

## DIPLOMARBEIT

am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn  
an der Universität Rostock

### Bestimmung von Schwerewellen-Parametern aus Temperaturprofilen gemessen mit einem Lidar in Nord-Norwegen im Sommer 2002

von  
Stefan Loßow

**Abstract:** The aim of this work was to extract parameters of gravity waves above the ALOMAR observatory ( $69,3^\circ$  North,  $16,0^\circ$  East) from temperature profiles. The dataset was collected with the ALOMAR RMR-lidar during the NLC-campaign in summer 2002. The derived temperature profiles cover the height range of 30 to 55 km. The wavelet transform technique was applied to the profiles of temperature deviations to obtain the spectrum of vertical wavelengths and periods of the gravity waves. Furthermore, vertical phase velocities and horizontal wavelengths were calculated. During all measurement periods two to four prominent gravity waves could be identified. The observed gravity waves had vertical wavelengths between 3 and 15 km and periods of 2 h to 12 h. Vertical phase velocities were in the range of 0,18 and 0,28 m/s and the derived horizontal wavelengths were between 375 and 1500 km. An analysis of the gravity wave activity showed high values in summer 2002.





**Bestimmung von Schwerewellen-Parametern aus  
Temperaturprofilen gemessen mit einem Lidar in  
Nord-Norwegen im Sommer 2002**

von  
**Stefan Loßow**

**Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit vom Fachbereich  
Geowissenschaften der Freien Universität Berlin angenommen.**

**Gutachter: Prof. Dr. U. Cubasch (Freie Universität Berlin)  
Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)**

**verteidigt am: 28. Januar 2003**



## Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es Parameter von Schwerewellen über der ALOMAR-Forschungsstation ( $69,3^\circ$  Nord,  $16,0^\circ$  Ost) aus Temperaturprofilen zu bestimmen. Der Datensatz dazu wurde mit dem ALOMAR RMR-Lidar während der NLC-Kampagne im Sommer 2002 aufgenommen. Die Temperaturprofile umfassen den Höhenbereich zwischen 30 und 55 km. Aus den, aus diesen Temperaturprofilen, abgeleiteten Profilen der Temperaturabweichung wurden mit der Wavelet-Transformationen die dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden des Schwerewellen-Spektrums bestimmt. Anschließend wurden vertikale Phasengeschwindigkeiten und horizontale Wellenlängen ermittelt. Während aller Messzeiträume wurden zwei bis vier dominante Schwerewellen beobachtet. Ihre vertikalen Wellenlängen liegen im Bereich zwischen 3 und 15 km und die Perioden zwischen 2 und 12 h. Die bestimmten vertikalen Phasengeschwindigkeiten haben Werte zwischen 0,18 und 0,28 m/s und die abgeleiteten horizontalen Wellenlängen besitzen Werte zwischen 375 und 1500 km. Eine Analyse der Schwerewellen-Aktivität ergab erhöhte Werte für den untersuchten Zeitraum.

## Abstract

The aim of this work was to extract parameters of gravity waves above the ALOMAR observatory ( $69,3^\circ$  North,  $16,0^\circ$  East) from temperature profiles. The dataset was collected with the ALOMAR RMR-lidar during the NLC-campaign in summer 2002. The derived temperature profiles cover the height range of 30 to 55 km. The wavelet transform technique was applied to the profiles of temperature deviations to obtain the spectrum of vertical wavelengths and periods of the gravity waves. Furthermore, vertical phase velocities and horizontal wavelengths were calculated. During all measurement periods two to four prominent gravity waves could be identified. The observed gravity waves had vertical wavelengths between 3 and 15 km and periods of 2 h to 12 h. Vertical phase velocities were in the range of 0,18 and 0,28 m/s and the derived horizontal wavelengths were between 375 and 1500 km. An analysis of the gravity wave activity showed high values in summer 2002.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Schwerewellen</b>	<b>11</b>
2.1	Theoretische Beschreibung . . . . .	11
2.1.1	Vertikale Stabilität . . . . .	11
2.1.2	Dispersionsrelation . . . . .	12
2.2	Eigenschaften . . . . .	15
2.3	Anregung und Brechung von Schwerewellen . . . . .	17
2.4	Parameter . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Lidar</b>	<b>23</b>
3.1	Lidar-Prinzip . . . . .	23
3.2	Streumechanismen . . . . .	23
3.3	Die ALOMAR-Forschungsstation . . . . .	26
3.4	Aufbau und Funktionsweise des ALOMAR RMR-Lidars . . . . .	27
3.5	Lidar-Gleichung . . . . .	32
3.6	Bestimmung von Temperaturprofilen . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Daten und ihre Verarbeitung</b>	<b>39</b>
4.1	Datenauswahl . . . . .	39
4.2	Datenaufbereitung für die Wellenanalyse . . . . .	41
4.3	Wavelet-Transformation . . . . .	42
4.3.1	Prinzip der Wavelet-Transformation . . . . .	42
4.3.2	Anwendungsaspekte . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Untersuchungen und Ergebnisse</b>	<b>49</b>
5.1	Schwerewellen-Parameter . . . . .	49
5.1.1	Ergebnisbeispiele . . . . .	49

5.1.2	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	59
5.2	Schwerewellen-Aktivität . . . . .	62
5.3	Kritische Höhe . . . . .	67
5.4	Doppler-Verschiebung . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung, Erfahrungen und Ausblicke</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>77</b>
A.1	Zusammenfassung des ALOMAR RMR-Lidar-Systems . . . . .	77
A.2	Analysezeiträume der Messungen . . . . .	79
A.3	Grafische Übersicht der Messungen . . . . .	79
A.4	Zusammenfassung der Schwerewellen-Parameter . . . . .	100
	<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>103</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>104</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>106</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>108</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

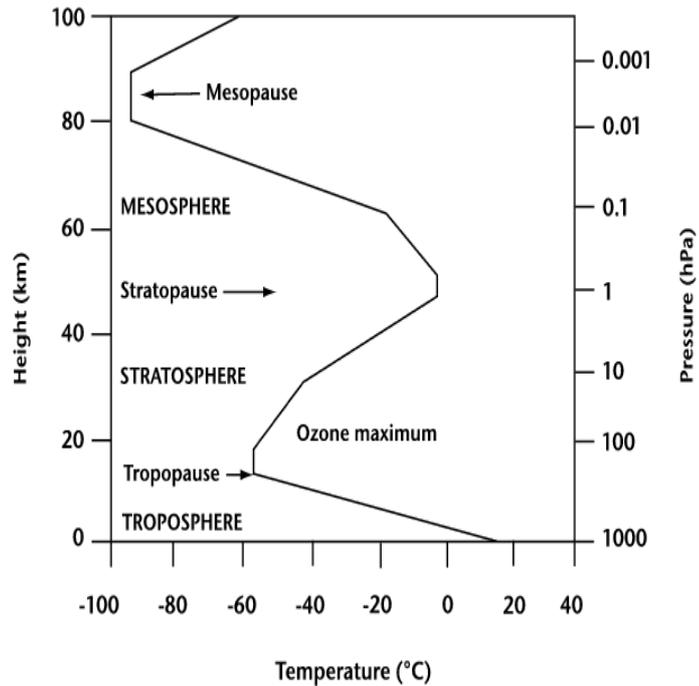
### • Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre

