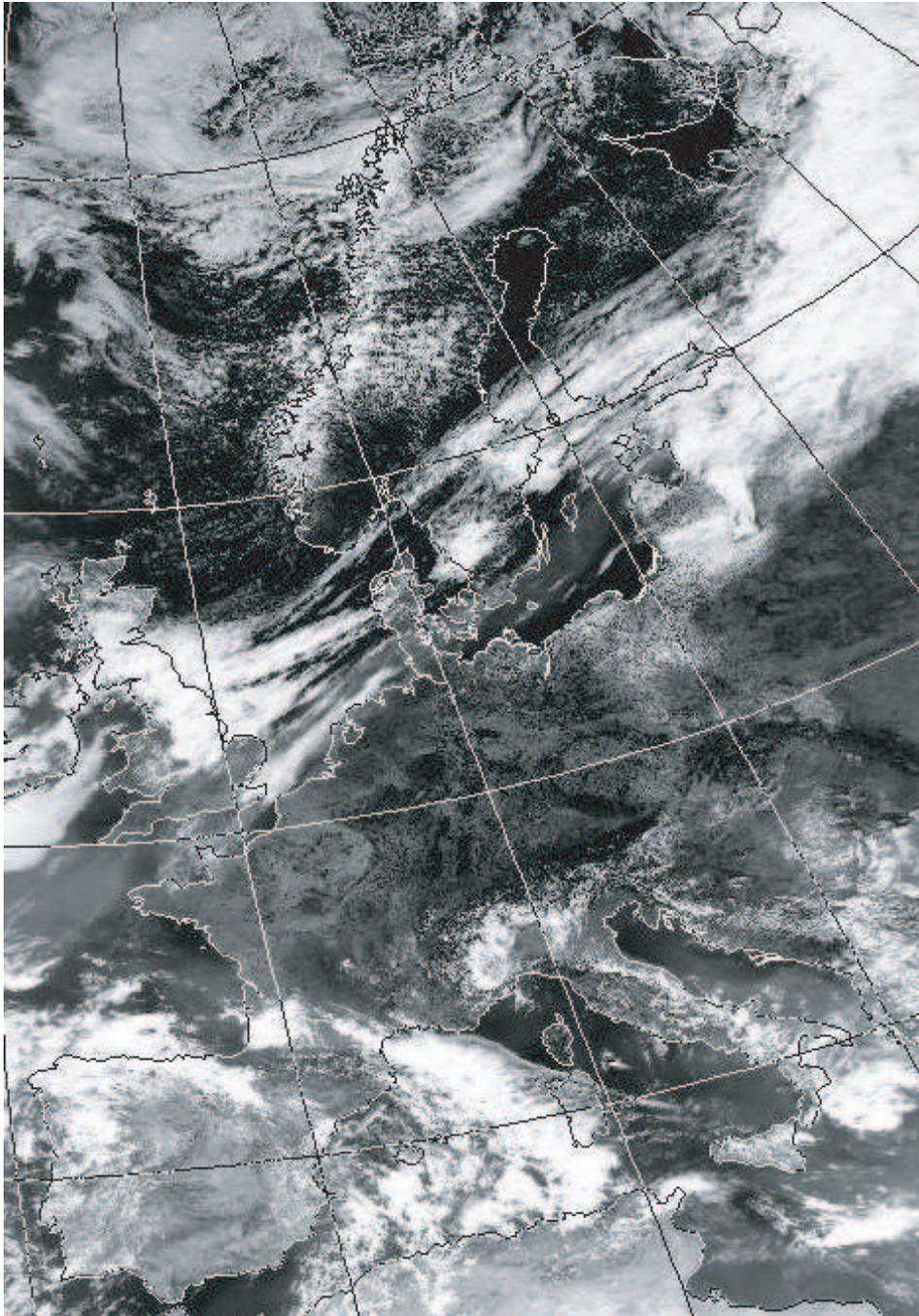


Abbildung 17: Satellitenbild (NOAA-12 VIS) vom 6. September 2004, 10:33 UTC.

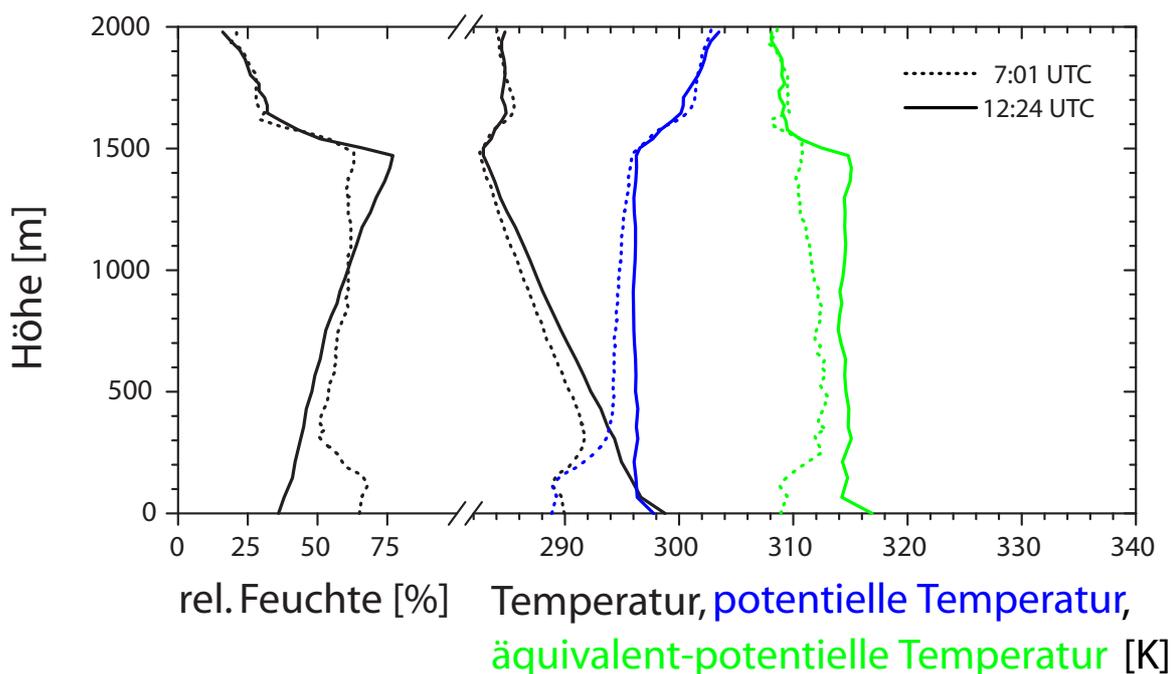


Abbildung 18: Radiosondenprofile von 7:01 UTC und 12:24 UTC gemessen am IfT. Dargestellt sind relative Feuchte, Temperatur, potentielle Temperatur und äquivalent-potentielle Temperatur.

abgebildet. Desweiteren sind die Stabilitätsparameter potentielle Temperatur und äquivalent-potentielle Temperatur dargestellt. Der erste Aufstieg erfolgte um 7:01 UTC. Zu diesem Zeitpunkt herrschten noch stabile Bedingungen vor. Eine bodennahe Inversion in etwa 200 m und eine weitere in 1500 m Höhe sind zu erkennen. Die relative Feuchte war unterhalb der oberen Inversion nahezu konstant. Die zweite Sonde wurde um 12:24 UTC gestartet. Der Temperaturverlauf war um diese Zeit vollkommen trockenadiabatisch bis zur Inversion in 1500 m Höhe. Die relative Feuchte nahm vom Boden bis zur Höhe der Inversion gleichmäßig zu. Die potentielle Temperatur  $\theta$  zeigt zum Mittagstermin eine neutrale Schichtung. Die Inversion in 1500 m Höhe ist typisch für Hochdruckwetterlagen, da in Hochdruckgebieten zumeist großräumige Absinkvorgänge stattfinden. Beim Absinken erwärmt sich die Luft trockenadiabatisch um 1 K/100 m, so entwickelt sich meist eine warme Schicht oberhalb der Grenzschicht, die bei solchen Wetterlagen nur schwer durchbrochen werden kann. Die niedrigeren Feuchtwerte oberhalb der Inversion sind typisch für Hochdruckwetterlagen mit östlicher Anströmung. Abbildung 19 zeigt die Lidarmessung am 6. September in Leipzig. Blaue Bereiche kennzeichnen geringere Rückstreusignale, also Luftvolumina mit weniger Partikeln, rote Bereiche kennzeichnen höhere Rückstreusignale. Sonnenaufgang war um 4:31 UTC. Erste Konvektion oberhalb von 200 m ist um 9 UTC erkennbar. Aufgrund des Überlappungseinflusses werden die Rückstreusignale unterhalb von 300 m stark unterdrückt. Analysiert man die Signale unterhalb von 300 m für jede Höhe, so lässt sich anhand der Signalvariabilität das Einsetzen der Grenzschichtentwicklung auf etwa 7:30 UTC datieren. Um 10 UTC entwickelten sich über Leipzig — jedoch nicht direkt am Messort

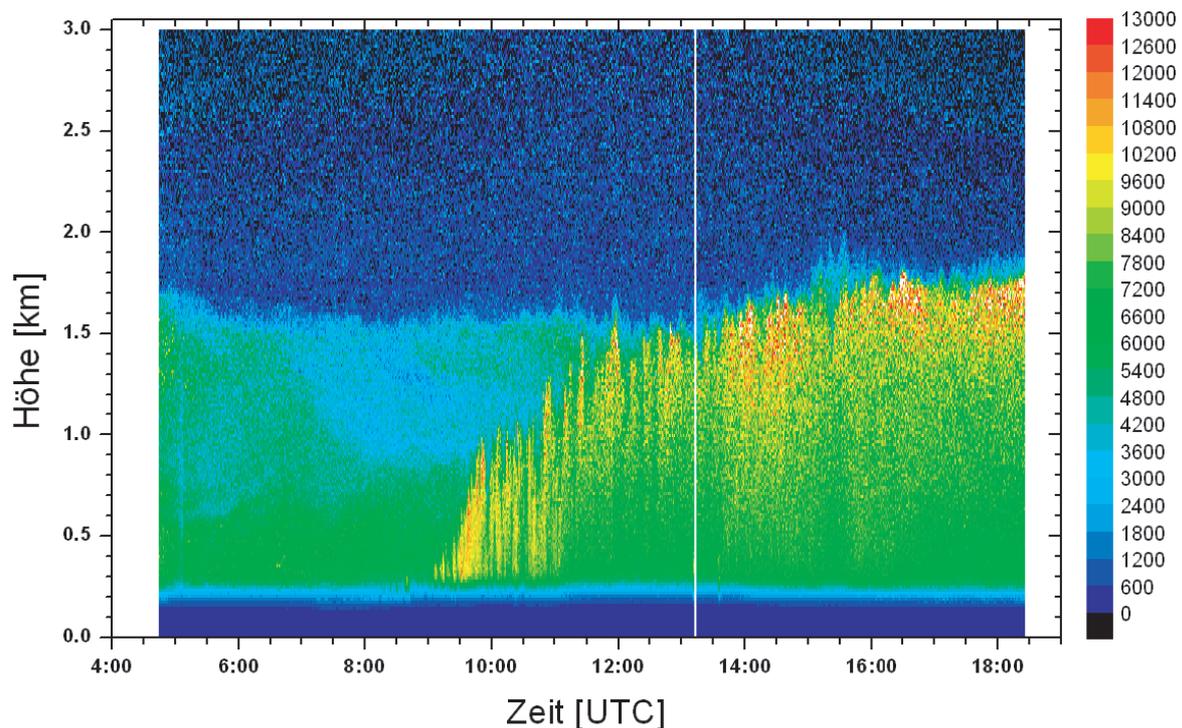


Abbildung 19: Grenzschichtentwicklung am 6. September 2004 über Leipzig. Dargestellt ist das entfernungskorrigierte Signal bei 1064 nm. Auflösung: 60 m, 60 s. Die Signalintensität ist rechts neben der Abbildung dargestellt. Sonnenaufgang war um 4:31 UTC, Sonnenuntergang um 17:44 UTC.

— einzelne kleine Cumuli, die sich innerhalb der nächsten Stunde wieder auflösten. Bis 12 UTC konnte sich die Grenzschicht bis in eine Höhe von 1500 m ausdehnen. Im Laufe des Nachmittags wuchs sie noch bis auf 1800 m an. An Abb. 19 ist schon erkennbar, dass die Konvektion in 1800 m deutlich gehemmt ist, was eine starke Inversionsschicht markiert (vgl. Abb. 18). In den ersten Stunden der Messung (5–9 UTC) sind noch die Rückstände der Grenzschicht des Vortags zu erkennen.

Die mit dem Lidar gemessenen Temperaturprofile sind in Abb. 20 und 21 gezeigt. Für die Kalibrierkonstanten wurde  $A=334.517$  K und  $B=-0.5017$  benutzt. Die Konstanten wurden aus den Lidardaten am Abend des 6. September bestimmt (s. Abschnitt 4.1.1, Tab. 4). Es musste wegen des kleinen Teleskops lange gemittelt und auch stark vertikal geglättet werden, um ein Temperaturprofil mit ausreichender Genauigkeit zu erhalten. Andererseits kann man nur mit dem kleinen Teleskop bis 200 m hinunter messen. Im Zeitraum I erkennt man noch die nächtlichen Bedingungen. Die Temperatur lag zu diesem Zeitpunkt noch unterhalb der Temperatur, die mit der Radiosonde gemessen wurde, die um 7 UTC gestartet wurde. Die Obergrenze der alten Grenzschicht des Vortags (s. Abb. 19) fällt mit der Höhe der Inversion zusammen. Das Lidar zeigt zunehmende Stabilität ab etwa 750 m Höhe an. Zur besseren Anschaulichkeit sind in Tab. 7 die mittleren Temperaturgradienten der Lidarprofile und zum Vergleich die der

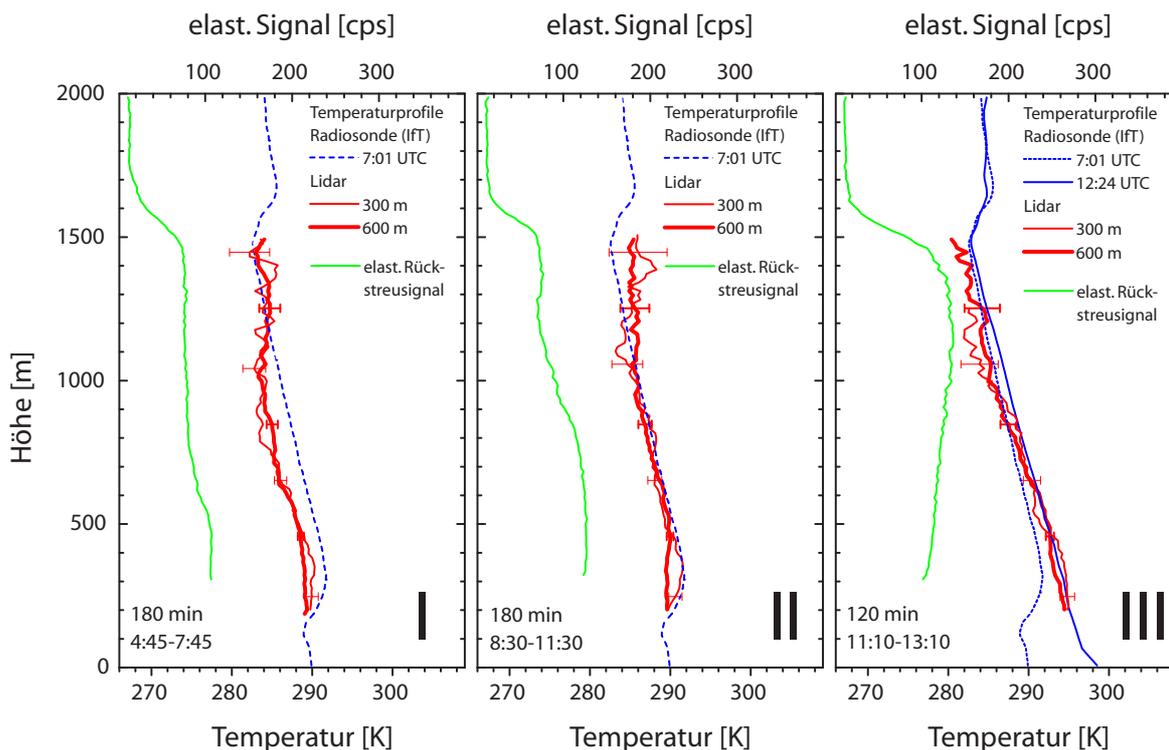


Abbildung 20: Temperatur- (rot) und entfernungskorrigierte elastische Rückstreuprofile in der Einheit cps (von engl.: counts per second, grün) zu drei ausgewählten Zeitpunkten vor und während der Grenzschichtentwicklung am 6. September 2004. Die vom Lidar gemessenen Temperaturprofile sind mit 300 m (dünne rote Linie) bzw. 600 m (dicke rote Linie) Glättungslänge dargestellt. Fehlerbalken geben den Temperaturfehler der Messung an. Die Rückstreuprofile sind mit 60 m aufgelöst. Die zeitlichen Mittel stehen in der jeweiligen Abbildung unten links. Zum Vergleich sind die um 7 UTC (blau gestrichelt) und um 12:24 UTC (blau durchgezogen) mit der Radiosonde gemessenen Temperaturprofile eingezeichnet.