Als Atmosphäre bezeichnet man die gasförmige Hülle eines Himmelskörpers. Die freien Atome und Moleküle, die diese Hülle bilden, sowie die darin enthaltenen Aerosole werden durch die Gravitation am Himmelskörper gehalten. Die Bestandteile der Atmosphäre sinken nicht auf die Oberfläche des Himmelskörpers ab, da Stöße der sich ständig bewegenden Bestandteile (Brownsche Molekularbewegung) untereinander dies verhindern. Die Atmosphäre der Erde bietet uns die Luft, die wir zum Leben brauchen und schützt uns vor extraterrestrischen Einflüssen, wie zum Beispiel energiereicher solarer Strahlung. Die Hauptbestandteile der Erdatmosphäre sind Stickstoff ( $N_2$ ) und Sauerstoff ( $O_2$ ), mit Volumanteilen von 78,08 % bzw. 20,95 %. Weitere Bestandteile sind Argon (Ar 0,93 %), Kohlendioxid ( $CO_2$  0,033 %) und andere Spurengase (0,007 %). Zu den Spurengasen gehören die Edelgase Helium (He), Neon (Ne) und Krypton (Kr), molekularer Wasserstoff ( $H_2$ ), Methan ( $CH_4$ ), Ozon ( $O_3$ ) und viele weitere. Durch die Verdunstung von Wasser wird Wasserdampf in die Atmosphäre eingebracht, wobei sein Anteil sowohl räumlich als auch zeitlich variabel ist. Als globaler Mittelwert wird ein Volumenanteil von 1,3 % in Bodennähe angegeben.

Die Zusammensetzung der Luft ändert sich mit Ausnahme der Spurengase bis in eine Höhe von ca. 100 bis 120 km nicht, auch wenn ihre Dichte abnimmt. Diesen Höhenbereich nennt man daher auch Homosphäre. Die Ursache für die konstante Zusammensetzung liegt in der vertikalen Durchmischung durch Konvektion, Diffusion und Turbulenz. Oberhalb der Homosphäre verändern sich die Durchmischungsverhältnisse und eine Entmischung der Luftbestandteile erfolgt. Dieser Höhenbereich wird deshalb als Heterosphäre bezeichnet. Die schweren Elemente, wie Stickstoff, Sauerstoff und Argon dominieren im unteren Teil der Heterosphäre, während Helium und Wasserstoff im oberen Bereich überwiegen.

Auf der Grundlage der vertikalen Temperaturstruktur (siehe Abbildung 1.1) lässt sich die Atmosphäre der Erde in verschiedene Schichten einteilen, die durch sogenannte Pausen voneinander getrennt werden. Die Pausen sind durch eine Umkehr des Temperaturgradienten gekennzeichnet. Die unterste Schicht ist die Troposphäre (griech. tropos = drehen, wirbeln). Sie erstreckt sich bis zu einer Höhe von 8 bis 17 km und ist

charakterisiert durch eine mittlere Temperaturabnahme von 6,5 K/km. Die Energiezufuhr der Troposphäre geschieht durch Umsetzung latenter Wärme und durch Wärmestrahlung (infrarot). Die Schicht oberhalb der Troposphäre wird Stratosphäre (griech. strato = geschichtet) genannt. Sie endet in einer Höhe von ungefähr 50 km. Im unteren Teil der Stratosphäre herrschen oft isotherme Verhältnisse. Ab einer Höhe von 20 km steigt die Temperatur rapide an und besitzt bei ca. 50 km an der Stratopause ihr Maximum. Die Ursache für den Temperaturanstieg liegt in der Absorption von Solarstrahlung im Wellenlängenbereich zwischen 200 und 310 nm (ultraviolett). Die Energie wird durch die Photodissoziation von Ozon in die Atmosphäre eingetragen. 90 % des gesamten atmosphärischen Ozons befinden sich in der mittleren Stratosphäre [Brasseur und Solomon, 1998]. Oberhalb der Stratopause schließt sich die Mesosphäre (griech. mesos = Mitte) an.



Der Temperaturverlauf in der Er ist die Basis für die vertikale Einteilung der Atmosphäre in Schichten. (Quelle: ECMWF-Webseite)

Die Mesosphäre ist durch eine durchschnittliche Abnahme von 5 K/km gekennzeichnet. Die Temperaturabnahme resultiert unter anderem aus der Strahlungskühlung, primär durch Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>), wobei die im infraroten Wellenlängenbereich abgestrahlten Photonen teilweise in den Weltraum entweichen. Die Mesopause trennt die Mesosphäre von der Thermosphäre. Die Mesopause ist definiert als die Schicht oberhalb von 80 km, in der das tiefste lokale Minimum der Temperatur herrscht. Charakteristisch ist, dass die Mesopause in zwei bevorzugten Höhenniveaus auftritt: in ca. 100 km (Normalzustand) oder in ca. 86 km (Sommerzustand) [von Zahn et al., 1996]. In der Thermosphäre steigt die Temperatur stark an und erreicht Werte über 1000 Kelvin. Der Temperaturanstieg ist Folge der Absorption energiereicher Solarstrahlung im Wellenlängenbereich unterhalb von 200 nm. Hierdurch werden in erster Linie molekularer Sauerstoff (O<sub>2</sub>) und Stickstoff (N<sub>2</sub>) dissoziiert oder ionisiert und atomer Sauerstoff (O) ionisiert. Durch die Photodissoziation nimmt die Anzahl der Moleküle, die bedeutsam Wärme abstrahlen, ab. Im unteren Teil der Thermosphäre entsteht ein großer Temperaturgradient, durch den Wärme mittels Diffusion in die Mesosphäre transportiert wird. Eine obere Grenze der Atmosphäre ist teilweise sehr unterschiedlich bzw. gar nicht definiert, sie geht stetig in den Weltraum über.

Der prinzipielle vertikale Aufbau der Atmosphäre auf Basis des Temperaturverlaufs stellt eine Vereinfachung dar. Je nach geographischer Lage und tages- und jahreszeitlichen Schwankungen weicht das existierende Temperaturprofil vom beschriebenen Idealfall ab.

## • Mittlere Atmosphäre und Scherwellen

Unter dem Namen mittlere Atmosphäre wird der Höhenbereich oberhalb der Tropopause bis zur Obergrenze der Homosphäre zusammengefasst. Neue technische Entwicklungen haben es ermöglicht diesen Höhenbereich immer detaillierter zu untersuchen, wie zum Beispiel mit Hilfe von Lidar<sup>1</sup>-Geräten. Innerhalb der mittleren, speziell der polaren, Atmosphäre gibt es viele interessante Prozesse und Phänomene, die klimarelevant sind oder Indikatoren für Klimaänderungen sein können. Daher ist dieser Teil der Atmosphäre in den letzten Jahrzehnten besonders in den Blickpunkt des Interesses gelangt.

Scherwellen sind eines dieser Phänomene. Sie verursachen Abweichungen vom zuvor beschriebenen mittleren Zustand der Temperatur. Ziel dieser Arbeit ist es so genannte interne Scherwellen und ihre Parameter genauer zu untersuchen. Mit diesem Namen werden Scherwellen, die sich innerhalb eines Mediums ausbreiten, bezeichnet.