Radiosonden angegeben. Die Gradienten wurden für die Höhenintervalle (a)  $< 500$  m, (b) 500–1000 m und (c)  $> 1000$  m bestimmt. Zeitraum II gibt die Bedingungen während der stärksten Zunahme der Grenzschichtdicke wieder. Wie zu erwarten ist, erwärmt sich die Luft vom Boden her, wobei immer wieder Wärmeblasen aufsteigen und die Luft so von unten her labilisiert wird. Bemerkenswert ist, dass sich die stabilen Verhältnisse unterhalb von etwa 500 m wohl noch bis etwa 9:30 UTC halten konnten (gezeigt ist das mittlere Temperaturprofil für die Zeit von 8:30–11:30 UTC). Ab 9:30 UTC nimmt die Grenzschichtdicke gemäß Abb. 19 schnell auf Werte über 500 m zu. Die nun deutlich größeren Rückstreusignale bis etwa 1000 m geben den aufwärts gerichteten konvektiven Transport in der untersten Schicht wieder (vgl. Abb. 20, Profil II). Zeitraum III kennzeichnet die Verhältnisse der schon fast entwickelten Grenzschicht. Hier ist auch das Temperaturprofil, das mit der um 12:24 UTC gestarteten Sonde gemessen wurde, zum Vergleich gezeigt. Der Temperaturabfall verläuft bis in 1500 m Höhe nahezu

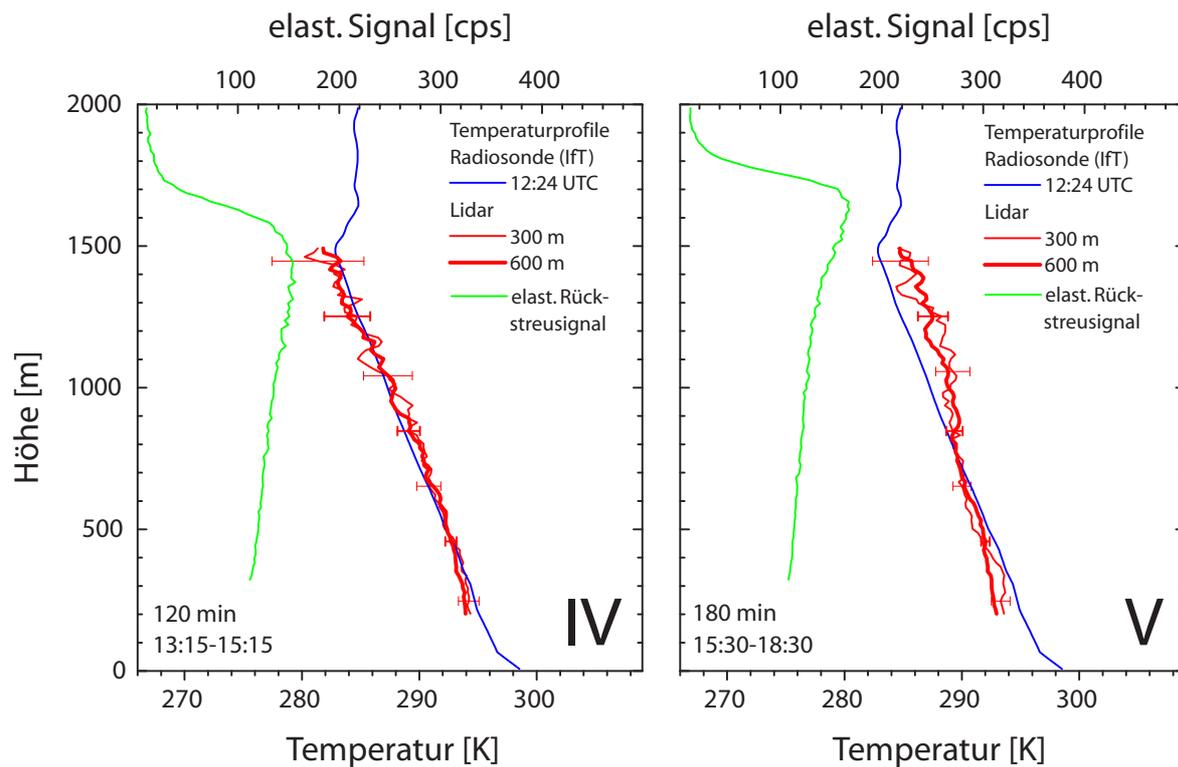


Abbildung 21: Temperatur- (rot) und entfernungskorrigierte elastische Rückstreuprofile (grün) bei ausgebildeter Grenzschicht am Nachmittag und frühen Abend des 6. September 2004. Die vom Lidar gemessenen Temperaturprofile sind mit 300 m (dünne rote Linie) bzw. 600 m (dicke rote Linie) Glättungslänge dargestellt. Fehlerbalken geben den Temperaturfehler der Messung an. Die Rückstreuprofile sind mit 60 m aufgelöst. Die zeitlichen Mittel stehen in der jeweiligen Abbildung unten links. Das Temperaturprofil der Radiosonde (blaue Linie) von 12:24 UTC ist zum Vergleich eingezeichnet.

trockenadiabatisch (siehe Tab. 7). Das Profil des elastischen Signals zeigt für Periode III unterhalb der Inversion deutlich höhere Rückstreusignale als in Zeitraum II. Der Grund dafür liegt teilweise in der zunehmenden Luftfeuchte in dieser Höhe. Die Partikelquellen ab etwa 75% Luftfeuchte auf und streuen dann stärker. Zum Zeitpunkt IV (s. Abb. 21) ist die Grenzschicht voll entwickelt und gut durchmischt und erreicht eine Höhe von knapp 1700 m. Der vom Lidar gemessene vertikale Temperaturverlauf ist auch am Nachmittag im gesamten Bereich bis zur Inversionshöhe annähernd trockenadiabatisch. In der letzten Periode V in Abb. 21 zeigt sich, dass die Grenzschichtobergrenze nochmals leicht ansteigen konnte. Andererseits zeigt das Temperaturprofil zunehmende Stabilität an. Der konvektive Transport kommt zum Erliegen.

In Abb. 22 sind die aus den Temperaturen berechneten Profile der potentiellen Temperatur abgebildet. Zur Diskussion werden ausschließlich die nach Gl. (34) berechneten potentiellen Temperaturen gezeigt, da man annehmen kann, dass an diesem Tag vor-

Tabelle 7: Temperaturgradienten der mit 600 m geglätteten Lidarprofile und der Radiosonden für drei verschiedene Höhenbereiche.

	< 500 m	500–1000 m	1000–1500 m
I	−0.3 K/100 m	−0.8 K/100 m	−0.1 K/100 m
II	+0.1 K/100 m	−0.9 K/100 m	−0.2 K/100 m
III	−0.7 K/100 m	−1.0 K/100 m	−0.9 K/100 m
IV	−0.5 K/100 m	−1.0 K/100 m	−1.0 K/100 m
V	−0.4 K/100 m	−0.5 K/100 m	−0.7 K/100 m
RS (7:01 UTC)	−0.3 K/100 m	−0.8 K/100 m	−0.7 K/100 m
RS (12:24 UTC)	−0.9 K/100 m	−1.0 K/100 m	−0.9 K/100 m

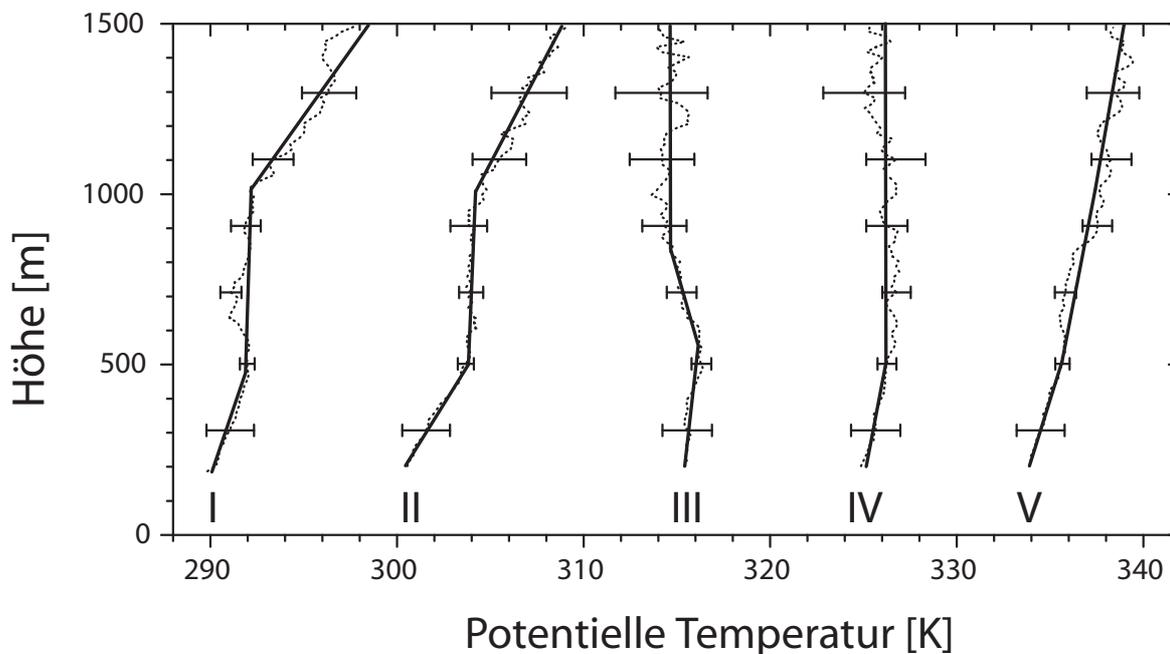


Abbildung 22: Profile der potentiellen Temperatur am 6. September 2004 mit 10 K Versatz. Die Glättungslänge der Profile beträgt 600 m. Durchgezogene Linien veranschaulichen den mittleren Verlauf der potentiellen Temperatur. Die Fehlerbalken zeigen den Fehler der potentiellen Temperatur. Die zeitliche Auflösung entspricht der der in Abb. 20 und 21 gezeigten Profile für die Messzeiträume (I) 4:45–7:45 UTC, (II) 8:30–11:30 UTC, (III) 11:10–13:10 UTC, (IV) 13:15–15:15 UTC und (V) 15:30–18:30 UTC.

wiegend adiabatisch ungesättigte Prozesse, d.h. Konvektion ohne Kondensation, in der Atmosphäre stattfanden, wie auch das Satellitenbild in Abb. 17 belegt. Um die Profile besser beurteilen zu können, wurde für geeignete Höhenbereich ein linearer Trend hinzugefügt.

Die Profile I und II zeigen vergleichbare Bedingungen — stabile Verhältnisse bis etwa 500 m und oberhalb von 1000 m und nahezu neutrale Schichtung zwischen 500 und 1000 m. Der Verlauf ist mit der potentiellen Temperatur der um 7:01 UTC gestarteten Radiosonde in Abb. 18 vergleichbar. Die Temperaturgradienten in Tabelle 7 geben dies ebenso wieder. Profil III zeigt überwiegend neutrale Verhältnisse. In diesem Zeitraum konnte sich die Konvektion bis in eine Höhe von 1500 m durchsetzen. Die Temperaturgradienten sind in der gesamten Grenzschicht nahezu trockenadiabatisch. Als Vergleich kann die um 12:24 UTC gestartete Radiosonde, in Abb. 18 dargestellt, herangezogen werden, deren potentielle Temperatur vergleichbare Stabilitätsverhältnisse anzeigt. In Profil IV ist die neutrale Schichtung ebenso zu erkennen. Allerdings setzten sich unterhalb von 500 m bereits stabile Verhältnisse durch, die Konvektion schwächte sich von unten her ab. Im letzten Profil V zeigt sich die schon vorher angedeutete zunehmende Stabilität, die Konvektion kam in allen Höhen zum Erliegen.

### 5.1.3 Grenzschichtentwicklung unter Tiefdruckeinfluss: 3. August 2004

Abbildung 23 zeigt die Analyse des Bodendruckfelds vom 3. August 2004. Die Karte zeigt ein Tiefdruckgebiet über Island, dessen Kaltfront sich bis über den Westen der Iberischen Halbinsel erstreckt. Über Mitteleuropa wurden zum Analysezeitpunkt zwei Gebiete tieferen Luftdrucks analysiert, eines über Frankreich, was im Tagesverlauf starke Konvektion auslöste, und ein anderes über dem Osten von Polen, welches an diesem Tag für den östlichen Teil Deutschlands Wetter bestimmend war. Das Satellitenbild (NOAA-12) in Abb. 24 (oben) zeigt die durch den Tiefausläufer gebildete Wolkendecke, die von Polen bis nach Skandinavien reichte. An der Nord- und Ostseeküste sind einige tiefe Wolkenfelder zu erkennen, die sich innerhalb weniger Stunden nach Sonnenaufgang auflösten. Das untere Bild in Abb. 24 zeigt das mit dem Aqua-Satelliten aufgenommene Satellitenbild von 12:43 UTC. Um diese Zeit hatten sich über der Osthälfte Deutschlands bereits großräumig Cumuluswolken entwickelt.

An der IfT-Wetterstation wurde an diesem Tag ein Luftdruck von 1013 hPa gemessen. Die Temperatur stieg im Tagesverlauf auf 26 °C. Die Luftfeuchte erreichte am Boden bis zum Mittag ein Minimum von knapp 45%. Am 3. August gab es keine Radiosondenaufstiege am IfT. Ebenso waren keine Sondendaten der DWD-Station Oppin (ca. 40 km nordwestlich von Leipzig gelegen) erhältlich. Aus diesem Grund musste auf den 6-Uhr- und den 12-Uhr-Aufstieg von Lindenberg (ca. 100 km nordöstlich von Leipzig) zurückgegriffen werden. Da Lindenberg in derselben Luftmasse wie Leipzig lag und in den untersten Atmosphärenschichten die gleiche Anströmung erfuhr, sollten die über Lindenberg gemessenen Feuchte- und Temperaturprofile annähernd die Verhältnisse über Leipzig widerspiegeln. In Abb. 25 sind die Radiosondenaufstiege von 6 und 12 UTC von Lindenberg abgebildet. Im Vergleich zum 6. September zeigen die Temperaturprofile keine Inversion in Höhe der Grenzschichtoberkante (1000–1500 m). Die relative Luftfeuchte lag schon am Morgen bis in 1500 m Höhe über 75%. Diese feuchte Luftmasse begünstigte an diesem Tag die Entstehung einer konvektiven Grenzschichtbewölkung.

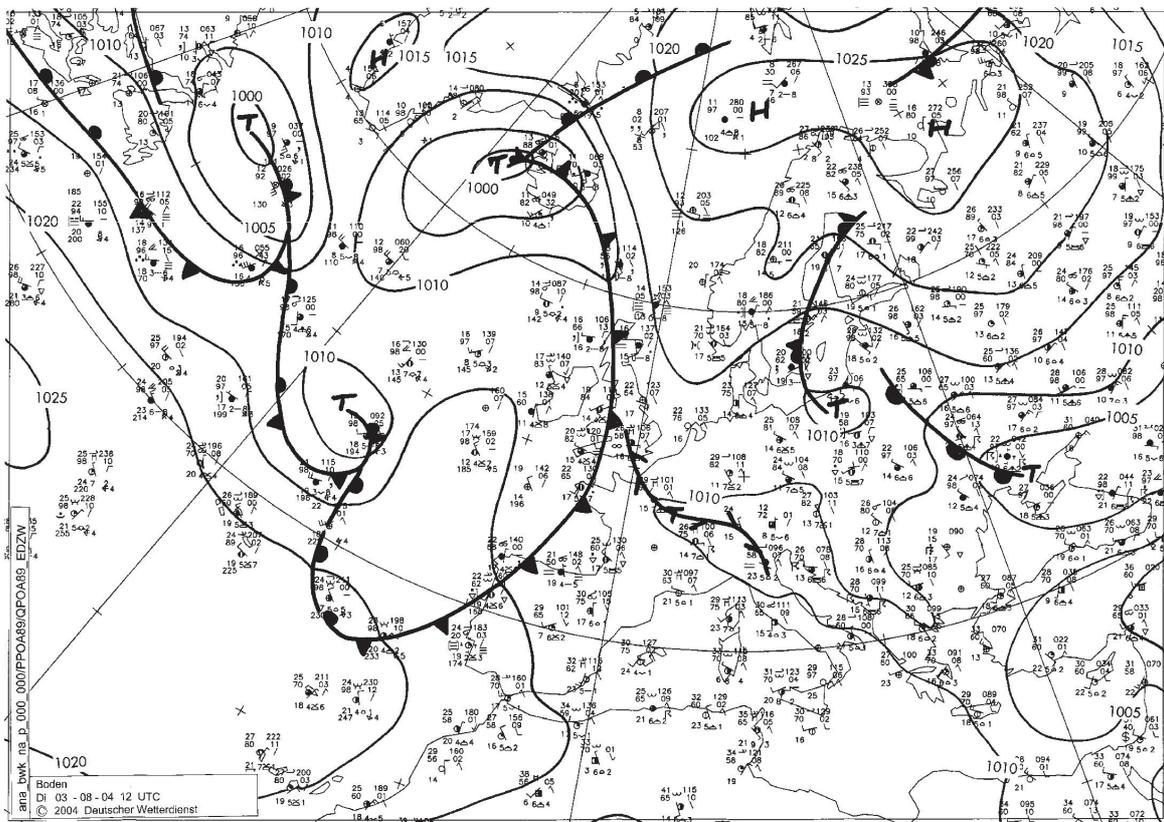


Abbildung 23: Analyse des Bodendruckfelds um 12 UTC am 3. August 2004.

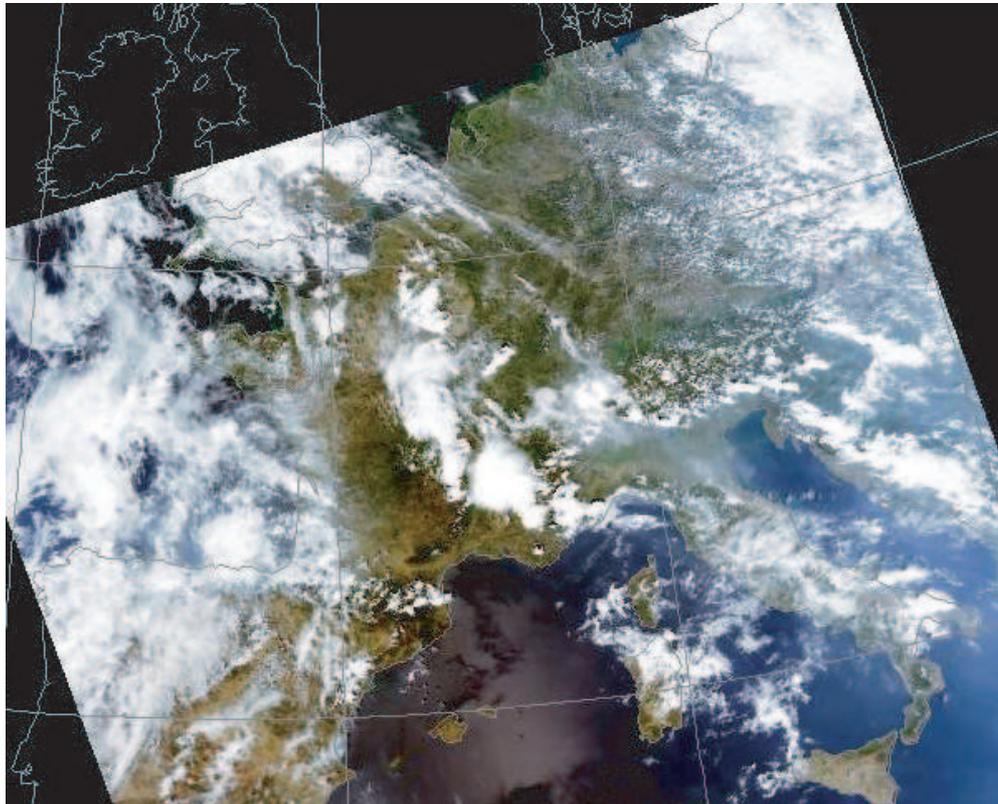
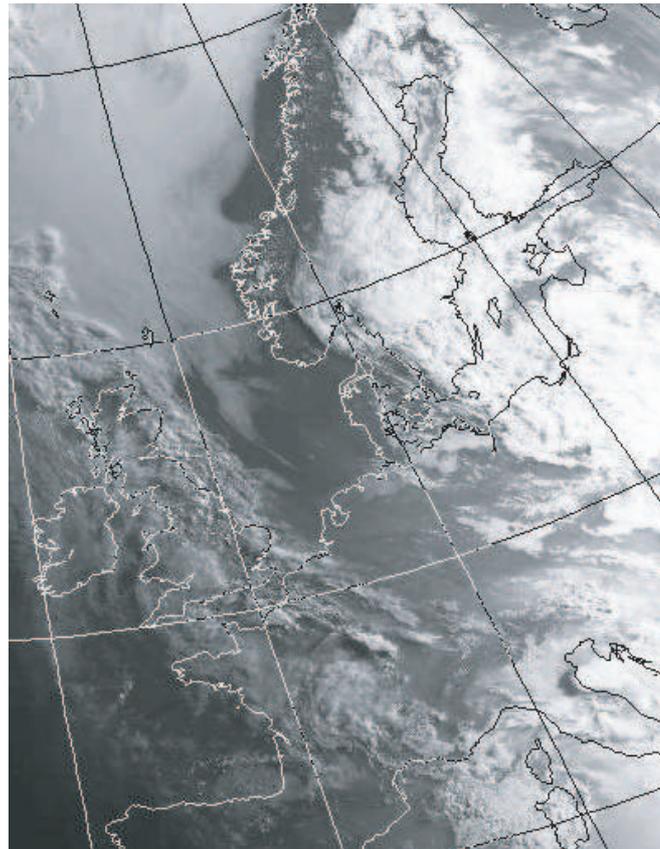


Abbildung 24: Satellitenbild (NOAA-12 VIS) vom 3. August 2004, 5:25 UTC (oben),  
Satellitenbild (Aqua VIS) vom 3. August 2004, 12:43 UTC (unten).

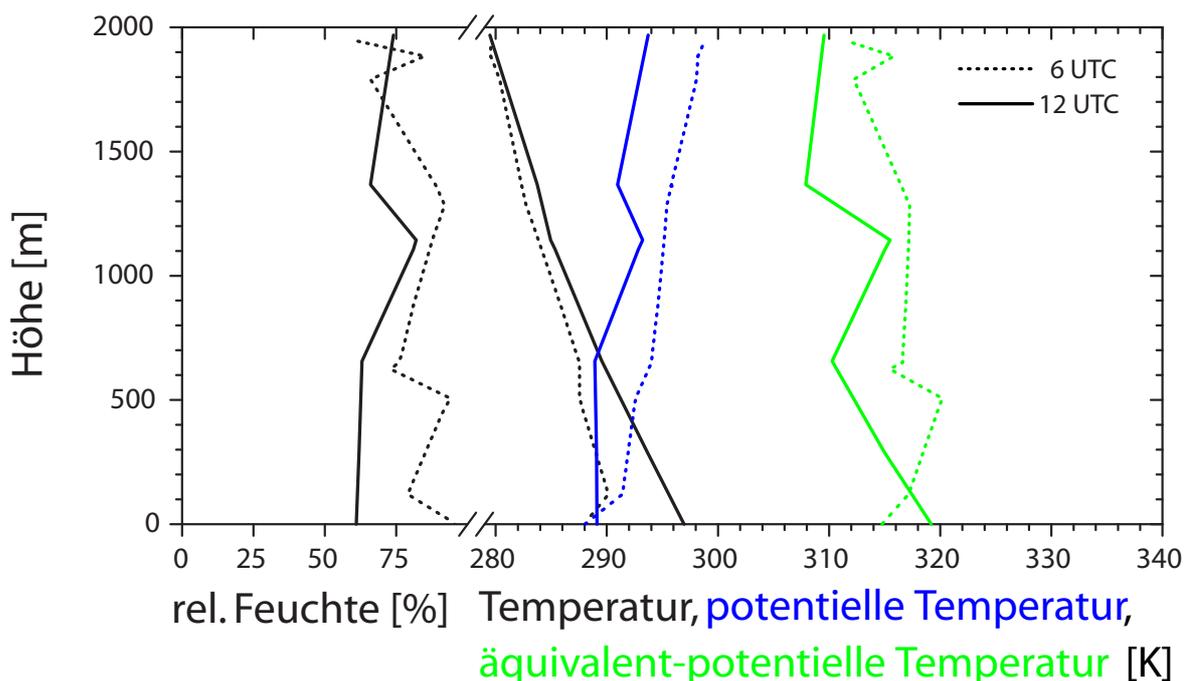


Abbildung 25: Radiosondenprofile von 6 UTC und 12 UTC von Lindenberg. Dargestellt sind relative Feuchte, Temperatur, potentielle Temperatur und äquivalent-potentielle Temperatur.

Die Profile der relativen Luftfeuchte zeigen zu beiden Aufstiegsterminen ein Maximum zwischen 1000 und 1500 m und der morgendliche Aufstieg zusätzlich ein Feuchtemaximum in 500 m Höhe. In diesen Bereichen sollten sich bei Einsetzen der Konvektion nach und nach Wolken entwickeln können. Die Profile der äquivalent-potentiellen Temperatur zeigen am Morgen schon eine leicht neutrale Schichtung, die bis zum Mittag labilisiert wurde. Die potentielle Temperatur  $\theta$  gibt die offensichtlich labile Schichtung am Mittag nicht wieder. Darauf wird später noch einmal eingegangen.

In Abb. 26 ist der Zeitverlauf des elastischen Lidarsignals abgebildet. Sonnenaufgang war um 3:38 UTC. Der Beginn der Konvektion konnte nach der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Methode zeitlich mit 6 UTC bestimmt werden. Um 8 UTC bildeten sich in einer tiefen Schicht feuchter Luft (vgl. Abb. 25, 6 UTC Aufstieg) über Leipzig erste flache Cumuli, welche um 8:30 UTC in etwa 600 m auch mit dem Lidar erfasst wurden. Die Wolken konnten sich aber aufgrund noch fehlender Labilität in der Höhe nicht weiterentwickeln. Ab 10 UTC bildeten sich erneut vereinzelt Quellwolken, die jetzt in einer höher liegenden Schicht hoher relativer Feuchte, oberhalb von 1000 m Höhe, entstanden. Zwischen 11 und 12 UTC verdichtete sich die Cumulusbewölkung zu einer nahezu geschlossenen Wolkendecke. Die gelblich-grünen Bereiche unterhalb der Wolkenbasis (weiße Bereiche) in Abb. 26 zeigen erhöhte Rückstreuung aufgrund des Feuchtwachstums der Aerosolpartikel an.

Da an diesem Tag, wie schon erwähnt, keine Radiosonde am IFT gestartet wurde, sind zum Vergleich der vom Lidar gemessenen Temperaturprofile in Abb. 27 und 28 jeweils die Radiosondenprofile von 6 bzw. 12 UTC aus Lindenberg dargestellt. Die mit dem

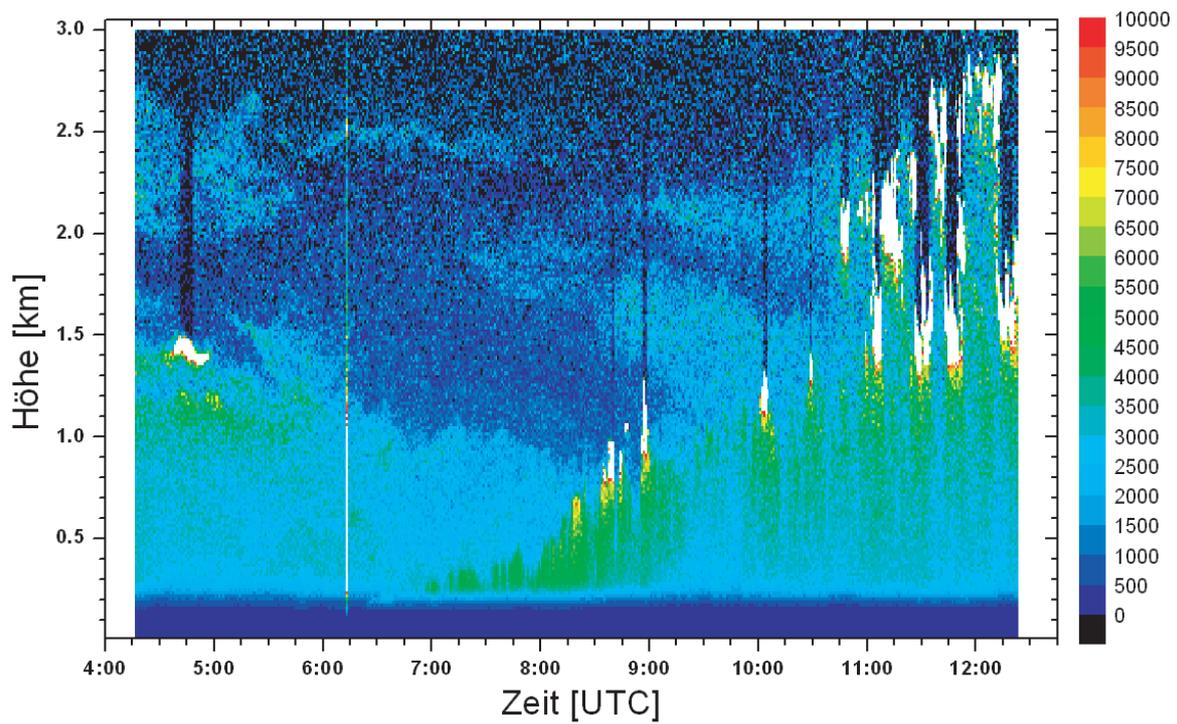


Abbildung 26: Grenzschichtentwicklung mit konvektiver Wolkenbildung am 3. August 2004 über Leipzig. Dargestellt ist das entfernungskorrigierte Signal bei 1064 nm. Auflösung: 60 m, 60 s. Die Signalintensität ist rechts neben der Abbildung dargestellt. Weiße Bereiche kennzeichnen sehr hohe Signalintensitäten, die durch Wolken hervorgerufen wurden. Sonnenaufgang war um 3:38 UTC.

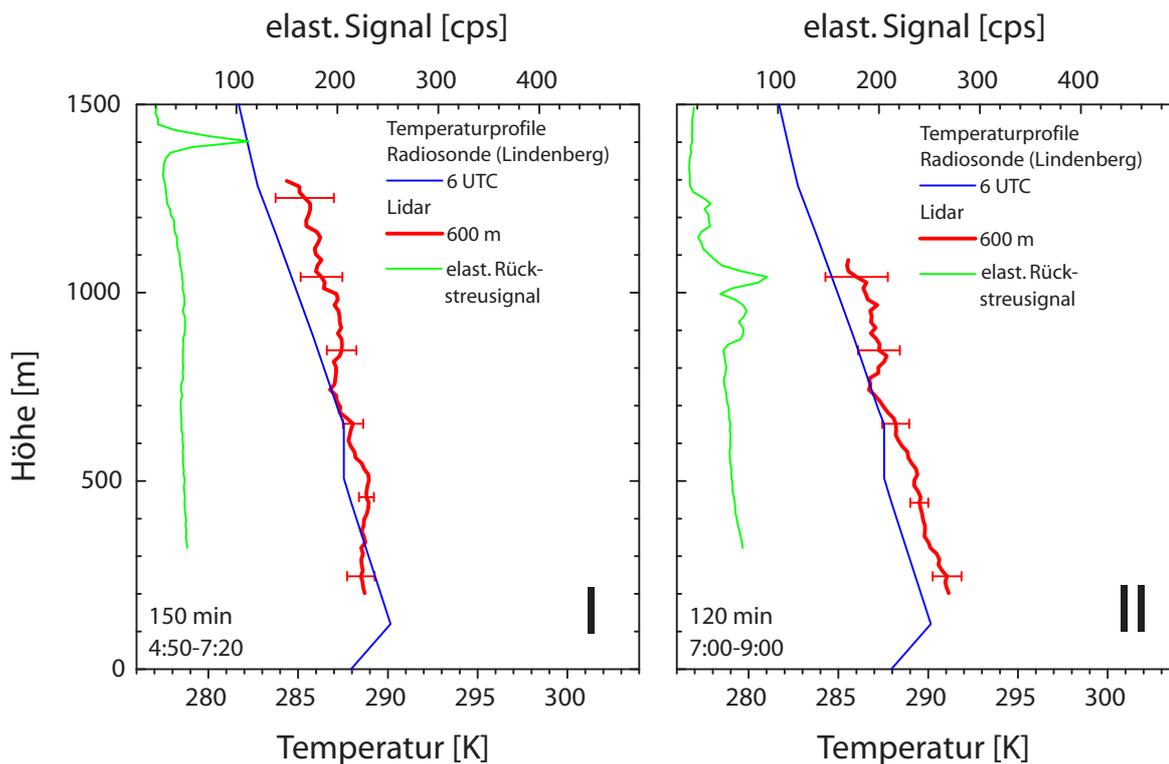


Abbildung 27: Temperatur- (rot) und entfernungskorrigierte elastische Rückstreuprofile (grün) zu zwei Zeitpunkten bis zur ersten Wolkenbildung am 3. August 2004. Die vom Lidar gemessenen Temperaturprofile sind aus mit 600 m Fensterlänge geglätteten Signalprofilen ermittelt. Fehlerbalken geben den Temperaturfehler der Messung an. Die Rückstreuprofile sind mit 60 m aufgelöst. Die zeitlichen Mittel stehen in der jeweiligen Abbildung unten links.

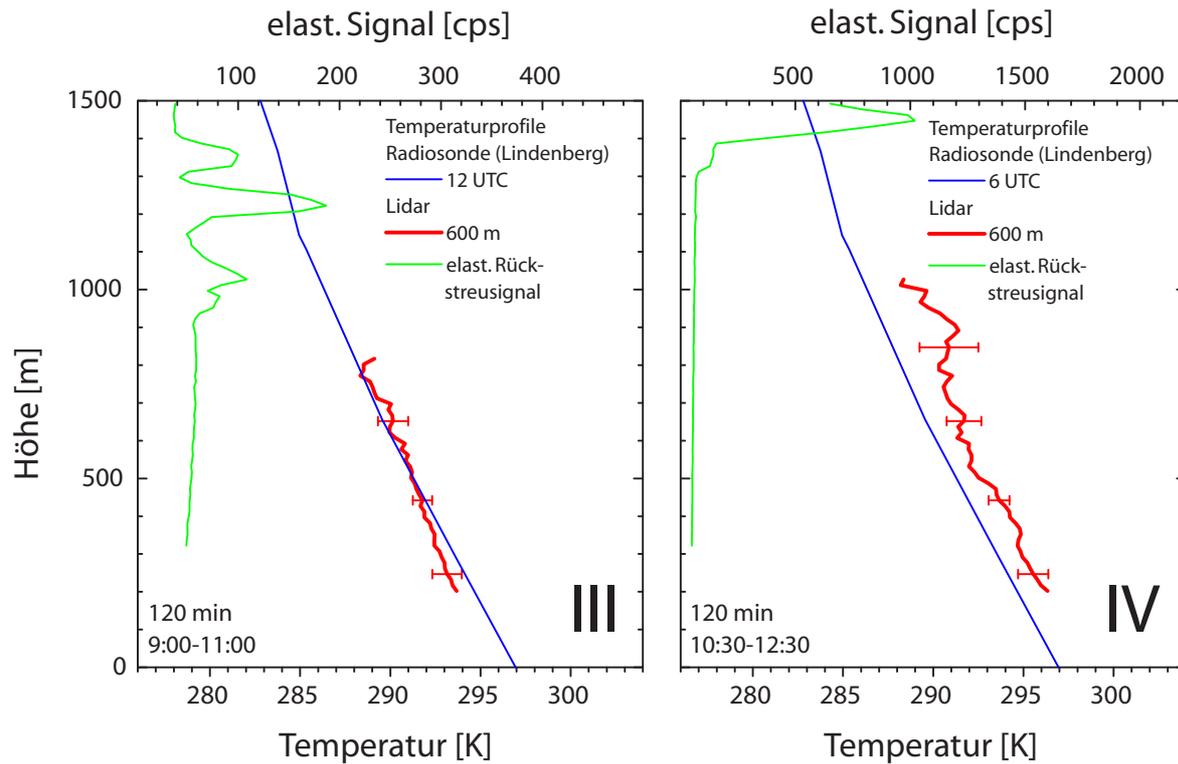


Abbildung 28: Temperatur- (rot) und entfernungskorrigierte elastische Rückstreuprofile (grün) für zwei Zeitpunkte während der konvektiven Wolkenbildung am 3. August 2004. Die vom Lidar gemessenen Temperaturprofile wurden wie in Abb. 27 ermittelt. Fehlerbalken geben den Temperaturfehler der Messung an. Die Rückstreuprofile sind mit 60 m aufgelöst. Die zeitlichen Mittel stehen in der jeweiligen Abbildung unten links.