Scherwellen sind seit den ersten Studien durch *Hines* [1960] Gegenstand intensiver Forschung. Diese Wellen sind ein bedeutender Mechanismus zum Transport von Energie und Impuls und sind beteiligt bei der Ausbildung von Turbulenz. Sie beeinflussen die atmosphärische Zirkulation, sowie die Struktur und Variabilität der Atmosphäre. Scherwellen sind den mesoskaligen Bewegungen in der Atmosphäre zuzuordnen und sind zurzeit nicht explizit in globalen Zirkulationsmodellen auflösbar. Neben Störungen der Temperatur verursachen Scherwellen ebenfalls mesoskalige Fluktuationen in Dichte- und Windprofilen. Diese Fluktuationen sind der Ansatzpunkt zur Extrahierung von Scherwellen und ihren Parametern.

## • Weiterer Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen einer Tätigkeit am Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn erstellt. Ziel dieser Arbeit ist es Scherwellen-Parameter, wie vertikale und horizontale Wellenlänge, vertikale Phasengeschwindigkeit und Periode, aus Vertikalprofilen der Temperatur zu extrahieren. Die Daten dafür wurden mit dem ALOMAR<sup>2</sup> RMR<sup>3</sup>-Lidar während der NLC<sup>4</sup>-Kampagne im Sommer 2002 aufgenommen. Im Anschluß an dieses einleitende Kapitel wird zunächst detailliert auf die theoretische Beschreibung der Scherwellen, ihre Eigenschaften und ihre Anregungs- und Brechungsmechanismen eingegangen. Es folgt eine Beschreibung des Lidar-Instruments, wobei sowohl der Aufbau und die Funktionsweise eines Lidar erklärt wird, als auch

---

<sup>1</sup>Light detection and ranging

<sup>2</sup>Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Reserch

<sup>3</sup>Bezeichnung für die ausgenutzten Streumechanismen: Rayleigh-, Mie- und Raman-Streuung

<sup>4</sup>Noctilucent cloud

das Prinzip welches hinter der Ableitung der Temperaturprofile aus mit einem Lidar aufgenommenen Daten steht. In Kapitel 4 wird auf die Auswahl der untersuchten Daten und ihre Verarbeitungsabläufe eingegangen. Hierzu gehört ein Überblick der Wavelet-Transformation. Die Ergebnisse der Analyse der Schwerewellen-Parameter und ein Vergleich mit der Literatur, sowie weitere Untersuchungen und deren Ergebnisse, sind in Kapitel 5 untergebracht. Zum Abschluss werden in Kapitel 6 die Erfahrungen bei der Analyse der Schwerewellen-Parameter und Ausblicke zusammengefasst.

# Kapitel 2

## Schwerewellen

### 2.1 Theoretische Beschreibung

#### 2.1.1 Vertikale Stabilität

Beim Absinken bzw. Aufsteigen von Luftpaketen ändert sich deren Temperatur. In vielen Fällen verlaufen diese Prozesse adiabatisch, das bedeutet ohne Austausch von Wärme mit der Umgebung. Bei trockenadiabatischen Prozessen steigt bzw. sinkt die Temperatur des Luftpakets um  $9,8 \text{ K/km}$ .

$$\Gamma_{\text{trockenadiabatisch}} \equiv - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{\text{trockenadiabatisch}} = \frac{g}{c_p} = 9,8 \frac{\text{K}}{\text{km}} \quad (2.1)$$

$T$  steht für die Temperatur,  $z$  für die Höhe,  $c_p$  für die spezifische Wärme bei konstantem Druck und  $g$  für die Schwerebeschleunigung. Laufen die Vorgänge feuchtadiabatisch ab, muss bei der Temperaturänderung zusätzlich die latente Wärme infolge Konvektion mit berücksichtigt werden.

Ist der adiabatische Temperaturgradient ( $\Gamma_{\text{adiabatisch}}$ ) kleiner als der Temperaturgradient der Hintergrundatmosphäre ( $\Gamma_{\text{Hintergrundatmosphäre}}$ ), so ist die Hintergrundatmosphäre labil geschichtet. Ist die Relation der beiden Temperaturgradienten umgekehrt zueinander, so weist die Hintergrundatmosphäre Stabilität auf.

$$\Gamma_{\text{adiabatisch}} < \Gamma_{\text{Hintergrundatmosphäre}} \quad \text{labil} \quad (2.2)$$

$$\Gamma_{\text{adiabatisch}} > \Gamma_{\text{Hintergrundatmosphäre}} \quad \text{stabil} \quad (2.3)$$

Wird ein Luftpaket in einer stabil geschichteten Hintergrundatmosphäre nach oben aus seiner Ruhelage ausgelenkt, so sinkt es wieder nach unten, da seine Dichte größer bzw. seine Temperatur niedriger ist als die der Hintergrundatmosphäre. Dies lässt sich durch die folgende Bewegungsgleichung beschreiben, in der  $dv_z/dt$  die Vertikalbeschleunigung,  $g$  die Schwerebeschleunigung und  $\rho$  die Dichte bezeichnet:

$$\frac{dv_z}{dt} = g \cdot \left( \frac{\rho_{\text{Hintergrundatmosphäre}} - \rho_{\text{Luftpaket}}}{\rho_{\text{Luftpaket}}} \right) = g \cdot \left( \frac{T_{\text{Luftpaket}} - T_{\text{Hintergrundatmosphäre}}}{T_{\text{Hintergrundatmosphäre}}} \right) \quad (2.4)$$

Das Absinken des Luftpakets geht durch die Massenträgheit über die Ruhelage hinaus. Dort kehren sich die Verhältnisse um. Unterhalb der Ruhelage ist das Luftpaket wärmer als die Hintergrundatmosphäre und wird somit wieder aufsteigen. Ein aus der Ruhelage ausgelenktes Luftpaket vollzieht somit in einer stabil geschichteten Hintergrundatmosphäre eine Schwingung um seine Ruhelage. Die Frequenz dieser Auftriebsschwingung wird Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  genannt und lässt sich wie folgt berechnen:

$$N = \frac{2 \cdot \pi}{T_{BV}} = \sqrt{\frac{g}{T} \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right)} = \sqrt{\frac{g}{T} \cdot (\Gamma_{adiabatisch} - \Gamma_{Hintergrundatmosphäre})} \quad (2.5)$$

Die Frequenz einer solchen Schwingung weist eine Höhenabhängigkeit auf, da zum Beispiel die Temperatur und ihr Gradient höhenabhängig sind. Für typische Verhältnisse in der mittleren Atmosphäre erhält man eine Periodendauer von ca. 5 min.

Die Anregung von Schwerewellen erfolgt, wenn durch einen Prozess (siehe Kapitel 2.3) diese Oszillationen ausgelöst werden. Sie können sich daher nur in stabil geschichteten Luftmassen ausbreiten. Die Brunt-Väisälä-Periode  $T_{BV}$  ist die minimale Periodendauer der internen Schwerewellen.

### 2.1.2 Dispersionsrelation

Mathematisch lassen sich Schwerewellen durch die Dispersionsrelation beschreiben. Die Dispersionsrelation stellt einen Zusammenhang zwischen den Charakteristika der Schwerewelle (Frequenz, Wellenzahlen) und der Hintergrundatmosphäre (Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$ , Wind) her. Ausgangspunkt dieser Relation ist ein Gleichungssystem, welches aus der Erhaltung des Impulses (Bewegungsgleichung), der Masse (Kontinuitätsgleichung) und der Energie (Adiabatengleichung) folgt:

$$\frac{dv_x}{dt} - f \cdot v_y = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{x-Komponente der Bewegungsgleichung} \quad (2.6)$$

$$\frac{dv_y}{dt} + f \cdot v_x = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{y-Komponente der Bewegungsgleichung} \quad (2.7)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad \text{z-Komponente der Bewegungsgleichung} \quad (2.8)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad \text{Kontinuitätsgleichung} \quad (2.9)$$

$$\frac{dp}{d\rho} = \gamma \cdot R \cdot T \quad \text{Adiabatengleichung} \quad (2.10)$$

Die Unbekannten dieses Gleichungssystems sind die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $v_x$ ,  $v_y$  und  $v_z$ , sowie die Dichte  $\rho$  und der Druck  $p$ . Des Weiteren ist  $R$  die spezifische Gaskonstante,  $f$  der Coriolisparameter ( $f = \frac{4 \cdot \pi}{86400} \cdot \sin \phi_{Breitengrad}$ ),  $\gamma$  der physikalische Adiabatenexponent ( $\gamma = c_p/c_V$   $c_V$  spezifische Wärme bei konstanten Volumen) und  $\vec{\nabla}$  bezeichnet den Nabla-Operator ( $\vec{\nabla} = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ ). Die Zeitableitung  $d/dt$  beschreibt die individuelle zeitliche Änderung der betrachteten Größe; ent-

sprechend gilt:  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$  (Eulersche Aufspaltung). Zur Vereinfachung werden eine konstante Schwerebeschleunigung und adiabatisch ablaufende Prozesse angenommen.

Dieses Ausgangsgleichungssystem ist nichtlinear und daher schwierig analytisch zu lösen. Ein Lösungsansatz ist die Perturbationstheorie. Nach dieser Theorie lässt sich jede Größe in einen Mittelwert und eine dazu überlagerte Störung zerlegen.

$$a = \bar{a} + a'(t) \quad (2.11)$$

Die Störung ist abhängig von der Zeit  $t$  und klein gegen den Mittelwert der Größe. Dieser Ansatz wird auf die Unbekannten des Gleichungssystems 2.6 - 2.10 angewendet.

- $v_x = \bar{v}_x + v'_x(t)$
- $v_y = \bar{v}_y + v'_y(t)$
- $v_z = \bar{v}_z + v'_z(t)$
- $\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'(t)$
- $p = \bar{p}(z) + p'(t)$

Durch die Substituierung dieser Ansätze in das Ausgangsgleichungssystem lässt sich dieses linearisieren und eine analytische Lösung vereinfachen.

Unter den Annahmen, dass die mittlere Vertikalgeschwindigkeit null ist und die horizontalen Änderungen des mittleren Drucks und Dichte vernachlässigbar sind, sowie der Anwendung der WKB<sup>1</sup>-Approximation, folgt:

$$\frac{dv'_x}{dt} - f \cdot v'_y = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (2.12)$$

$$\frac{dv'_y}{dt} + f \cdot v'_x = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (2.13)$$

$$\frac{dv'_z}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \cdot g \quad (2.14)$$

$$\frac{d\rho'}{dt} + v'_z \cdot \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} - \bar{\rho} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{dp'}{dt} + v'_z \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \gamma \cdot R \cdot \bar{T} \cdot \left( \frac{d\rho'}{dt} + v'_z \cdot \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.16)$$

In das Gleichungssystem 2.12 - 2.16 werden Wellenansätze der Form

$$\begin{pmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{pmatrix} = \bar{\rho}^{-1/2} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_y \\ \tilde{v}_z \end{pmatrix} \cdot \exp[i \cdot (k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z - \omega \cdot t)] \quad (2.17)$$

$$\begin{pmatrix} p' \\ \rho' \end{pmatrix} = \bar{\rho}^{+1/2} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{p} \\ \tilde{\rho} \end{pmatrix} \cdot \exp[i \cdot (k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z - \omega \cdot t)] \quad (2.18)$$

---

<sup>1</sup> $\bar{v}_x$  und  $\bar{v}_y$  variieren nur langsam über einen Wellenzyklus in der Vertikalen

eingesetzt. Hierbei sind  $k_x$ ,  $k_y$  und  $k_z$  die Komponenten des Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  ( $k = 2 \cdot \pi / \lambda$   $\lambda \equiv$  Wellenlänge),  $x$ ,  $y$  und  $z$  die Komponenten des Ortsvektors  $\vec{r}$  und  $\omega$  die Frequenz der Welle.

Dadurch erhält man:

$$\begin{pmatrix} -i \cdot \hat{\omega} & -f & 0 & i \cdot k_x & 0 \\ f & -i \cdot \hat{\omega} & 0 & i \cdot k_y & 0 \\ 0 & 0 & -i \cdot \hat{\omega} & (i \cdot k_z + \frac{1}{2 \cdot H_\rho}) & g \\ i \cdot k_x & i \cdot k_y & (i \cdot k_z + \frac{1}{2 \cdot H_\rho}) & -i \cdot \hat{\omega} & 0 \\ 0 & 0 & N^2/g & (-i \cdot \hat{\omega} / c_{Schall}^2) & i \cdot \hat{\omega} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_y \\ \tilde{v}_z \\ \tilde{p} \\ \tilde{\rho} \end{pmatrix} = \vec{0} \quad (2.19)$$

wobei

$\hat{\omega}$	intrinsische Frequenz $\hat{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$
$N$	Brunt-Väisälä Frequenz
$H_\rho$	Skalenhöhe der Dichte
$c_{Schall}$	Schallgeschwindigkeit $c_{Schall} = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot \bar{T}}$

Die intrinsische Frequenz der Schwerewellen ist die Frequenz in einem Koordinatensystem, welches sich mit dem Hintergrundwind mitbewegt.

Das lineare Gleichungssystem 2.19 hat eine eindeutige Lösung, wenn die Determinante der Matrix null ist. Mit den Annahmen, dass die Schallgeschwindigkeit  $c_{Schall}$ , die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N$  und die Skalenhöhe  $H_\rho$  konstant sind, lässt sich die allgemeine Dispersionsrelation erhalten:

$$k_z^2 = \frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}^2 - f^2} \cdot (k_x^2 + k_y^2) - \frac{1}{4 \cdot H_\rho} + \frac{\hat{\omega}^2}{c_{Schall}^2} \quad (2.20)$$

Diese allgemeine Form der Dispersionsrelation beschreibt sowohl die Schwerewellen als auch die Schallwellen. Dies folgt aufgrund der Verwendung von Gleichung 2.9, durch die die Luft als kompressibel angenommen wird. Durch Annahme von Inkompressibilität ( $c_{Schall} \rightarrow \infty$ ) werden die Schallwellen aus der Beschreibung ausgeklammert (entsprechend  $\hat{\omega}^2 / c_{Schall}^2 = 0$ ). Für interne Schwerewellen hat die Dispersionsrelation dann folgendes Aussehen:

$$k_z^2 = \frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}^2 - f^2} \cdot (k_x^2 + k_y^2) - \frac{1}{4 \cdot H_\rho} \quad (2.21)$$