Tabelle 8: Temperaturgradienten der mit 600 m geglätteten Lidarprofile und der Radiosonden aus Lindenberg für zwei verschiedene Höhenbereiche.

	< 500 m	500–1000 m (bzw. 1300 m in Profil I)
I	+0.1 K/100 m	−0.4 K/100 m
II	−0.7 K/100 m	−0.5 K/100 m
III	−0.8 K/100 m	−0.9 K/100 m
IV	−1.0 K/100 m	−0.6 K/100 m
RS (6 UTC)	−0.6 K/100 m	−0.5 K/100 m
RS (12 UTC)	−1.0 K/100 m	−0.9 K/100 m

Lidar gemessenen Temperaturen weichen von den mit den Radiosonden aus Lindenberg gemessenen Temperaturen erwartungsgemäß ab. Ein direkter Vergleich der Werte ist nicht sinnvoll, jedoch lassen sich die Temperaturgradienten miteinander vergleichen. In Tabelle 8 sind die mittleren Temperaturgradienten unterhalb von 500 m und oberhalb von 500 m bis zur maximalen Lidarmesshöhe angegeben. Für die Kalibrierkonstanten wurden  $A=341.931$  K und  $B=-0.5393$  verwendet, welche am 5. August bestimmt wurden (siehe Abschnitt 4.1.1, Tabelle 4).

Der erste Zeitabschnitt I in Abb. 27 zeigt typische morgendliche stabile Verhältnisse. Im nächsten Zeitintervall II wurden die untersten 500 m bereits merklich labilisiert. Dieser Aspekt lässt sich auch an den erhöhten Signalintensitäten in der Zeitverlaufsdarstellung der Rückstreuung in Abb. 19 erkennen. Die in Tabelle 8 bestimmten Temperaturgradienten von Profil II sind mit denen der Sonde von 6 UTC vergleichbar. Zeitraum III in Abb. 28 zeigt den Bereich, in welchem die Grenzschichthöhe noch einmal um einige hundert Meter anstieg. Temperaturen ließen sich nur unterhalb der Wolken bestimmen. In der letzten Periode IV änderte sich der Verlauf des Temperaturprofils kaum noch. Die Gradienten stimmen auch hier wieder mit denen der Sonde von 12 UTC gut überein.

In Abb. 29 ist die potentielle Temperatur  $\theta$  dargestellt. Die Profile zeigen für alle Zeiträume eher leicht stabile Verhältnisse, obwohl intensive konvektive Prozesse im Laufe des Vormittags beobachtet wurden. Auch die aus den Radiosonden berechneten Profile der potentiellen Temperatur  $\theta$  zeigen im Mittel eher leicht stabile Bedingungen (s. Abb. 25). Gründe dafür sind in den nicht mehr ungesättigt verlaufenden, feuchten konvektiven Prozessen zu finden, die an diesem Tag eine wichtige Rolle spielten. Um die Stabilitätsänderung im Verlauf der Grenzschichtentwicklung beschreiben zu können, muss für diesen Fall die äquivalent-potentielle Temperatur  $\theta_e$  benutzt werden, die in Abschnitt 5.1.1 definiert wurde. Um  $\theta_e$  aus den Lidarprofilen berechnen zu können, benötigt man das Mischungsverhältnis  $q_s$ . Diese Größe wird durch die Radiosonde geliefert. Wie die Radiosondenaufstiege in Abb. 25 zeigen, gab es im Verlauf des Vormittags des 3. Augusts oberhalb von 600 m keine sehr großen Änderungen der Luftfeuchte. Das Feuchteprofil des 6-Uhr-Aufstiegs wurde auf die Lidarprofile I und II angewendet. Die Feuchtwerte der 12-Uhr-Sonde wurden für die Profile III und IV verwendet. In Abb. 30 sind die Profile der äquivalent-potentiellen Temperatur dargestellt.

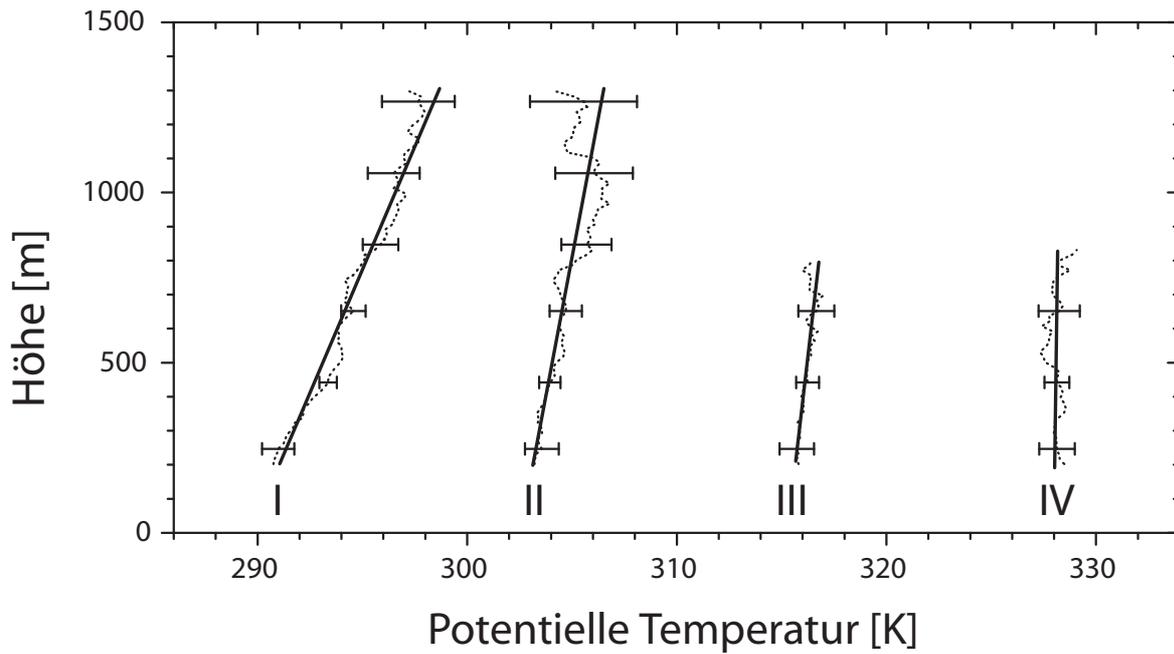


Abbildung 29: Profile der potentiellen Temperatur am 3. August 2004 mit 10 K Versatz. Die Glättungslänge der Profile beträgt 600 m. Durchgezogene Linien veranschaulichen den mittleren Verlauf der potentiellen Temperatur. Die Fehlerbalken zeigen den Fehler der potentiellen Temperatur. Die zeitliche Auflösung entspricht der der in Abb. 27 und 28 gezeigten Profile für die Messzeiträume (I) 4:50–7:20 UTC, (II) 7:00–9:00 UTC, (III) 9:00–11:00 UTC, (IV) 10:30–12:30 UTC.

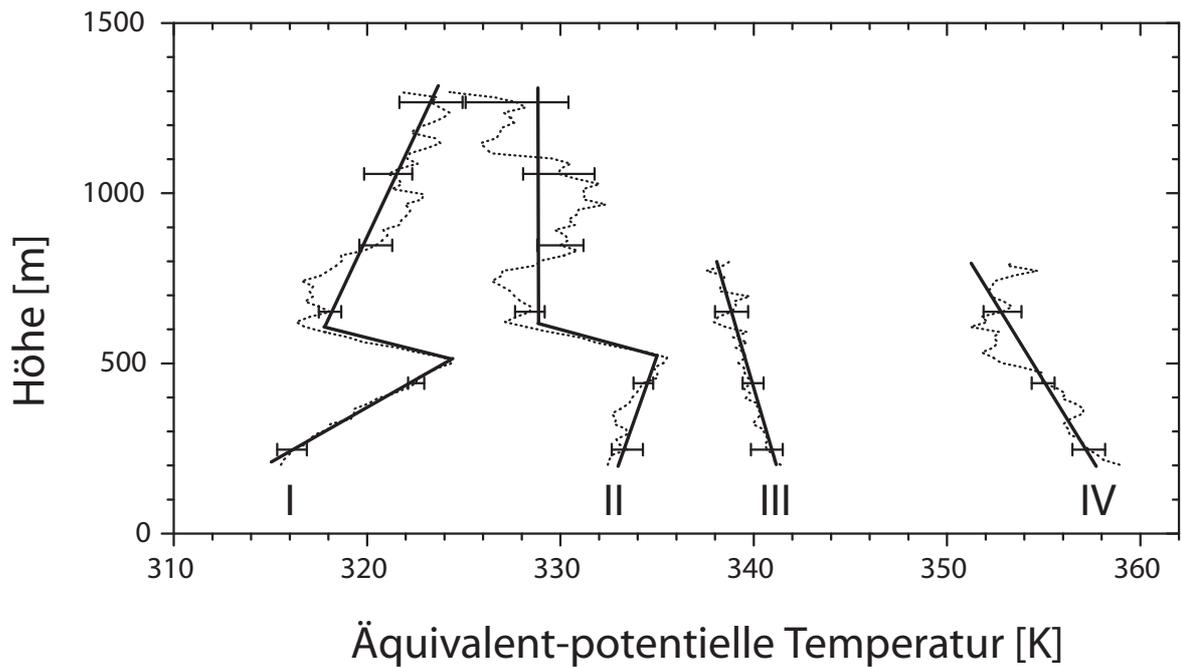


Abbildung 30: Profile der äquivalent-potentiellen Temperatur am 3. August 2004 mit 10 K Versatz. Die Glättungslänge der Profile beträgt 600 m. Durchgezogene Linien veranschaulichen den mittleren Verlauf der äquivalent-potentiellen Temperatur. Die Fehlerbalken zeigen den Fehler der äquivalent-potentiellen Temperatur. Die zeitliche Auflösung entspricht der der in Abb. 27 und 28 gezeigten Profile für die Messzeiträume (I) 4:50–7:20 UTC, (II) 7:00–9:00 UTC, (III) 9:00–11:00 UTC, (IV) 10:30–12:30 UTC.

Profil I ist noch mit dem in Abb. 29 gezeigten ersten  $\theta$ -Profil vergleichbar, beide zeigen stabile Verhältnisse. Der abrupte Abfall von  $\theta_e$  oberhalb von 500 m deutet auf eine bedingte Labilität der Schichtung hin. Im Radiosondenprofil ist in dieser Höhe eine etwas trockenere Schicht zu finden. Wenn ein gesättigtes Luftpaket aufsteigt und in eine trockenere Schicht gelangt, dann wird diesem Luftpaket in der trockenen Schicht Wasser entzogen. Dieses wird in Wasserdampf umgewandelt, dabei wird latente Wärme verbraucht. Die Umgebungsluft nimmt den Wasserdampf auf und kühlt sich ab. Die Schichtung wird also labilisiert. Da in Profil II der Abb. 30 dieselben Feuchte-Informationen eingehen, ist auch hier die bedingte Labilität der Schichtung in 500 m zu sehen. Insgesamt ist zu diesem Zeitpunkt die Schichtung aber schon eher neutral. In dieser Periode entstanden auch die ersten konvektiven Wolken (siehe Abb. 26). Die Profile III und IV zeigen schließlich in den untersten hundert Metern eine durchgehend bedingt labile Schichtung.

## 5.2 Fall B: Interne Schwerewelle - 21. November 2003

Am frühen Abend des 21. November 2003 wurde mit dem Lidar der Durchzug einer Schwerewelle beobachtet. Im nächsten Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Großwetterlage gegeben. Anschließend werden Beobachtungen des Bodendrucks aus Berlin und eines Schwerewellenmessnetzes am Observatorium in Lindenberg mit den in Leipzig gemachten Beobachtungen verglichen. Im zweiten Abschnitt werden einige einfache Betrachtungen zur Schwerewelle vorgenommen. Im letzten Teil werden schließlich die Temperaturmessungen des Lidars analysiert. Die hier gezeigten Temperaturprofile wurden mit dem großen Teleskop gemessen.

### 5.2.1 Beobachtungen

In Abb. 31 ist die Wetterkarte von 18 UTC des 21. November 2003 abgebildet. Deutschland befand sich unter dem Einfluss eines Hochdruckgebiets mit Zentrum über dem Schwarzen Meer. Von Nordwesten her bewegte sich sehr langsam eine Kaltfront auf Deutschland zu. Diese war Teil eines Frontensystems, welches sich in einem Bogen um Mitteleuropa vom Atlantik über dem Ärmelkanal bis nach Osteuropa erstreckte. In Abb. 32 ist das Satellitenbild von 18 UTC abgebildet. Von den Alpen bis zum Baltikum erstreckte sich ein schmaler Cirrusstreifen, der nahezu frontparallel verlief. Etwas weiter westlich ist ein weiterer etwas kürzerer und sehr viel intensiverer Wolkenstreifen zu sehen, der wahrscheinlich schon in niedrigeren Höhen liegt. Diese Strukturen lassen auf Wellenaktivitäten schließen.

Abb. 33 zeigt eine Verlaufsdarstellung der mit dem Lidar gemessenen Temperatur. Dazu wurden die Lidarsignale zeitlich gleitend über 10 Minuten gemittelt und über 1800 m vertikal geglättet. Dieses Bild zeigt sehr klar die Wellenaktivität im Höhenbereich von 2.5 bis 4.5 km am Standort Leipzig. Die Isothermen bei 266 und 269 K veranschaulichen die Temperaturschwankungen. In der ersten Stunde sind drei Wellenereignisse erkennbar. Abb. 34 zeigt im oberen Teil die Zeitverlaufsdarstellung der elastischen Rückstreusignale bei 1064 nm. Im unteren Teil ist der Druckverlauf an den Stationen des Instituts für Meteorologie Leipzig (LIM) und in Berlin-Dahlem dargestellt. Die Lidarmessung zeigt oberhalb von 5 km Höhe eine dichte Wolkendecke (weißer

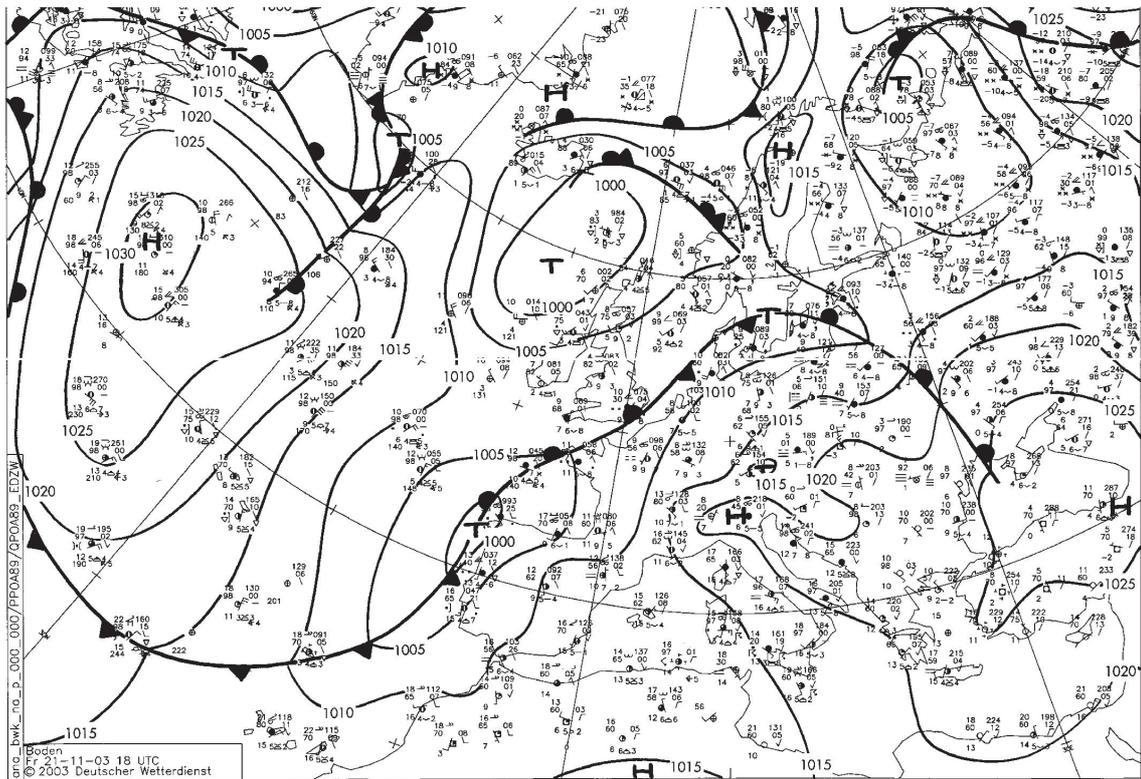


Abbildung 31: 18-UTC-Bodenwetterkarte des DWD vom 21. November 2003.