Durch weitere vereinfachende Annahmen lässt sich diese Dispersionsrelation verkürzen:

- Drehung des Koordinatensystems, so dass sich die horizontale Komponente der Welle entlang der x-Komponente ausbreitet ( $k_y = 0$ )
- Vernachlässigung des Termes  $\frac{1}{4 \cdot H_\rho}$

- Vernachlässigung des Coriolis-Einflusses ( $f = 0$  horizontale Ausbreitung der Welle klein)
- kein Wind ( $\vec{v} = \vec{0} \rightarrow \hat{\omega} = \omega$ )
- Frequenz der Schwerewelle klein gegen die Brunt-Väisälä-Frequenz ( $\omega < N$ )

Nach Anwendung dieser Annahmen sieht der Zusammenhang zwischen den räumlichen Eigenschaften und der Frequenz der Schwerewelle wie folgt aus:

$$\frac{k_z}{k_x} \cong \frac{N}{\omega} \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{\lambda_x}{\lambda_z} \cong \frac{T_{Beob}}{T_{BV}} \quad (2.22)$$

Mit Hilfe der Dispersionsrelation lassen sich die durch die Schwerewellen verursachten Abweichungen der einzelnen Größen qualitativ beschreiben. Die Temperaturabweichungen lassen sich wie folgt berechnen:

$$T' = \bar{T} \cdot K \cdot \exp\left[\frac{z}{2 \cdot H_\rho}\right] \cdot (\gamma - 1) \cdot \left[\omega^2 \cdot k_z \cdot \cos \vartheta - \left(\frac{\gamma \cdot \omega^2}{c_{Schall}^2} - k_x^2\right) \cdot g \cdot \sin \vartheta\right] \quad (2.23)$$

wobei  $K$  eine Konstante und  $\vartheta = \omega \cdot t - k_x \cdot x - k_z \cdot z$  ist. Diese Gleichung wird auch Polarisationsrelation der Temperatur genannt [Hines, 1960].

## 2.2 Eigenschaften

Interne Schwerewellen zählen zu den mesoskaligen Phänomenen in der Atmosphäre. Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben können sie sich nur in stabil geschichteten Luftmassen ausbreiten und ihre grundlegenden Rückstellkräfte sind der Auftrieb und die Schwerkraft. Angeregt werden Schwerewellen meist in der Troposphäre oder der unteren Stratosphäre. Von dort breiten sie sich vertikal und horizontal in der Atmosphäre aus. Schwerewellen verursachen Fluktuationen der Dichte, der Temperatur, des Drucks und des Winds. Diese Fluktuationen werden in dieser Arbeit untersucht und Parameter der Schwerewellen daraus bestimmt.

Nach der Dispersionrelation (Gleichung 2.21) können interne Schwerewellen einen großen Bereich an Parametern besitzen. Für vertikal propagierende Schwerewellen ist die intrinsische Frequenz durch die Brunt-Väisälä-Frequenz und die Inertialfrequenz ( $f = \frac{4 \cdot \pi}{86400} \cdot \sin(\phi_{Breitengrad})$ ) begrenzt. Für die geographische Breite von ALOMAR (69° Nord) bedeutet dies eine Beschränkung auf intrinsische Perioden zwischen 5 min und 13 h. Typische vertikale Wellenlängen liegen im Bereich von wenigen bis zu ca. 15 km. Die horizontalen Wellenlängen sind im Allgemeinen eine bis zwei Größenordnungen höher.

Eine weitere typische Eigenschaft von Schwerewellen ist, dass ihre Phasengeschwindigkeit

$$\vec{v}_{Phase} = \frac{\omega}{k} \cdot \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \quad \text{mit} \quad v_{Phase,z} = \frac{\omega}{k_z} \quad (2.24)$$

nahezu senkrecht zu ihrer Gruppengeschwindigkeit

$$\vec{v}_{Gruppe} = \vec{\nabla}_k \omega(\vec{k}) \quad \text{mit} \quad v_{Gruppe,z} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \quad (2.25)$$

orientiert ist (siehe Abbildung 2.1 rechts), ausgenommen ihre vertikale Wellenzahl  $k_z$  ist nahe null. Der Vektor  $\vec{\nabla}_k$  steht für  $\vec{\nabla}_k = (\frac{\partial}{\partial k_x}, \frac{\partial}{\partial k_y}, \frac{\partial}{\partial k_z})$ . Die Phasengeschwindigkeit verläuft parallel zum Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  (siehe Gleichung 2.24). Der Transport von Energie und Impuls erfolgt in Richtung der Gruppengeschwindigkeit. Diese ist auch parallel zu den Linien konstanter Phase orientiert. Entsprechend ist eine abwärtsgerichtete Phasengeschwindigkeit mit einer aufwärtsgerichteten Gruppengeschwindigkeit verbunden.

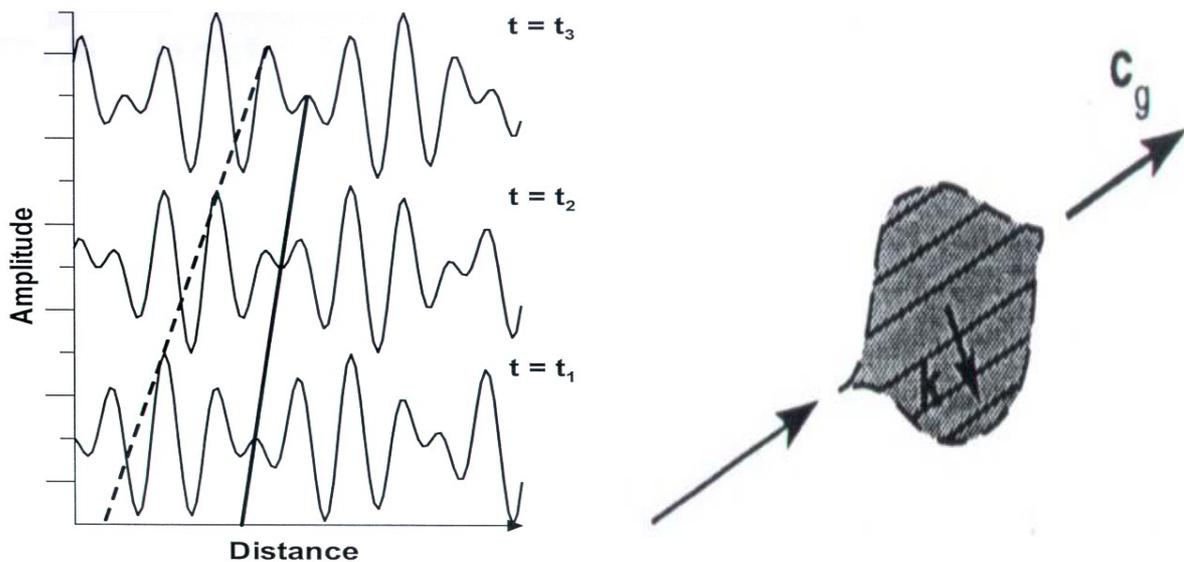


Abbildung 2.1: links: Schematische Ausbreitung einer Wellengruppe. Die gestrichelte Linie gibt die Phasengeschwindigkeit wieder und die durchgezogene Linie die Gruppengeschwindigkeit.

rechts: Die Gruppengeschwindigkeit der Schwerewelle (hier mit  $c_g$  bezeichnet) ist nahezu senkrecht zu ihrer Phasengeschwindigkeit (parallel zu  $\vec{k}$ ) orientiert [nach Salby, 1996].