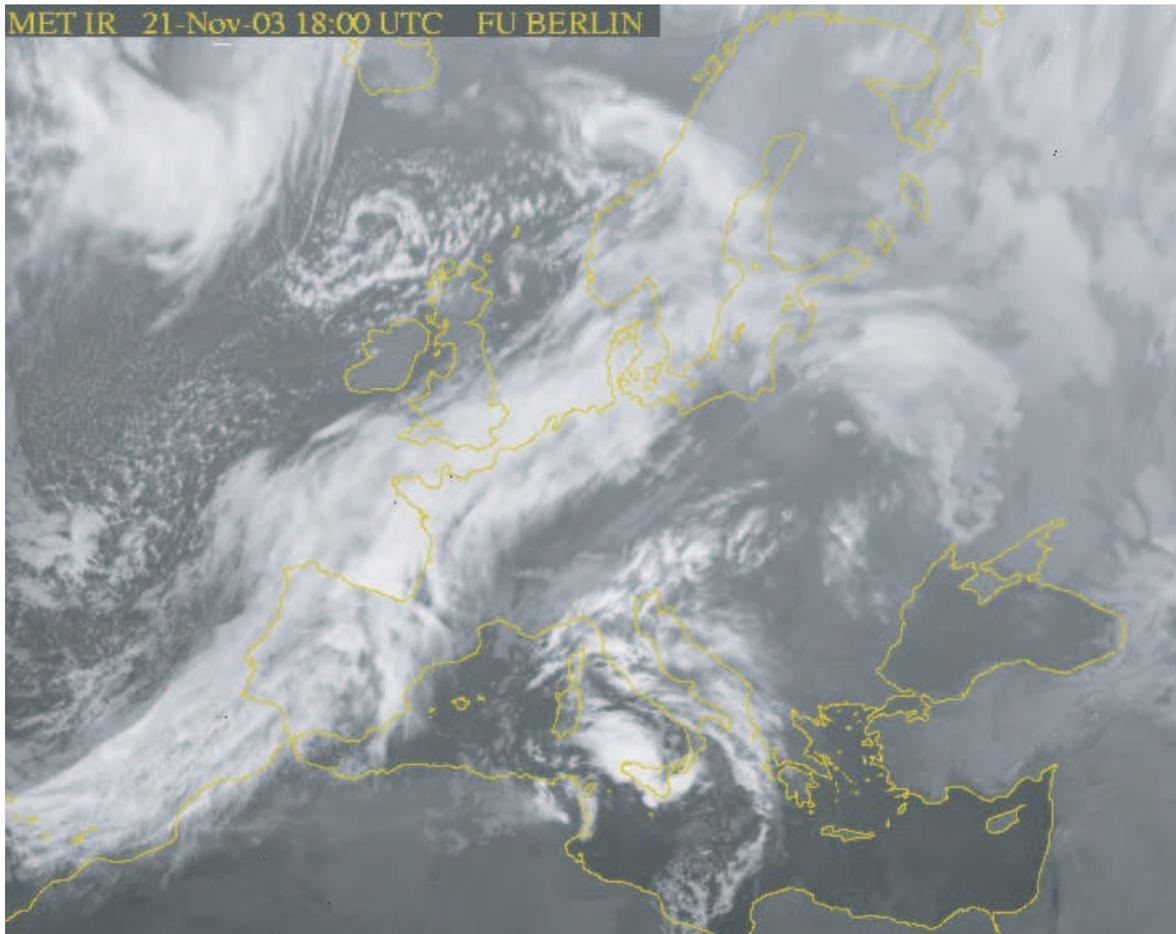


Abbildung 32: Satellitenbild (Meteosat IR) der FU Berlin vom 21. November 2003, 18 UTC.

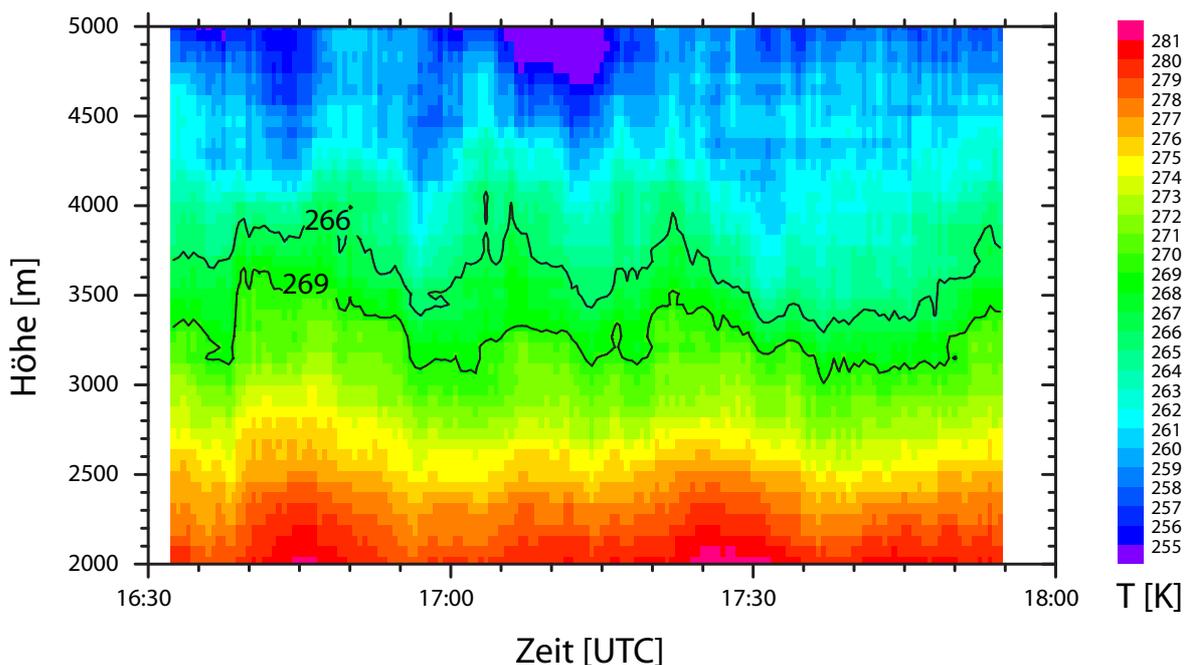


Abbildung 33: Mit dem Lidar gemessener Temperaturverlauf am 21. November 2003. Die Signale wurden über 10 Minuten gleitend gemittelt und vertikal über 1800 m geglättet. Die schwarzen Linien kennzeichnen die Isothermen bei 266 und 269 K.

Bereich). Gegen 17:20 UTC konnten sich in einem Höhenbereich von 3.5 bis 4.5 km bei einem Wellendurchgang drei, vertikal leicht versetzte, Wolken bilden (weiß). Diese stärkste Welle ist auch im unteren Teil der Abbildung am Verlauf des Bodendrucks zu erkennen. Auch am Druckverlauf der Wetterstation Berlin-Dahlem ist ein Druckmaximum zu erkennen, allerdings schon 15 Minuten vor der Druckspitze am LIM. In Abb. 35 sind schließlich die Druckverläufe eines zeitlich hochauflösenden Mikrobarographennetzes dargestellt. Die Drucksensoren messen Druckdifferenzen zwischen einem Referenzdruck in einem isolierten Gehäuse, das mit einem Nadelventil mit der Außenwelt verbunden ist (Hauf et al. 1996). Das Messnetz besteht aus fünf in zwei Dreiecken angeordneten Mikrobarographen, die jede Sekunde einen Messwert erfassen (s. Abb. 36, Station 4 lieferte an diesem Tag keine Messwerte). Das obere Bild in Abb. 35 zeigt dasselbe Zeitintervall wie Abb. 34. Anhand dieser Daten lassen sich in Lindenberg zwei Wellendurchgänge am Boden nachweisen, einer um 16:55 UTC und ein weiterer 40 Minuten später um 17:35 UTC. Der ausgeprägte zweite Wellenzug führte etwa 15 Minuten zuvor über Leipzig zur Bildung der drei Wolken. Das Messnetz in Lindenberg ermöglichte eine relativ genaue Feststellung der Bewegungsrichtung der Welle. Aus dem zeitlichen Versatz der Maxima (Abb. 35 unten), die an den einzelnen Stationen durchgingen, und den Entfernungen der einzelnen Messpunkte voneinander ließ sich bei Berücksichtigung eines West-Südwestwinds von knapp 20 m/s eine aus West-Nordwest (300°) kommende Wellenfront bestimmen.

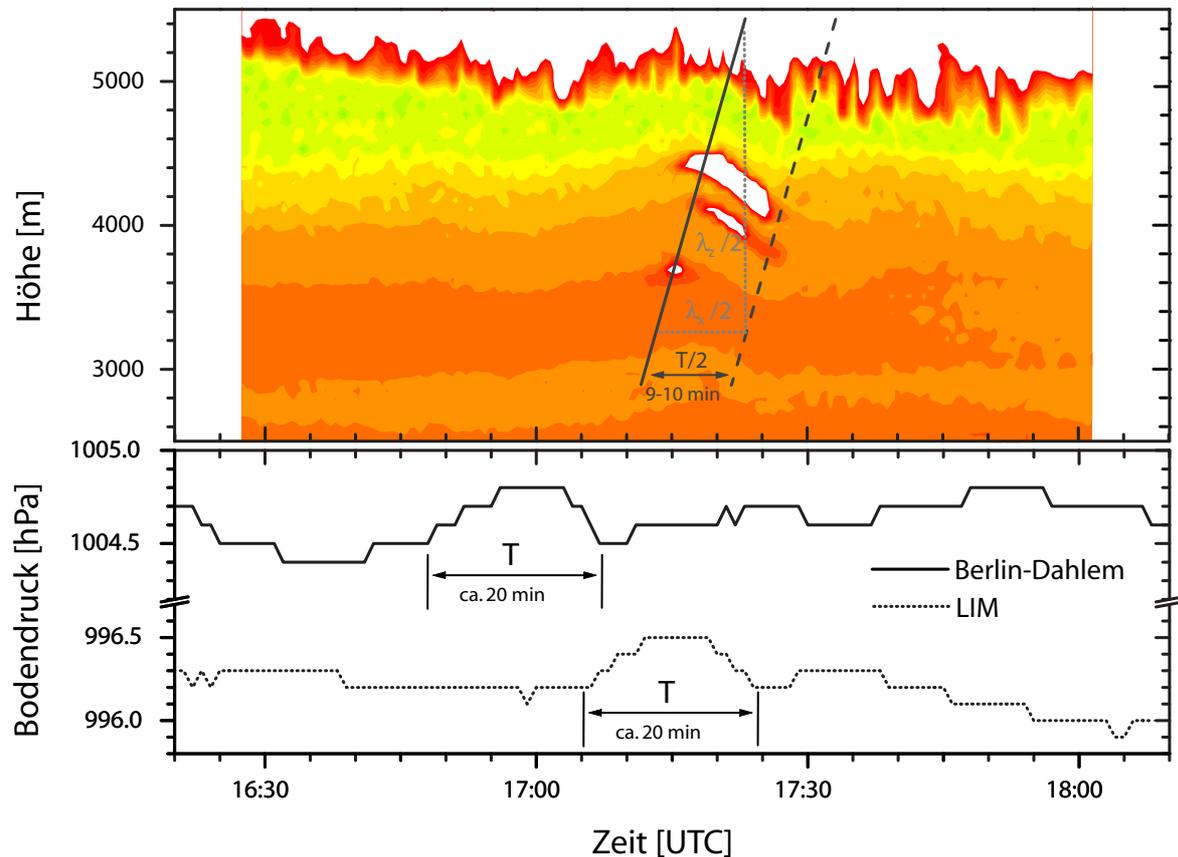


Abbildung 34: Oberes Bild: Zeitverlaufsdarstellung der Rückstreuungssignale der Lidarmessung am IfT. Zeitliche Auflösung: 30 s, räumliche Auflösung: 60 m, die Signale sind logarithmisch skaliert. Unteres Bild: Druckverlauf vom LIM (1-Minuten-Werte) und der Wetterstation der FU Berlin in Berlin-Dahlem (1-Minuten-Werte). Die dunklen Linien im oberen Bild grenzen eine halbe Periode ein und entsprechen den Linien gleicher Phase. Graue gestrichelte Linien stellen die halbe horizontale Wellenlänge bzw. die halbe vertikale Wellenlänge dar.

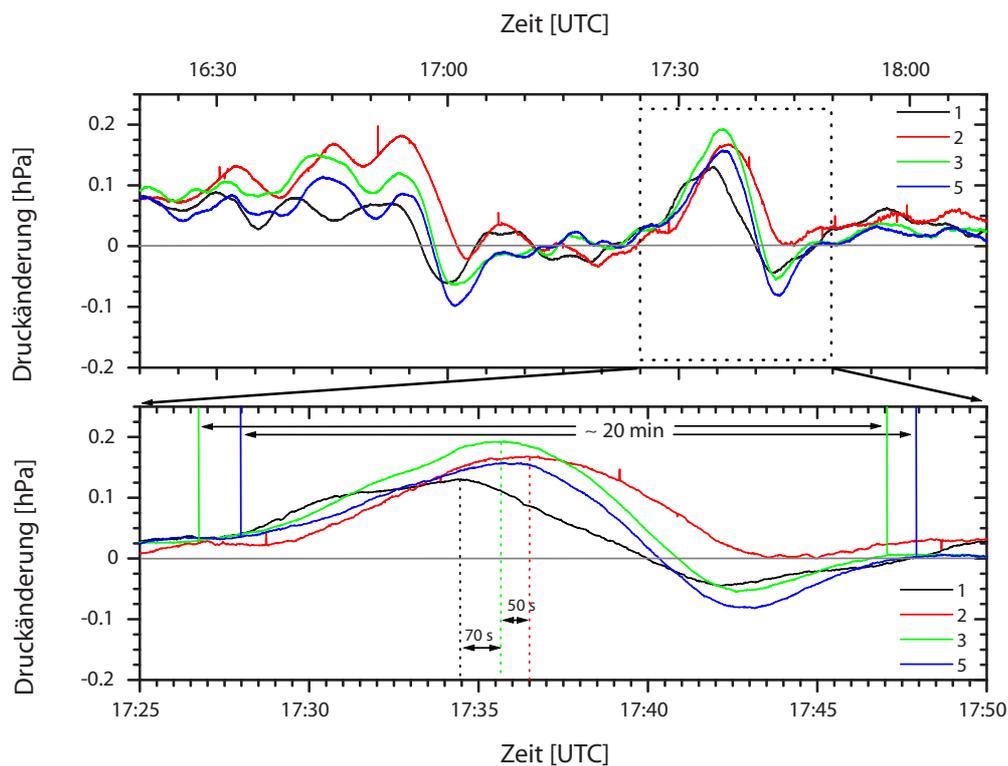


Abbildung 35: Oberes Bild: Druckmessung an vier Stationen nahe Lindenberg am Abend des 21. November 2003. Unteres Bild: Ausschnitt des Wellenzugs, der über Leipzig zur Wolkenbildung führte.

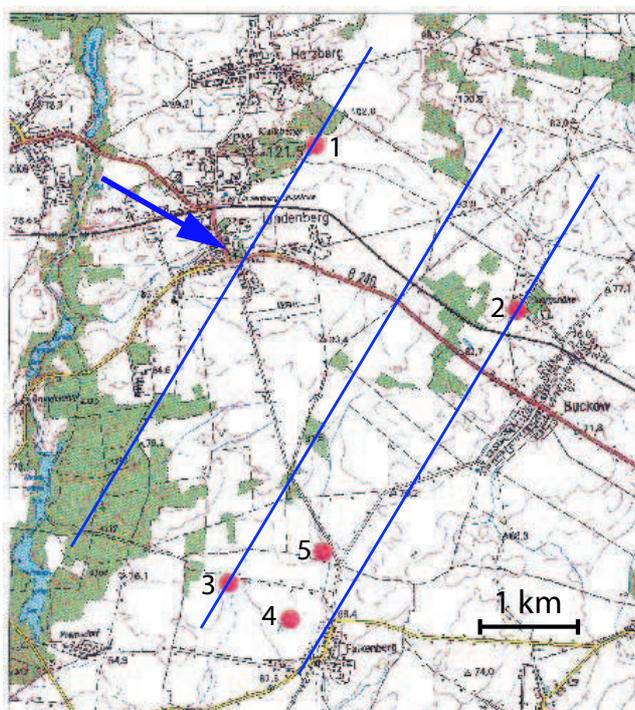


Abbildung 36: Übersicht über die Positionen der Mikrobarographen (rote Punkte). Eingezeichnete blaue Linien zeigen die Lage der Wellenfront an. Der blaue Pfeil kennzeichnet die Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle.

### 5.2.2 Berechnungen zur Schwerewelle

Interne Schwerewellen breiten sich in einer x-z-Ebene aus. Im Gegensatz zu anderen Wellentypen haben sie eine vertikale Komponente. Interne Schwerewellen können auf vielfältige Weise initiiert werden. Ein Beispiel ist die Überströmung einer Gebirgskette, bei der sich bei stabiler Schichtung Leewellen ausbilden können.

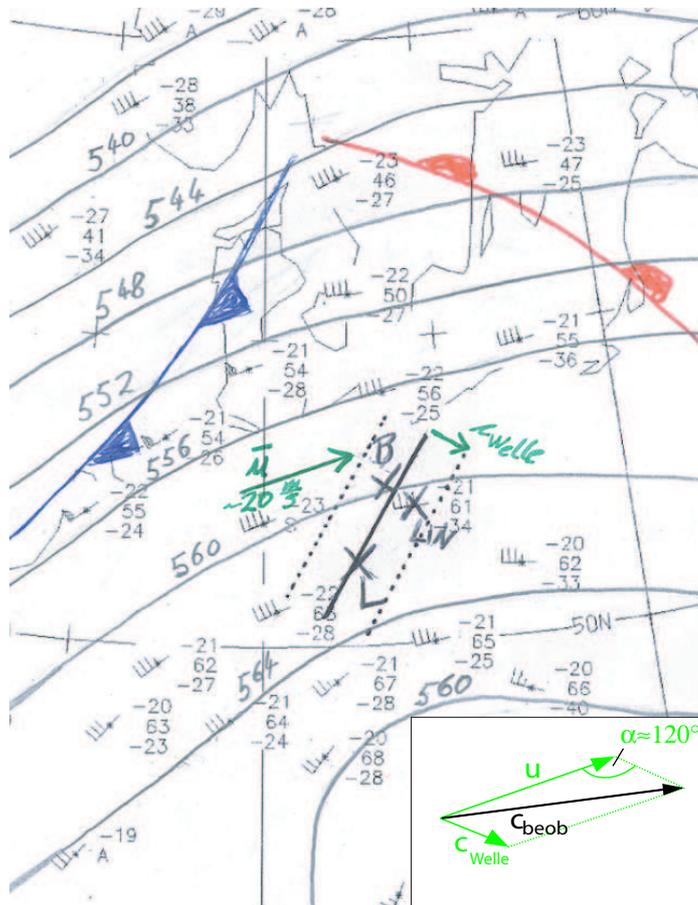


Abbildung 37: Ausschnitt aus einer Eigenanalyse des 500-hPa-Niveaus von 12 UTC. Dargestellt sind Isohypsen im Abstand von 4 gpm. Die drei Kreuze kennzeichnen die Stationen Berlin-Dahlem (B), Leipzig (L) und Lindenberg (LIN). Schwarze Linien kennzeichnen die Lage der Wellenfront. Zum Vergleich ist die Lage der Bodenfronten um 12 UTC eingezeichnet.