Breiten sich die Wellen ungedämpft nach oben aus, so muss aufgrund der Energieerhaltung die Amplitude der Schwerewellen exponentiell anwachsen, da die Dichte der Atmosphäre exponentiell mit der Höhe abnimmt (siehe Abbildung 2.2).

Durch verschiedene Mechanismen brechen die Schwerewellen. Dort, wo dies geschieht, dissipiert die Energie der Welle und ihr Impuls wird auf die vorhandene Strömung übertragen. Diese Übertragung wird im Englischen als 'wave drag' bezeichnet. Schwerewellen sind somit ein wichtiger Transportprozess in der Atmosphäre und beeinflussen durch die Abgabe von Energie und Impuls die thermische und dynamische Struktur und die Variabilität der Atmosphäre.

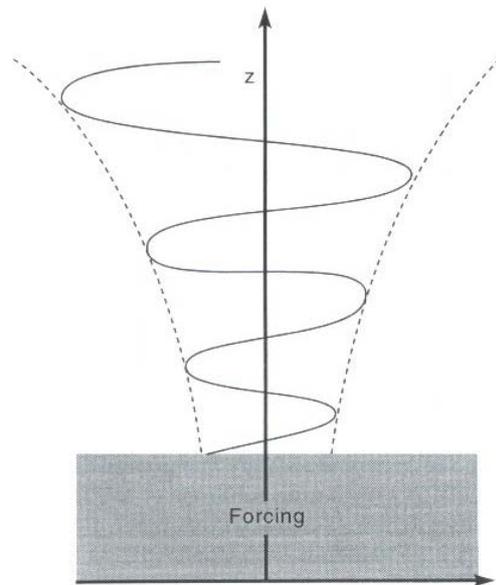


Abbildung 2.2: Vertikale Struktur einer Schwerewelle. Ihre Amplitude steigt im ungedämpften Fall exponentiell ( $A \sim \exp\left(\frac{z}{2H_p}\right)$ ) mit der Höhe an. Mit 'Forcing' ist die Anregung bezeichnet [aus *Salby*, 1996].

## 2.3 Anregung und Brechung von Schwerewellen

Durch Modell- und Beobachtungsstudien hat sich das Wissen über die Anregungs- und Brechungsmechanismen von Schwerewellen in den letzten Jahrzehnten entscheidend vergrößert. Schwerewellen werden vornehmlich in der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre angeregt. Bedeutende Anregungsmechanismen sind das Überströmen von Orographie, Konvektion, geostrophische Anpassung und die nichtlineare Wechselwirkung von Schwerewellen. Anregungsmechanismus und -bedingungen bestimmen die Eigenschaften der Schwerewellen.

- Orographie

Das Überströmen von Orographie ist der Anregungsmechanismus von Schwerewellen, der bisher am besten verstanden ist. Beim Überströmen von Gebirgen werden Schwerewellen durch das Anheben einer stabil geschichteten Luftmasse angeregt. Auf

der Nordhalbkugel sind die wichtigsten orographischen Hindernisse die Rocky Mountains, Grönland und der Himalaya. Aber auch kleinere Bergrücken wie der Ural, das Bergland von Kamtschatka oder das Skandinavische Gebirge sind bedeutende Quellen. Orographisch angeregte Schwerewellen haben horizontale Wellenlängen im Bereich von 10 bis 1000 km. Die vertikalen Wellenlängen werden von der lokalen Stabilität und den Windverhältnissen im Ausbreitungsbereich der Welle bestimmt [*Bacmeister et al.*, 1990]. Die Phasengeschwindigkeiten besitzen Werte in der Nähe von null.

Durch verschiedene Studien konnte beobachtet werden, dass Temperatur- und Windvariationen über Gebirgen zwei- bis dreimal größer sind als über Ozeanen oder Flachland [*Nastrom et al.*, 1987].

- Konvektion

Konvektion als Anregungsmechanismus von Schwerewellen spielt besonders in den Tropen eine große Rolle, wo die Intensität der Konvektion aufgrund der solaren Einstrahlung am stärksten ist. Diese Anregung kann auf zwei Arten erfolgen. Äquivalent zu den orographisch induzierten Schwerewellen können Wellen durch Überströmen von Konvektionszellen angeregt werden. Des Weiteren können konvektive Zellen stabil geschichtete Lagen im oberen Teil der Troposphäre zusammendrücken. Durch diese Kompression können ebenfalls Schwerewellen angeregt werden.

Konvektion als Anregungsmechanismus ist schwieriger zu charakterisieren als die Orographie. Im Gegensatz zu den orographisch induzierten Wellen kann Konvektion Wellen mit Phasengeschwindigkeiten, Frequenzen und Wellenlängen über den gesamten möglichen Bereich generieren [*Fritts und Alexander*, 2003].

- Geostrophische Anpassung

Ein weiterer Mechanismus zur Anregung von Schwerewellen ist die Relaxation eines unbalancierten Zustands. Gemeinhin wird dieser Mechanismus als geostrophische Anpassung bezeichnet, auch wenn der balancierte Zustand nicht geostrophisch<sup>2</sup> sein muss. Beim Anpassungsvorgang werden zum Beispiel Impuls und Energie neu verteilt und überschüssige Energie in Form von Schwerewellen ausgesendet [*Fritts und Alexander*, 2003].

Beispiele, wo solche Anpassungsprozesse auftreten, sind barokline Instabilitäten, Frontogenese und Jetstreams.

Die Eigenschaften der durch diesen Mechanismus angeregten Wellen werden maßgeblich durch den unbalancierten Zustand bestimmt [z.B. *Griffiths und Reeder*, 1996].

- Nichtlineare Wechselwirkung zwischen Wellen

Die nichtlineare Wechselwirkung ist ein bedeutender Mechanismus für den Austausch von Energie. Durch die Wechselwirkungen zwischen mehreren Schwerewellen können

---

<sup>2</sup>Bezeichnung für den Gleichgewichtszustand zwischen horizontaler Druckgradientkraft und Corioliskraft in der Atmosphäre

neue Schwerewellen generiert werden. Bisher ist aber wenig über die Effizienz dieser Wechselwirkungen bekannt, so dass der Anregungsmechanismus noch nicht vollständig verstanden ist.

### Brechung

Das Brechen von Schwerewellen beschreibt den Vorgang bei dem die Wellen ausgelöscht werden. Das Brechen von Wellen ist häufig mit Turbulenz verbunden. Die Turbulenz wird durch die Richardson-Zahl charakterisiert.

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial v_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z}\right)^2} \quad (2.26)$$

In der Formel bezeichnet  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz und  $\partial v_x/\partial z$  und  $\partial v_y/\partial z$  die vertikale Scherung des Zonal- bzw. Meridionalwinds. Für das Brechen von Schwerewellen sind die

- konvektive Instabilität  $Ri < 0$
- und die
- dynamische Instabilität  $Ri < 0.25$

von Bedeutung. Die konvektive Instabilität tritt in labil geschichteten Luftmassen auf (siehe Kapitel 2.1.1). Bei der dynamischen Instabilität überschreitet die Windscherung einen kritischen Grenzwert.

Bei der Ausbreitung der Schwerewellen durch die Atmosphäre beeinflussen und verändern sich Welle und Hintergrundatmosphäre gegenseitig. Mit steigender Höhe wächst die Amplitude der Schwerewelle an und die Schwerewelle induziert lokal konvektive und/oder dynamische Instabilitäten. Durch diese Instabilitäten brechen die Wellen. Dabei dissipiert ihre Energie und der Impuls wird auf die Hintergrundströmung übertragen. Die dynamische Instabilität dominiert für niederfrequente Schwerewellen, während hochfrequente Schwerewellen konvektive Stabilität verursachen [*Dunkerton*, 1984; *Fritts und Rastogi*, 1985].

Darüber hinaus gibt es noch Mechanismen in der Atmosphäre, die die Dissipation der Energie und des Impulses der Schwerewelle ohne Turbulenz bewirken. Hier sind die Wärmeleitung, molekulare Reibung und Ionenreibung (Stöße von Neutralteilchen gegen Ionen) zu nennen.

Ein weiterer Mechanismus durch den Schwerewellen ausgelöscht werden, ist das so genannte Filtern in einer kritischen Höhe (engl. critical level). In dieser Höhe stimmen die horizontale Phasengeschwindigkeit der Schwerewelle und die horizontale Windgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung der Welle überein. Dies führt dazu, dass die vertikale Wellenlänge sich dem Wert null annähert. Die Schwerewelle wird stark durch Reibung und Instabilitäten gedämpft und durch den Hintergrundwind absorbiert.

## 2.4 Parameter

Das Schwerewellen-Spektrum ist eine Superposition aus vielen verschiedenen Schwerewellen mit unterschiedlichen Eigenschaften. Anhand von Untersuchungen und Beobachtungen konnte gezeigt werden, dass das Spektrum aber nur von wenigen Schwerewellen dominiert wird [Hines, 2002].

Anhand von aus Temperaturprofilen bestimmten Profilen der Temperaturabweichung lassen sich einige Parameter dieser dominanten Schwerewellen ermitteln.

Aus Vertikalprofilen der Temperaturabweichung (siehe Abbildung 2.3 oben) können Aussagen über die dominanten vertikalen Wellenlängen  $\lambda_z$  gemacht werden. Durch die Analyse der Zeitreihe der Temperaturabweichung auf einer festen Höhe (siehe Abbildung 2.3 unten) lassen sich die dominierenden Perioden  $T_{Beob}$  ermitteln.

Kann einer Schwerewelle eine vertikale Wellenlänge und eine Periode zugeordnet werden, so können aus diesen Größen die vertikale Phasengeschwindigkeit  $v_{Phase,z}$  und die horizontale Wellenlänge  $\lambda_x$ , als weitere Parameter der Schwerewelle, berechnet werden. Unter der Annahme, dass der mittlere vertikale Wind vernachlässigbar ist, ergibt sich die vertikale Phasengeschwindigkeit gemäß:

$$v_{Phase,z} = \frac{\lambda_z}{T_{Beob}} \quad (2.27)$$

Zur Berechnung der horizontalen Wellenlänge mittels  $\lambda_x/\lambda_z = T_{Beob}/T_{BV}$  (Gleichung 2.22) wird noch die Brunt-Väisälä-Periode  $T_{BV}$  benötigt. Sie kann aus dem Temperaturprofil nach Gleichung 2.5 bestimmt werden. Die auf diese Weise bestimmte horizontale Wellenlänge ist nur eine Abschätzung, da die benutzte Gleichung 2.22 viele Näherungen beinhaltet (siehe Seite 14). Für eine genauere Bestimmung der horizontalen Wellenlänge  $\lambda_x$  nach Gleichung 2.21 benötigt man Angaben zur intrinsischen Frequenz  $\hat{\omega}$  der Schwerewelle. Sie ist gegeben durch:

$$\hat{\omega} = \omega - \vec{k} \cdot \vec{v} = \frac{2 \cdot \pi}{T_{Beob}} - |\vec{k}| \cdot |\vec{v}| \cdot \cos\alpha \quad (2.28)$$

$\alpha$  ist der Winkel zwischen den Ausbreitungsrichtungen des Windes und der Schwerewelle. Hierfür sind Informationen über die Windgeschwindigkeit und -richtung, sowie der Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle notwendig. Die Windangaben können eventuellen Messungen oder Modellen (z.B. ECMWF<sup>3</sup>) entnommen werden. Aussagen über die Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle können aus der Analyse der Temperaturabweichungen aus Messungen mit nur einem Lidar-Instrument aber nicht erhalten werden.

Ein geeignetes Mittel um einen ersten Überblick über die Schwerewellen-Parameter zu gewinnen sind Konturdarstellungen in denen die Temperaturabweichungen als Funktion der Höhe und der Zeit dargestellt sind. Abbildung 2.4 zeigt ein Beispiel für den idealisierten Fall, dass nur eine Schwerewelle das Schwerewellen-Spektrum dominiert. Anschaulich erkennbar sind geneigte linienhafte Bereiche mit positiven bzw. negativen Temperaturabweichungen. Diese Struktur der Temperaturabweichungen wird im