Um den in Abb. 36 eingezeichneten Wellenzug besser in das großräumige Strömungsbild einordnen zu können, wurde eine Analyse des 500-hPa-Niveaus von 12 UTC durchgeführt. In Abb. 37 ist das Ergebnis dieser Analyse dargestellt. Die Stationsmeldungen der Windgeschwindigkeiten sowie der Windrichtung in dieser Abbildung waren bis zum Abend des 21. November für einen großen Höhenbereich von etwa 2 bis 7 km konstant, wie Radiosondenaufstiege in Lindenberg und Oppin zeigten. Der Wind wehte mit knapp 20 m/s (Grundstrom  $\bar{u}$ ) aus West-Südwest. In der Abbildung sind zusätzlich noch die Lage der Wellenfront eingezeichnet sowie die drei Punkte Berlin (B), Leipzig

(L) und Lindenberg (LIN). Der Zeitpunkt, zu dem die Welle Leipzig überquerte (17:15-17:20 UTC) ist als durchgezogene schwarze Linie dargestellt. Die Wellenfront verlief parallel zur Kaltfront und breitete sich senkrecht dazu aus. Um die Phasengeschwindigkeit der Welle relativ zum Grundstrom  $\bar{u}$  berechnen zu können, benötigt man die Frequenz, mit welcher die Welle schwingt. Diese lässt sich aus der Dispersionsrelation für interne Schwerewellen berechnen:

$$\omega = Nk/|\vec{K}| \quad \text{mit} \quad \vec{K} = \begin{pmatrix} k \\ m \end{pmatrix}, \quad (39)$$

wobei  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz ist und  $\vec{K}$  der Wellenzahlvektor. Die Wellenzahlen  $k$  (horizontale Komponente) und  $m$  (vertikale Komponente) sind definiert als

$$k = 2\pi/\lambda_x \quad \text{und} \quad m = 2\pi/\lambda_z, \quad (40)$$

mit der horizontalen bzw. vertikalen Wellenlänge  $\lambda_x$  bzw.  $\lambda_z$ . Die Phasengeschwindigkeit (relativ zum Grundstrom) in horizontaler und in vertikaler Richtung berechnet sich nach

$$c_h = \omega/k \quad \text{und} \quad c_v = \omega/m. \quad (41)$$

Aus der Lidarmessung in Leipzig lässt sich anhand von Abb. 34 (oben) zwischen etwa 3 und 5 km Höhe eine Neigung der Linien konstanter Phasen bezüglich der vertikalen erkennen. Eine solche Neigung der Phasen ist ein Hinweis auf vertikal propagierende Wellen. Aus dieser Abbildung lässt sich somit direkt die vertikale Wellenlänge  $\lambda_z$  mit etwa 5 km ablesen. Dieser abgelesene Wert ist allerdings nur für den Höhenbereich 3 bis 5 km gültig. Schwerewellen sind nicht homogen und so werden sehr häufig vor allem Änderungen in der vertikalen Wellenlänge mit der Höhe beobachtet (Blum et al. 2004). Aber auch die Brunt-Väisälä-Frequenz ist nicht konstant (Tsuda et al. 2004), da sie ja ein Maß der Stabilität der Atmosphäre darstellt und somit direkt vom Temperaturgradienten abhängt. Um die horizontale Wellenlänge zu berechnen, wurden die Daten des Schwerewellenmessnetzes in Lindenberg benutzt. Aus den in Abb. 35 (unten) dargestellten Stationsmesswerten ließ sich aus den Entfernung zwischen den Messpunkten, unter Einbeziehung der Bewegungsrichtung der Welle, eine Geschwindigkeit von etwa 25 m/s berechnen. Diese entspricht aber nicht der realen horizontalen Phasengeschwindigkeit  $c_h$  der Welle, denn die aus den Stationsdaten bestimmte Geschwindigkeit ist noch vom Grundstrom  $\bar{u}$  überlagert. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 37 unten rechts dargestellt. Aus dieser Verlagerungsgeschwindigkeit kann man aber bereits darauf schließen, dass sich die Welle in Richtung Ost-Südost, senkrecht zur Wellenfront, ausgebreitet haben muss, da der Grundstrom nur mit einer Geschwindigkeit von 20 m/s aus WSW-Richtung wehte, die beobachtete Wellengeschwindigkeit aber höher war. Weiter lässt sich die Periodendauer mit etwa 20 Minuten ablesen. Aus der beobachteten Geschwindigkeit und der Periodendauer ergibt sich für die horizontale Wellenlänge  $\lambda_x \approx 30$  km. Da die aus den Bodendruckdaten vom LIM, aus Berlin-Dahlem und der Lidarmessung in Abb. 34 abgeschätzten Perioden der Welle auch etwa 20 Minuten betragen, ist es nahe liegend, den Wellenzug bezüglich der horizontalen Wellenlänge als homogen anzusehen.

Tabelle 9: Parameter der beobachteten Schwerewelle.

$\omega$	$1.6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
$t$	65 min
$\lambda_x (k)$	30 km ( $0.21 \text{ km}^{-1}$ )
$\lambda_z (m)$	5 km ( $1.26 \text{ km}^{-1}$ )
$c_h$	7.6 m/s
$c_v$	1.3 m/s

Aus den nun bekannten Wellenlängen lässt sich nach Gl. (39) die Frequenz der Welle berechnen. Die Brunt-Väisälä-Frequenz in der Troposphäre beträgt im Mittel  $1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Die Frequenz der Welle ist somit  $\omega = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , woraus sich die tatsächliche Periodendauer zu  $t = 65 \text{ min}$  ergibt. Die Phasengeschwindigkeit in horizontaler und vertikaler Richtung ergibt sich nach Gl. (41) und ist  $c_h = 7.6 \text{ m/s}$  bzw.  $c_v = 1.3 \text{ m/s}$ . Unter Verwendung des Kosinussatzes ist es möglich, aus  $\bar{u}$  und  $c_h$  die vom Grundstrom überlagerte Phasengeschwindigkeit  $c_{\text{beob}}$  zu berechnen (s. Abb. 37 unten rechts). Aus dieser Überlegung heraus erhält man  $c_{\text{beob}} \approx 24.5 \text{ m/s}$ . Alle wichtigen Parameter der Welle sind noch einmal in Tab. 9 zusammengestellt.

Der Phasengeschwindigkeitsvektor und der Gruppengeschwindigkeitsvektor stehen bei internen Schwerewellen senkrecht aufeinander. Die Wellenausbreitung erfolgt immer senkrecht zu den Linien gleicher Phase. Wie bereits erwähnt, sind die Phasenlinien im Höhenbereich von 3 bis 5 km bezüglich ihrer Vertikalen nach Westen geneigt (vgl. Abb. 34). Der Umstand, dass sich die Energie in Wellen immer mit der Gruppengeschwindigkeit ausbreitet, führt dazu, dass die Energieausbreitung senkrecht zur Ausbreitung der Welle erfolgt (Holton 1992).

Der Phasengeschwindigkeitsvektor ist gegeben durch:

$$\vec{c} = \frac{Nk}{|\vec{K}|^3} \begin{pmatrix} k \\ m \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Der Vektor der Gruppengeschwindigkeit interner Schwerewellen ist:

$$\vec{c}_g = \frac{Nm}{|\vec{K}|^3} \begin{pmatrix} m \\ -k \end{pmatrix}. \quad (43)$$

Nach Gl. (43) muss die Wellenenergie im Höhenbereich zwischen 3 und 5 km also Richtung Erdoberfläche transportiert worden sein, da  $m, k > 0$  ist. Die räumliche Ausbreitung der Welle erfolgt demzufolge in OSO-Richtung vertikal nach oben (vgl. Tab. 9).

### 5.2.3 Analyse der Lidar-Temperaturmessung

Aus den Lidardaten wurden zwei Temperaturprofile bestimmt. Eines vor und eines nach dem Wellendurchgang. Im linken Teil von Abb. 38 sind diese dargestellt. Im Fall des ersten Profils wurden die Signale über 35 Minuten gemittelt. Das zweite Profil

basiert auf über 30 Minuten gemittelten Signalen. Die Signale wurden in beiden Fällen über 1200 m vertikal geglättet. Die Fehler durch die Signalstatistik stiegen so bis in 5 km Höhe nicht über 1.5 K. Für die Kalibrierkonstanten wurden  $A=345.166$  K und  $B=-0.6378$  verwendet. Als Vergleich ist die Radiosonde von 12 UTC von Oppin dargestellt. Dieses Sondenprofil zeigt etwa alle 400 m einen Temperaturwert. Dieser sehr glatte Temperaturverlauf zum Zeitpunkt der Radiosonde kann als noch ungestört betrachtet werden. Das Oppin-Profil dient in den nachfolgenden Betrachtungen als Referenzprofil. Nachdem die Welle über den Lidarstandort hinweggezogen war, wurden deutlich niedrigere Temperaturen zwischen 2200 und 3800 m Höhe festgestellt. Inwieweit die Temperaturänderung auf die Welle zurückzuführen ist, wurde rechnerisch abgeschätzt. Dazu wurde zunächst aus Abb. 34 (oben) die Hebung und die Senkung des Luftvolumens abgeschätzt. Aufgrund einer an diesem Tag über Deutschland befindlichen Saharastaubschicht konnte man anhand der Strukturen die Auslenkung der Luftpakete gut nachverfolgen (Ansmann et al. 2004). Auf Basis dieser Abbildung konn-

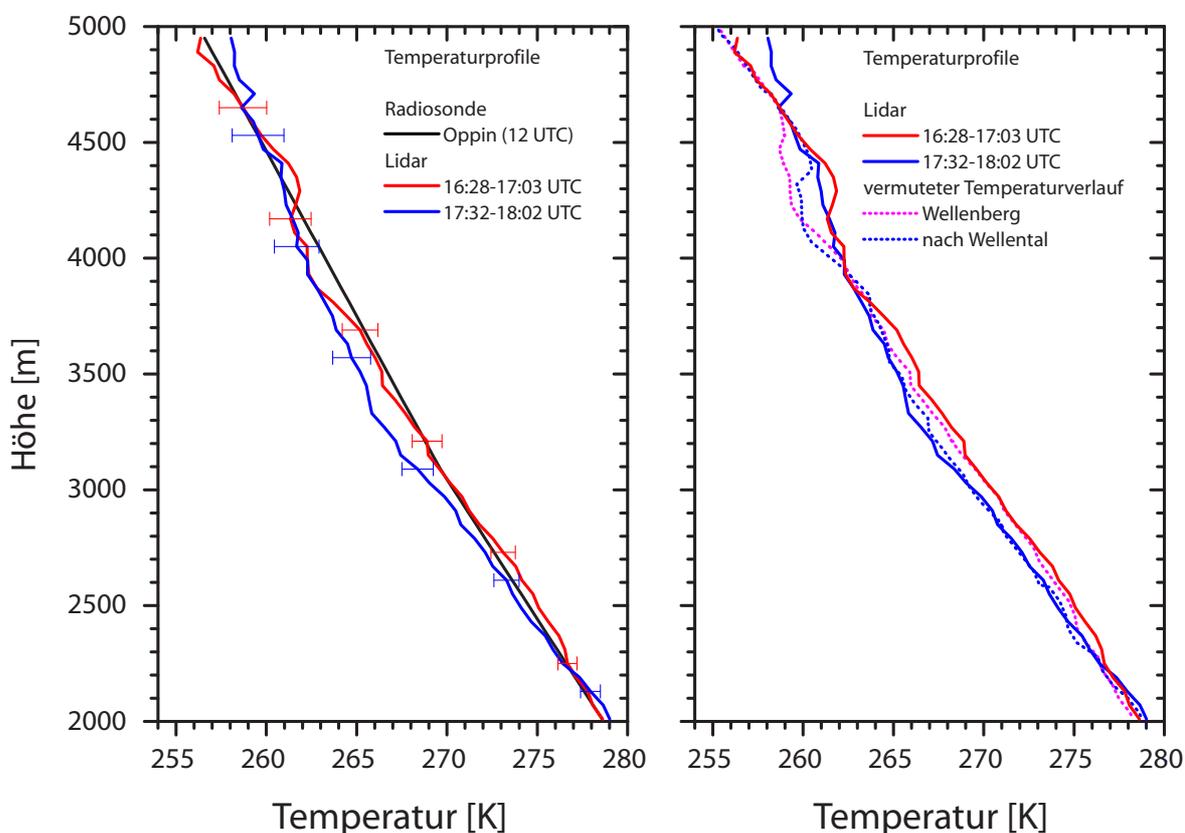


Abbildung 38: Links: Vom Lidar gemessene Temperaturprofile am Anfang (35 min, rot) und zum Ende der Messung (30 min, blau) und das Radiosondenprofil von Oppin von 12 UTC. Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler. Rechts: Lidar-Temperaturprofile (durchgezogene Linien) und rechnerisch abgeschätzte Temperaturprofile (gestrichelte Linien) auf Basis des Lidarprofils von 16:28–17:02 UTC. Die Lidarsignale wurden über 1200 m vertikal geglättet.

ten die in Tab. 10 dargestellten Temperaturänderungen für bestimmte Höhenintervalle berechnet werden. Für vertikale Luftbewegungen, bei denen es zu keiner Wolkenbildung kam, wurde der trockenadiabatische Temperaturgradient von 1 K/100 m benutzt und für Hebungs- und Absinkprozesse in Zusammenhang mit Wolken wurde ein feuchtadiabatischer Temperaturgradient von 0.65 K/100 m angenommen. Die Höhenbereiche in Tab. 10 kennzeichnen das Ausgangsniveau vor dem Beginn der Hebung bzw. des Absinkens. Abbildung 34 (oben) zeigt in der Zeit von etwa 17:20 bis 17:25 UTC zwischen 3.5 und etwas über 4 km Höhe einen sehr kräftigen Absinkvorgang. Bei einem zu schnellen Absinken hat das Luftpaket einen Geschwindigkeitsüberschuss. Das führt dazu, dass das Gleichgewichtsniveau nicht gehalten werden kann. Deshalb sinkt das Luftpaket noch etwas weiter ab. Es entsteht ein Wellental. Von diesem Wellental aus setzt wieder leichte Hebung ein, bis ein Gleichgewichtspunkt erreicht ist. Das ist auch in den Druckdaten von Lindenberg in Abb. 35 zu sehen. Der Endzustand ist daher nicht schon 17:25 UTC erreicht, sondern erst 10 Minuten später, als ein stabiles Niveau erreicht wurde und es keine signifikanten Auf- und Abwärtsbewegungen mehr gab.

Tabelle 10: Temperaturänderung während der Hebung (oben) und des Absinkens (unten).

Höhenbereich [km]	Hebung [m]		$\Delta T$ [K/100m]
	trockenadiabatisch	feuchtadiabatisch	
2.0–2.6	200	-	-2
2.6–3.6	300	-	-3
3.6–3.7	200	100	-2.65
3.7–4.3	300	-	-3
4.3–4.4	200	100	-2.65
4.4–5.0	300	-	-3
	Absinken [m]		
< 2.7	-	-	0
2.7–3.7	-100	-	+1
3.7–3.8	-	-150	+1
3.8–4.0	-150	-	+1.5
4.0–4.5	-	-200	+1.3
4.5–5.0	-100	-	+1

Im rechten Teil der Abb. 38 sind die vom Lidar gemessenen Profile des Anfangs- und des Endzustands (16:28–17:03 bzw. 17:32–18:02 UTC) sowie die berechneten Profile bei maximaler Hebung und nach dem Absinken dargestellt. Dabei wurde vom Anfangsprofil (16:28–17:03 UTC) ausgegangen. Die Fehlerbalken der Temperaturprofile sind in dieser Darstellung zur besseren Übersichtlichkeit nicht mit eingezeichnet. Das Profil der abgeschätzten Temperatur (blau punktierte Linie) sollte mit dem nach dem Wellendurchgang gemessenen Profil (blaue Linie) übereinstimmen. Unterhalb von 4 km sind die Verläufe auch ähnlich. Zwischen 4 und 4.5 km sind allerdings große Abweichungen

von über 1 K sichtbar. Das kann teilweise an einem falsch angenommenen feuchtadiabatischen Temperaturgradienten liegen, der für die Höhen um 3–5 km nicht mehr gültig ist. Der feuchtadiabatische Temperaturgradient wird nämlich mit zunehmender Höhe immer kleiner. Für niedrigere Temperaturen nähert er sich aber immer mehr dem trockenadiabatischen Temperaturgradienten an (Liljequist 1974). Geht man zusätzlich noch davon aus, dass die Wolken zum Teil aus Eiskristallen bestanden, dann muss der feuchtadiabatische Temperaturgradient leicht höhere Werte angenommen haben.

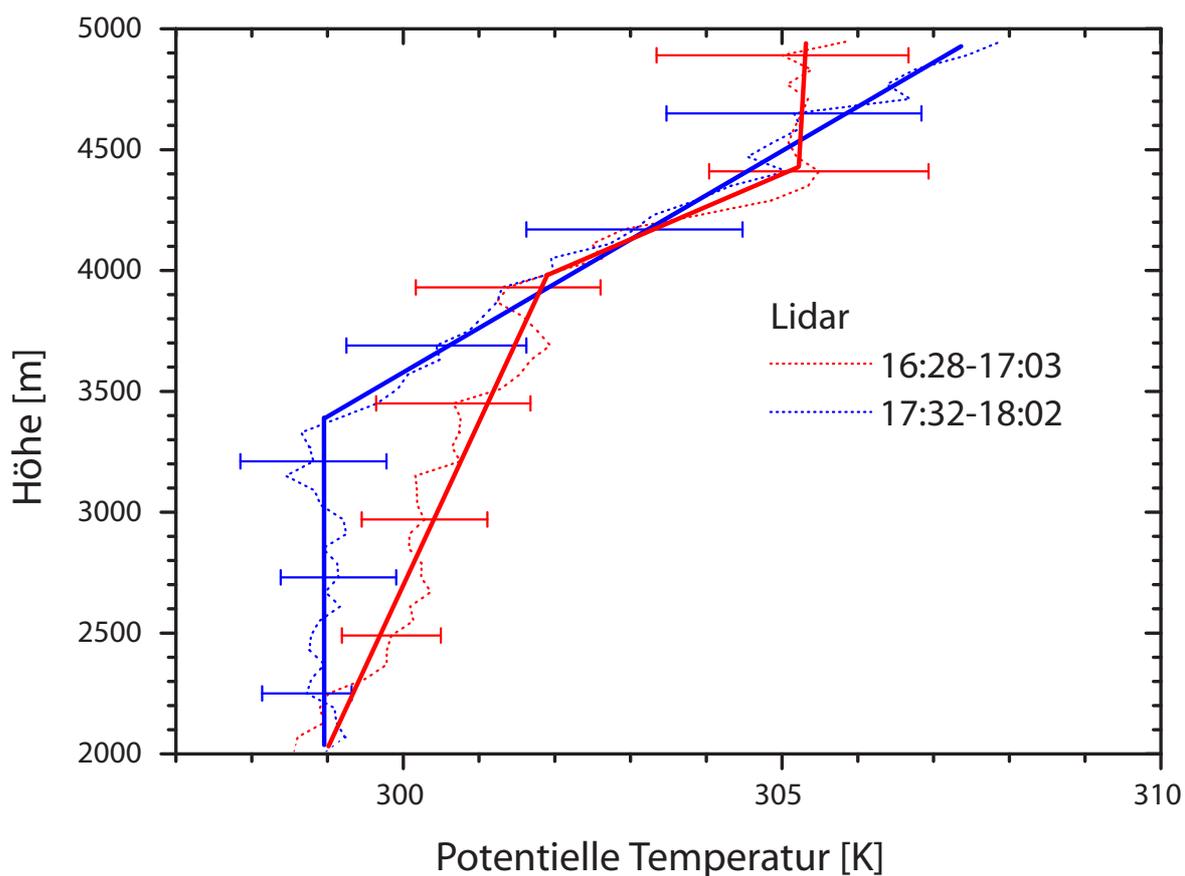


Abbildung 39: Potentielle Temperatur berechnet aus den vom Lidar gemessenen Profilen (punktierte Linien). Durchgezogene Linien geben den mittleren Verlauf der potentiellen Temperatur wieder. Die Fehlerbalken zeigen den Fehler der potentiellen Temperatur.

Abbildung 39 zeigt die Profile der potentiellen Temperatur vor und nach dem Wellendurchgang. Man sieht, dass die potentielle Temperatur am Anfang des Messzeitraums überwiegend mit der Höhe zugenommen hat, also stabile Bedingungen vorgeherrscht haben. Zum Ende der Messperiode wurde die Atmosphäre unterhalb von 3500 m labilisiert. Über dieser Höhe herrschten dann wieder stabile Bedingungen vor.

Abbildung 40 stellt die potentielle Energie pro Volumen dar. Diese wurde nach der Gleichung für die potentielle Energie pro Masse

$$E_p(z) = \frac{1}{2} \left( \frac{g}{N} \right)^2 \overline{\left( \frac{T'(z)}{T_0(z)} \right)^2} \quad (44)$$

berechnet (Tsuda et al. 2004).  $N$  und  $g$  sind die Brunt-Väisälä-Frequenz und die Schwebeschleunigung.  $T_0(z)$  ist das mittlere Temperaturprofil und  $T'(z)$  ist die Abweichung vom mittleren Temperaturprofil. Multipliziert man diese Energie mit der höhenabhängigen Dichte  $\rho(z)$ , so erhält man die potentielle Energie pro Volumen  $\rho E_p$ . Diese Energiedichte ist ein Maß für die verfügbare potentielle Energie in Schwerewellen. Bleibt die Energie in einer Welle erhalten, so ist  $\rho E_p$  mit der Höhe konstant. Für das mittlere Temperaturprofil  $T_0(z)$  wurde das Radiosondenprofil von 12 UTC der Station Oppin verwendet. Auf Basis dieser Temperaturen wurden dann zu den zwei Zeitpunkten der Lidarprofile (s. Abb. 38, links, rote und blaue Linie) und dem abgeschätzten Profil zum Zeitpunkt des Wellenbergs (s. Abb. 38, rechts, rosa gepunktete Linie) die Temperaturabweichungen  $T'(z)$  bestimmt. Daraus konnte schließlich die potentielle Energie nach Gl. (44) berechnet werden. Die Dichte  $\rho(z)$  wurde aus dem Temperaturprofil der Radiosonde berechnet. Im linken Teil der Abb. 40 sind die entsprechenden Profile der potentiellen Energie dargestellt. Zwischen 16:28 und 17:03 UTC gab es in der Höhe von etwa 4 km ein kleines Maximum der potentiellen Energie. Zwischen 17:32 und 18:02 UTC lag dieses Maximum etwa 500–600 m tiefer. Die gemittelte Energie zeigt einen nicht ganz gleichmäßigen Verlauf im Höhenbereich von 3.2–4 km. Zwischen 3.5 und 3.8 km ist die Energie merklich niedriger. Eine Energiesenke in dieser Höhe erscheint allerdings unbegründet, da die Welle durchgehend in einem Höhenintervall von etwa 3–5 km beobachtet wurde (vgl. Abb. 34 (oben)). Zieht man das Temperaturprofil nach der Hebung mit in Betracht, so erhält man als Ergebnis einen Bereich von 3.2–4.4 km, in dem die Wellenenergie konstant verläuft. Unterhalb von 3.2 km und oberhalb von 4.3 km fällt die Energie schnell ab. Aus den Druckdaten von Lindenberg konnte nach dem Durchgang dieses Wellenzugs keine weitere Wellenaktivität am Boden mehr beobachtet werden (hier nicht gezeigt). Es ist demnach nahe liegend, dass die Bedingungen für die Ausbreitung von Schwerewellen nicht mehr gegeben waren.

Ein Maß für die Durchlässigkeit der Atmosphäre für Schwerewellen ist die maximale vertikale Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  (Fritts 1984). Diese ist proportional zur Differenz der horizontalen Windgeschwindigkeit in Richtung der Wellenausbreitung und der horizontalen Phasengeschwindigkeit der Welle. In Abb. 41 sind die maximalen vertikalen Wellenlängen über einen Zeitraum von fünf Stunden in Abhängigkeit von der Höhe aufgetragen. Vom Meteorologischen Observatorium Lindenberg wurden für diesen Messtag Daten des Windprofilers zur Verfügung gestellt. Diese Daten waren räumlich mit 150 m aufgelöst und lieferten Informationen über die horizontale Windgeschwindigkeit. Die schwarze senkrechte Linie zeigt die aus den Lidardaten abgelesene vertikale Wellenlänge von  $\lambda_z=5$  km (s. Abb. 34 (oben)). Die Abbildung zeigt, dass bereits ab 17 UTC Wellen mit einer vertikalen Wellenlänge von 5 km nur noch in einem Höhenbereich von 3 bis 4.3 km existieren konnten. Darüber und darunter konnten sich demnach keine Wellen mit der beobachteten vertikalen Wellenlänge mehr ausbreiten. Nimmt man an, dass in Leipzig zur selben Zeit ähnliche Verhältnisse bezüglich des Windfelds vorherrschten, so lässt sich der Abfall der potentiellen Energie unterhalb von 3.2 km und oberhalb von 4.3 km in Abb. 40 nun erklären. Die Energie zeigt genau in dem Höhenintervall, von etwa 3.2

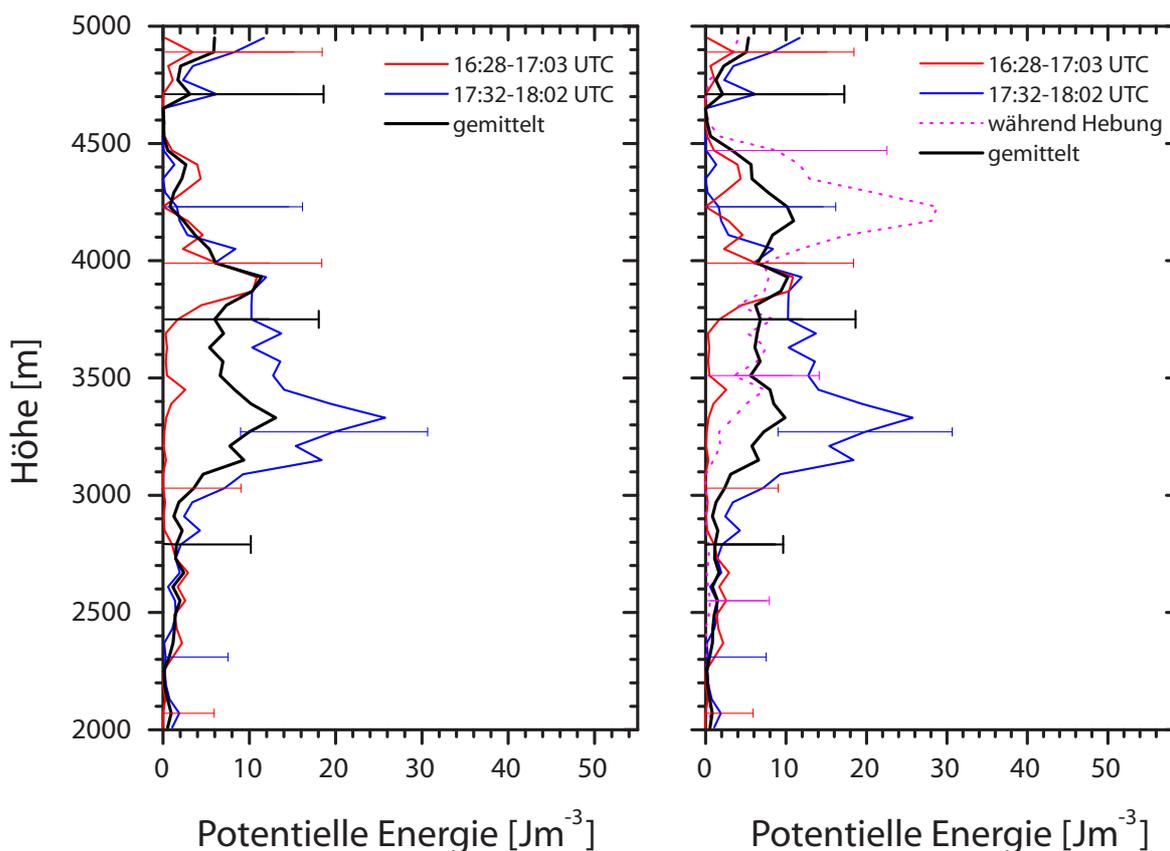


Abbildung 40: Potentielle Energie der Welle pro Volumen berechnet aus den Lidar-Temperaturprofilen ohne (links) und mit Berücksichtigung (rechts) des Zeitraums, in dem Hebung stattfand. Die schwarze Linie gibt den Mittelwert an.

bis 4.3 km, einen konstanten Verlauf, in dem die Welle laut Abb. 41 gerade noch existieren konnte. Der konstante Verlauf der potentiellen Temperatur unterhalb von 3.5 km in Abb. 39 nach dem Wellendurchgang lässt vermuten, dass die Welle gebrochen ist. Beim Brechen einer Welle in der Atmosphäre setzt starke vertikale Durchmischung ein, was beispielsweise am Verlauf der potentiellen Temperatur zu erkennen ist. Abbildung 42 zeigt einzelne Profile des entfernungskorrigierten elastischen Rückstreusignals in Abständen von etwa 30 Minuten. Die Schicht erhöhter Rückstreusignale zwischen 3 und 3.5 km hat sich nach dem Wellendurchgang vollständig aufgelöst, was auf kräftige Durchmischung unterhalb von 3.5 km hindeutet.

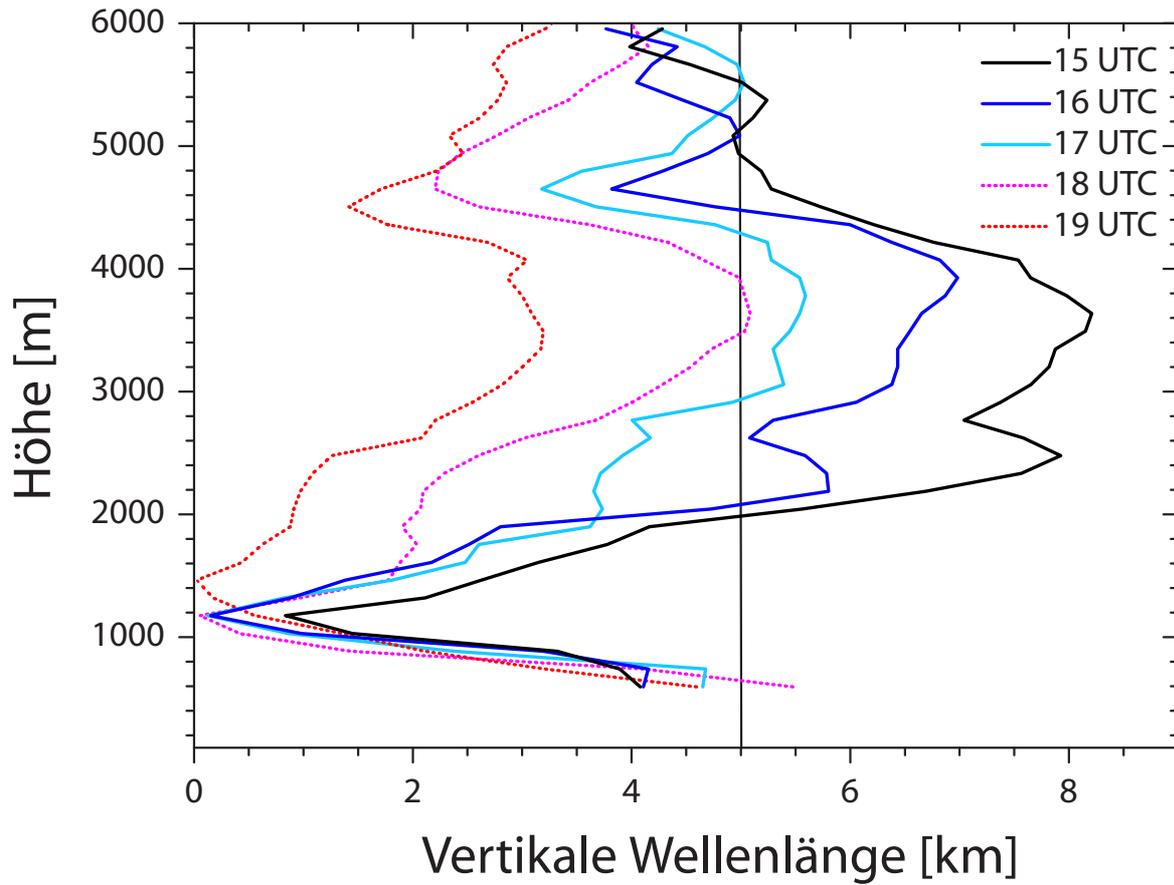


Abbildung 41: Maximal mögliche vertikale Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  in Richtung der Wellenausbreitung berechnet aus Windprofiler-Daten von Lindenberg. Die senkrechte Linie bei 5 km kennzeichnet die aus der Lidarmessung abgelesene Wellenlänge.

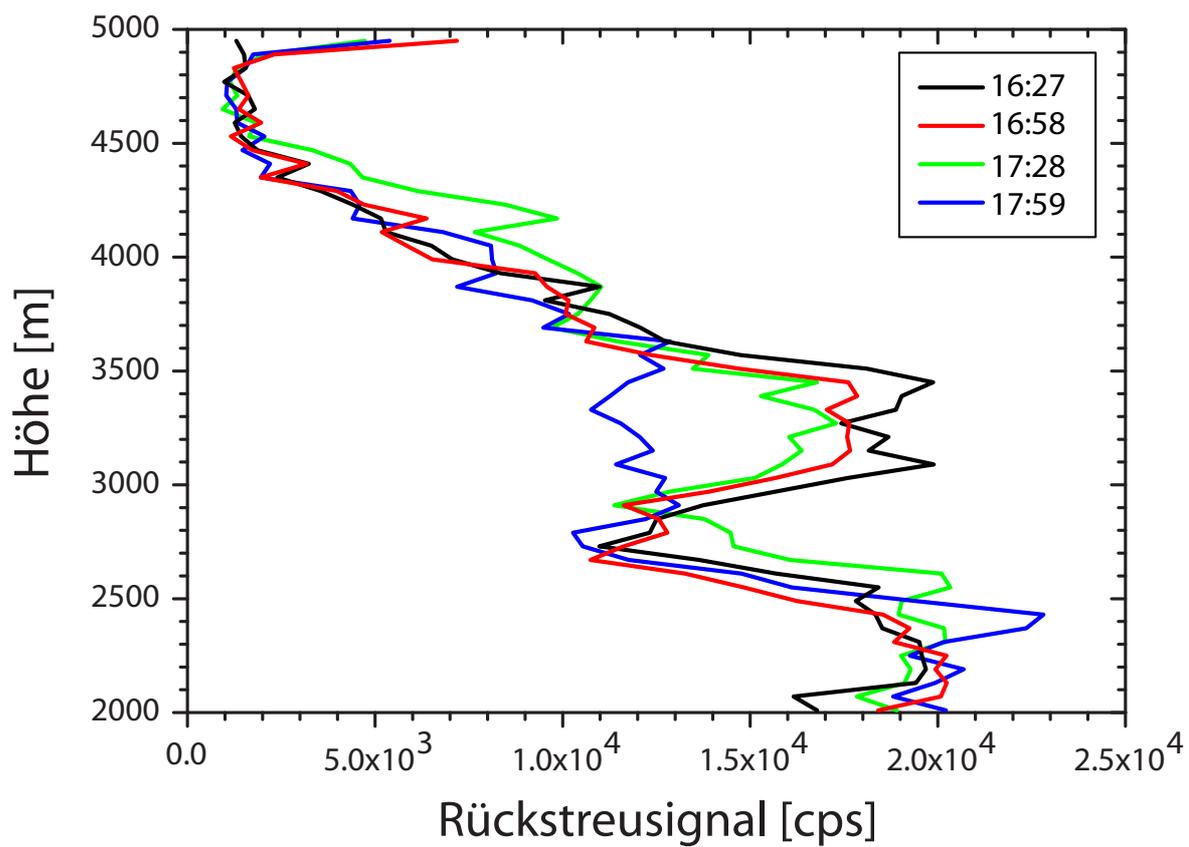


Abbildung 42: Rückstreuprofile des entfernungskorrigierten elastischen Signals bei 1064 nm. Zeitliche Auflösung der Profile: 30 s, räumliche Auflösung: 60 m.

## 6 Zusammenfassung

Das IFT-Raman-Lidar wurde in den letzten acht Jahren in Zusammenarbeit mit dem Institut für Atmosphärische Optik in Tomsk/Russland zur Messung von atmosphärischen Temperaturprofilen erweitert. Durch den Einsatz eines Fabry-Perot-Interferometers wird der Tageslichthintergrund zwischen den einzelnen Rotations-Ramanlinien unterdrückt. Das ermöglicht auch Temperaturmessungen am Tag. In dieser Arbeit wurde das Potential des Systems aufgezeigt.

Nach der Diskussion der theoretischen Grundlagen im ersten Kapitel und der Beschreibung des Systems im zweiten Kapitel wurde gezeigt, wie sich die Lidarsignale kalibrieren lassen. Dabei wurde festgestellt, dass die Verwendung eines Einzellinienansatz zur Bestimmung der Temperatur-Kalibrierkonstanten ausreicht. Anschließend wurden mögliche Fehlerquellen besprochen und die Bestimmung einer Korrekturfunktion für das Nahfeldteleskop beschrieben, mit welcher systematische Einflüsse auf das Temperaturprofil korrigiert werden können. Bei Anwendung dieser Korrektur sind schon ab 200 m Höhe Aussagen über den Temperaturverlauf möglich. Nachfolgend wurde das zeitliche Auflösungsvermögen des Lidars in Abhängigkeit des statistischen Temperaturfehlers untersucht. Diese Betrachtung zeigte, dass für mit dem Nahfeldteleskop durchgeführte Messungen lange Mittelungszeiten von wenigstens zwei Stunden nötig sind, um eine ausreichend große statistische Sicherheit ( $\Delta T \approx 1$  K in etwa 1 km Höhe) der Lidarsignale gewährleisten zu können. Diese Notwendigkeit zu langen Mittelungszeiten ist auf die Größe des Teleskops zurückzuführen. Der Tageslichthintergrund spielt dabei für das kleine Teleskop keine große Rolle. Bei Messungen in der Nacht sind daher keine zeitlich höher aufgelösten Messungen realisierbar. Die Möglichkeit der Messung von Temperaturprofilen ab etwa 200 m Höhe mit diesem Teleskop gestattet es allerdings, die Grenzschicht- und Temperaturentwicklung bereits in den frühen Morgenstunden zu studieren. Bei Benutzung des großen 1-m-Teleskop sind während der Nacht wesentlich geringere Mittelungszeiten nötig. Bei Messungen am Tag war der Einfluss des Tageslichthintergrunds deutlich zu erkennen. Auf Messungen mit dem großen Teleskop im Bereich der Grenzschicht wurde in dieser Arbeit verzichtet, da die Temperaturen im gesamten interessierenden Höhenbereich (bis etwa 1.5 km Höhe) durch den Nahfeld-effekt beeinflusst sind. Der größte Einfluss auf den statistischen Temperaturfehler bei Messungen am Tag wird durch eine höhere vertikale Glättung erreicht.

Zwei Fallbeispiele unterschiedlicher Grenzschichtentwicklungen mit und ohne Wolkenbildung wurden in dieser Arbeit diskutiert. Am 6. September 2004 (Hochdruckeinfluss, trockene Konvektion) verlief die Temperaturentwicklung hinsichtlich der Erwärmung relativ gleichmäßig. Hier musste eine nächtlich ausgebildete Inversion in 200 m Höhe erst durchbrochen werden, bevor die Erwärmung sich bis in größere Höhen fortsetzen konnte. Bis zum frühen Nachmittag wurde im gesamten Grenzschichtbereich bis in 1.5 km Höhe ein nahezu trockenadiabatischer Temperaturgradient beobachtet. Oberhalb von 1.5 km befand sich eine Inversion, die im gesamten Tagesverlauf nicht durchbrochen wurde. Die Grenzschichtdicke stieg bis 15 UTC noch etwas an. Mit abnehmendem Sonnenstand wurden am späten Nachmittag von unten her wieder zunehmend stabile Verhältnisse beobachtet. Im Fall des 3. August 2004 (Tiefdruckeinfluss) verlief die Entwicklung schneller. Die fehlende bodennahe Inversion bewirkte eine schnelle Erwär-

mung der untersten Luftschichten. Der hohe Feuchtegehalt der Luft führte an diesem Tag früh zu konvektiver Wolkenbildung. Profile der äquivalent-potentiellen Temperatur zeigten bereits am späten Vormittag labile Verhältnisse an. Die Grenzschicht erstreckte sich nach durchgreifender Labilisierung bis in eine Höhe von 3 km.

Eine am 21. November 2003 mit dem Lidar beobachtete Schwerewelle über Leipzig konnte mit Hilfe der Lidardaten und der Daten eines Schwerewellenmessnetzes in der Nähe des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg genau charakterisiert werden. Es wurde eine ost-südostwärts gerichtete Ausbreitungsrichtung der Welle mit vertikal west-nordwestwärts geneigten Phasenlinien festgestellt. Aus den Lidar-Rückstreusignalen konnte unter anderem eine Aussage über die Hebung und die Absenkung der Luft während des Wellendurchgangs gemacht werden. Zur Untersuchung der Schwerewelle wurden Temperaturprofile mit 30 bzw. 35 Minuten Auflösung berechnet. Die statistischen Fehler stiegen für eine vertikale Glättungslänge von 1200 m bis in 5 km Höhe nicht über 1.5 K und blieben unterhalb von 3.5 km kleiner als 1 K. Die berechneten Lidar-Temperaturprofile zeigten unterschiedliche Verläufe vor und nach dem Wellendurchgang. Die Betrachtung der potentiellen Energie des beobachteten Wellenzugs zeigte in einem Höhenbereich von etwa 3 bis 4.5 km im Mittel Werte von  $8 \text{ Jm}^{-3}$  mit einem wenig mit der Höhe variierenden Verlauf. Darunter und darüber fiel die potentielle Energie auf Werte um Null ab. Diese Energieverteilung konnte mit Windprofiler-Daten des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg in Verbindung gebracht und erklärt werden. Die Vermutung eines Wellenbruchs konnte anhand des Verlaufs der potentiellen Temperatur, die nach dem Wellendurchgang unterhalb von 3.5 km wesentlich labilere Verhältnisse als zuvor anzeigte, und der beobachteten Auflösung einer Aerosolschicht zwischen 3 und 3.5 km Höhe bekräftigt werden.

Anhand der Fallbeispiele konnten die Möglichkeiten des IfT-Raman-Lidar aufgezeigt werden. Ungünstige Abbildungseigenschaften des großen Teleskops grenzen die maximal mögliche zeitliche Auflösung, mit der Temperaturprofile bestimmt werden können, stark ein. Für die Zukunft ist die Anschaffung eines neuen großen Teleskops mit besseren Abbildungseigenschaften geplant. Desweiteren ist der Einsatz neuer Photomultiplier mit höherer Quanteneffizienz sowie der Einbau neuer Gitter in den Doppelgitter-Monochromator vorgesehen. Damit werden in Zukunft Temperaturmessungen mit einer zeitlichen Auflösung von 10 bis 15 Minuten in der freien Troposphäre möglich sein. Die Messungen mit dem kleinen Teleskop werden im Wesentlichen durch die kleine Teleskopfläche begrenzt. Der Einsatz eines größeren Teleskops (z.B. 20 cm Durchmesser) würde hier ebenfalls zu einem höheren Auflösungsvermögen beitragen. Dabei ist jedoch ein Kompromiss zwischen möglichst großer Teleskopfläche und guter Abbildungsqualität im Nahfeld zu finden. Hochaufgelöste Messungen für Grenzschichtstudien mit Integrationszeiten von weniger als einer Stunde sind daher nur schwer realisierbar. Um in diesem Bereich Temperaturmessungen mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung vornehmen zu können, sind abtastende Systeme mit großen Teleskopen (ab etwa 50 cm Durchmesser) geeignet. Ein solches System existiert am IfT auf Basis eines Container-Lidars (Althausen et al. 2000), welches ab dem Frühjahr 2005 auch für Messungen von Temperaturprofilen einsetzbar ist.



## Literatur

- Althausen et al. 2000** ALTHAUSEN, D. ; MÜLLER, D. ; ANSMANN, A. ; WANDINGER, U. ; HUBE, H. ; CLAUDER, E. ; ZÖRNER, S.: Scanning 6-Wavelength 11-Channel Aerosol Lidar. In: *J. Atmos. and Oceanic Technol.* 17 (2000), S. 1469–1482
- Ansmann et al. 1998** ANSMANN, A. ; ARSHINOV, Y. ; BOBROVNIKOV, S. ; MATTIS, I. ; SERIKOV, I. ; WANDINGER, U.: Double grating monochromator for a pure rotational Raman-lidar. In: *5th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Proc. SPIE 3583* (1998), S. 491–497
- Ansmann et al. 2004** ANSMANN, A. ; MATTIS, I. ; MÜLLER, D. ; WANDINGER, U. ; ALTHAUSEN, D.: Gravity-wave-induced cloud formation in desert dust: observation with temperature/humidity/aerosol Raman lidar in the framework of EARLINET. In: *Proceedings of the 22nd International Laser Radar Conference* (2004), S. 861–864
- Arshinov et al. 2004** ARSHINOV, Y. ; BOBROVNIKOV, S. ; SERIKOV, I. ; ALTHAUSEN, D. ; ANSMANN, A. ; MATTIS, I. ; MÜLLER, D. ; WANDINGER, U.: Optic-fiber scramblers and a fourier transform lens as a means to tackle the problem on the overlap factor of lidar. In: *Proceedings of the 22nd International Laser Radar Conference* (2004), S. 227–230
- Arshinov und Bobrovnikov 1999** ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M.: Use of a Fabry-Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules. In: *Appl. Opt.* 38 (1999), S. 4635–4638
- Arshinov et al. 1983** ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; ZUEV, V. E. ; MITEV, V. M.: Atmospheric temperature measurements using pure rotational Raman lidar. In: *Appl. Opt.* 22 (1983), S. 2984–2990
- Arshinov et al. 1979** ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; ZUEV, V. E. ; SAMOKHVALOV, I. V.: Atmospheric temperature measurements using Pure Rotational Raman Spectrum and lidar calibration. In: *9th International Conference on Laser Radar Studies of the Atmosphere* (1979), S. 21–25
- Balin et al. 2004** BALIN, I. ; SIMEONOV, V. ; SERIKOV, I. ; BOBROVNIKOV, S. ; CALPINI, B. ; ARSHINOV, Y. ; BERGH, H. van d.: Simultaneous measurement of temperature, water vapor, aerosol extinction and backscatter by Raman lidar. In: *Proceedings of the 22nd International Laser Radar Conference* (2004), S. 139–142
- Behrendt 2000** BEHRENDT, A.: *Fernmessung atmosphärischer Temperaturprofile in Wolken mit Rotations-Raman-Lidar*, Universität Hamburg, Diss., 2000
- Behrendt und Reichardt 2000** BEHRENDT, A. ; REICHARDT, J.: Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator. In: *Appl. Opt.* 39 (2000), S. 1372–1378

- Blum et al. 2004** BLUM, U. ; FRICKE, K. H. ; BAUMGARTEN, G. ; SCHÖCH, A.: Simultaneous lidar observations of temperatures and waves in the polar middle atmosphere on the east and west side of the Scandinavian mountains: a case study on 19/20 January 2003. In: *Atm. Chem. Phys.* 4 (2004), S. 809–816
- Bobrovnikov et al. 2002** BOBROVNIKOV, S. M. ; ARSHINOV, Y. F. ; SERIKOV, I. B. ; ALTHAUSEN, D. ; ANSMANN, A. ; MATTIS, I. ; WANDINGER, U.: Daytime temperature profiling in the troposphere with a pure rotational Raman lidar. In: *Lidar Remote Sensing in Atmospheric and Earth Sciences. Selected papers of the 21th International Laser Radar Conference* (2002), S. 717–720
- Butcher et al. 1971** BUTCHER, R. J. ; WILLETTS, D. V. ; JONES, W. J.: On the Use of a Fabry-Perot Etalon for the Determination of the Rotational Constants of Simple Molecules. In: *Proceedings of the Royal Society of London A*, 324 (1971), S. 231–245
- Cooney 1972** COONEY, J.: Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter. In: *Appl. Meteorol.* 11 (1972), S. 108–112
- Cooney und Pina 1976** COONEY, J. ; PINA, M.: Laser radar measurement of atmospheric temperature profiles by use of Raman rotational backscatter. In: *Appl. Opt.* 15 (1976), S. 602–603
- Fritts 1984** FRITTS, D. C.: Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. In: *Rev. Geophys.* 22 (1984), S. 275–308
- Hauf et al. 1996** HAUF, T. ; FINKE, U. ; NEISSER, J. ; BULL, G. ; STANGENBERG, J.-G.: A ground-based network for atmospheric pressure fluctuations. In: *J. Atmos. and Oceanic Technol.* 13 (1996), S. 1001–1023
- Hecht 1989** HECHT, E.: *Optik*. Addison-Wesley Publishing Company, 1989
- Herzberg 1950** HERZBERG, G.: *Molecular Spectra and Molecular Structure*. Bd. I. Krieger Publishing Company, 1950
- Holton 1992** HOLTON, J. R.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Dritte Auflage. Academic Press, 1992
- Liljequist 1974** LILJEQUIST, Gösta H.: *Allgemeine Meteorologie*. Vieweg, 1974
- Mattis et al. 2002** MATTIS, I. ; ANSMANN, A. ; ALTHAUSEN, D. ; JAENISCH, V. ; WANDINGER, U. ; MÜLLER, D. ; ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; SERIKOV, I. B.: Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar. In: *Appl. Opt.* 41 (2002), S. 6451–6462
- Nedeljkovic et al. 1993** NEDELJKOVIC, D. ; HAUCHECORNE, A. ; CHANIN, M.-L.: Rotational Raman lidar to measure the atmospheric temperature from the ground to 30 km. In: *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* 31 (1993), S. 90–101

- Peters et al. 1983** PETERS, G. ; TIMMERMANN, H. ; HINZPETER, H.: Temperature Sounding in the Planetary Boundary Layer by RASS - System Analysis and Results. In: *Int. J. of Rem. Sens.* 4 (1983), S. 49–63
- Press et al. 1992** PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: *Numerical Recipes in C*. Zweite Auflage. Cambridge University Press, 1992
- Serikov et al. 2002** SERIKOV, I. B. ; ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; ALTHAUSEN, D. ; ANSMANN, A. ; MATTIS, I. ; WANDINGER, U.: Distortions of the temperature profile of the atmosphere acquired with a pure rotational Raman lidar due to sphericity of the Fabry-Perot interferometer plates. In: *Proceedings of the 21st International Laser Radar Conference* (2002), S. 721–724
- Shimizu et al. 1983** SHIMIZU, H. ; LEE, S. ; SHE, C. Y.: High-Spectral-Resolution Lidar System with Atomic Blocking Filters for Measuring Atmospheric Parameters. In: *Appl. Opt.* 22 (1983), S. 1373–1381
- Theopold und Bösenberg 1993** THEOPOLD, F. A. ; BÖSENBERG, J.: Differential Absorption Lidar Measurements of Atmospheric Temperature Profiles: Theory and Experiment. In: *J. Atmos. and Oceanic Technol.* 10 (1993), S. 165–179
- Tsuda et al. 2004** TSUDA, T. ; RATNAM, M. V. ; MAY, P. T. ; ALEXANDER, M. J. ; VINCENT, R. A. ; MACKINNON, A.: Characteristics of gravity waves with short vertical wavelengths observed with radiosonde and GPS occultation during DA-WEX (Darwin Area Wave Experiment). In: *J. Geophys. Res.* 109 (2004), Nr. 2004JD004946
- Wandinger 2005** WANDINGER, U.: Raman Lidar. In: WEITKAMP, C. (Hrsg.): *Lidar – Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Springer, im Druck, 2005
- Wandinger et al. 1998** WANDINGER, U. ; MATTIS, I. ; ANSMANN, A. ; ARSHINOV, Y. F. ; BOBROVNIKOV, S. M. ; SERIKOV, I. B.: Tropospheric temperature profiling based on detection of Stokes and anti-Stokes rotational Raman lines at 532 nm. In: *Proceedings of the 19th International Laser Radar Conference* (1998), S. 297–300



## Danksagung

Diese Arbeit entstand am Leibniz-Institut für Troposphärenforschung e.V. in Leipzig in der Arbeitsgruppe Lidar der Abteilung Physik.

Mein Dank gilt Herrn Prof. J. Heintzenberg für sein förderndes Interesse. Weiterhin möchte ich ihm und Herrn Prof. G. Tetzlaff für die Übernahme der Begutachtung danken.

Besonders danken möchte ich A. Ansmann für die wissenschaftliche Betreuung. Die mit ihm geführten Diskussionen bzgl. der Analyse und Interpretation der Messdaten haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Frau U. Wandering gilt mein Dank für die kritischen Hinweise und die sehr sorgfältige Durchsicht des Manuskripts.

Herrn D. Althausen möchte ich für die Bereitstellung der IDL-Programme zur Auswertung der Lidardaten danken.

Herr D. Engelbart vom Meteorologischen Observatorium Lindenberg danke ich für die Bereitstellung der Windprofiler-Daten. Herrn T. Boehme, Doktorand am Institut für Meteorologie und Klimatologie an der Universität Hannover, bin ich für die freundlicherweise zur Verfügung gestellten Daten des Schwerewellenmessnetzes in der Nähe des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg dankbar.

Abschließend möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mich während meines Studiums moralisch und finanziell unterstützt haben. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Allen anderen, die hier nicht erwähnt sind und zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, möchte ich ebenfalls für ihre Hilfe danken.



---

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

Marcus Radlach,  
Leipzig im Februar 2005

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

Marcus Radlach