---

<sup>3</sup>European Center for Medium-Range Weather Forecast

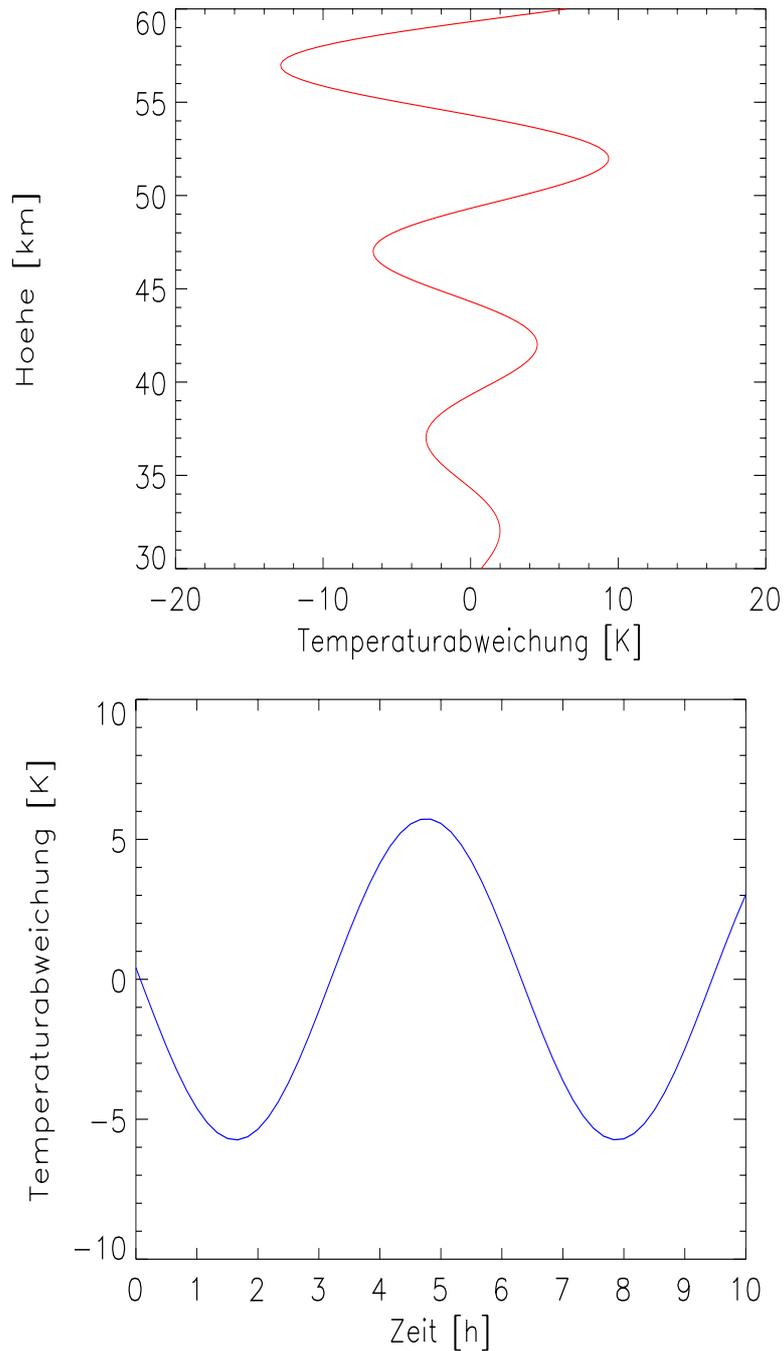


Abbildung 2.3: Temperaturabweichungen durch eine einzelne Schwerewelle mit den Parametern:  $\lambda_z = 10$  km,  $T_{Beob} = 6,25$  h,  $v_{Phase,z} = -0,45$  m/s und  $\lambda_x = 750$  km. Nach Gleichung 2.23.

oben: Vertikalprofil der Temperaturabweichung im Höhenbereich zwischen 30 und 60 km.

unten: Zeitreihe der Temperaturabweichung in 45 km Höhe.

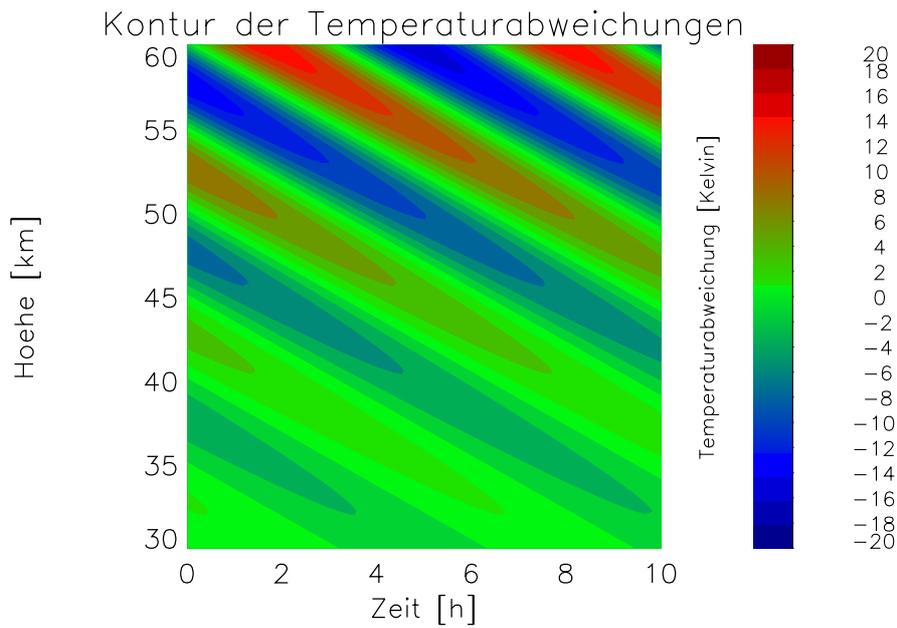


Abbildung 2.4: Die Temperaturabweichungen als Funktion der Höhe und der Zeit für die gleiche Schwerewelle wie in Abbildung 2.3.

Weiteren als geordnet bezeichnet. In diesem Fall können die vertikale Wellenlänge und Phasengeschwindigkeit leicht aus der Konturdarstellung bestimmt werden. Die vertikale Wellenlänge ist der vertikale Abstand zwischen zwei Maxima bzw. Minima der Temperaturabweichung zu einem festen Zeitpunkt. Die vertikale Phasengeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit mit der eine feste Phase (z. B. Extrema der Temperaturabweichung) ihre Höhe mit der Zeit verändert. Sie ist durch die Steigung der oben beschriebenen linienhaften Bereiche gegeben. Ist die Struktur der Temperaturabweichung ungeordnet, so ist dies ein Indiz für das Vorhandensein keiner oder mehrerer dominanter Schwerewellen.

# Kapitel 3

## Lidar

### 3.1 Lidar-Prinzip

Die vom Laser<sup>1</sup> des Lidar-Instruments in die Atmosphäre ausgesandten Lichtpulse werden dort durch Atome, Moleküle und Aerosole gestreut. Das unter 180° gestreute Licht wird vom Teleskop des Lidar-Instruments aufgefangen, gesammelt und anschließend durch ein optisches Kabel (Glasfaser) auf eine Nachweisbank geführt. Dort wird das rückgestreute Licht nachgewiesen (siehe Abbildung 3.1). Über die Analyse des Rückstreusignals sind je nach Aufbau des Lidars Aussagen über Dichte-, Temperatur- und Windverteilungen möglich. Durch Analyse der Rückstreuung von Licht unterschiedlicher Wellenlängen können auch Informationen über die Eigenschaften von Aerosolen erhalten werden. Je nach geophysikalischen und gerätespezifischen Bedingungen sind Ergebnisse bis in eine Höhe von mehr als 100 km möglich. Die Höhenzuordnung erfolgt über die Laufzeit des Lichts.

Die Vorteile des Lidar-Instrumentes liegen in der Möglichkeit Daten aus Höhenbereichen zu erhalten, die nicht oder nur wenig durch andere Meßinstrumente erfasst werden können. Speziell ist damit der Höhenbereich zwischen 30 bis 60 km gemeint, wo Radar<sup>2</sup>-Instrumente und Ballone keine Messungen durchführen können. Raketenmessungen erfassen zwar diesen Höhenbereich, jedoch wird diese Methode nur sporadisch angewendet.

Nachteilig für die Anwendung von Lidar-Instrumenten ist ihre Abhängigkeit vom Wetter. Durch Wolken werden Messungen verhindert, so dass keine kontinuierliche Datenaufnahme möglich ist.

### 3.2 Streumechanismen

Zum Verständnis von Lidar-Instrumenten sind Kenntnisse der verschiedenen Streumechanismen notwendig. Im Folgenden wird eine kurze Einführung gegeben.

---

<sup>1</sup>Light amplification by stimulated emission of radiation

<sup>2</sup>Radio detection and ranging

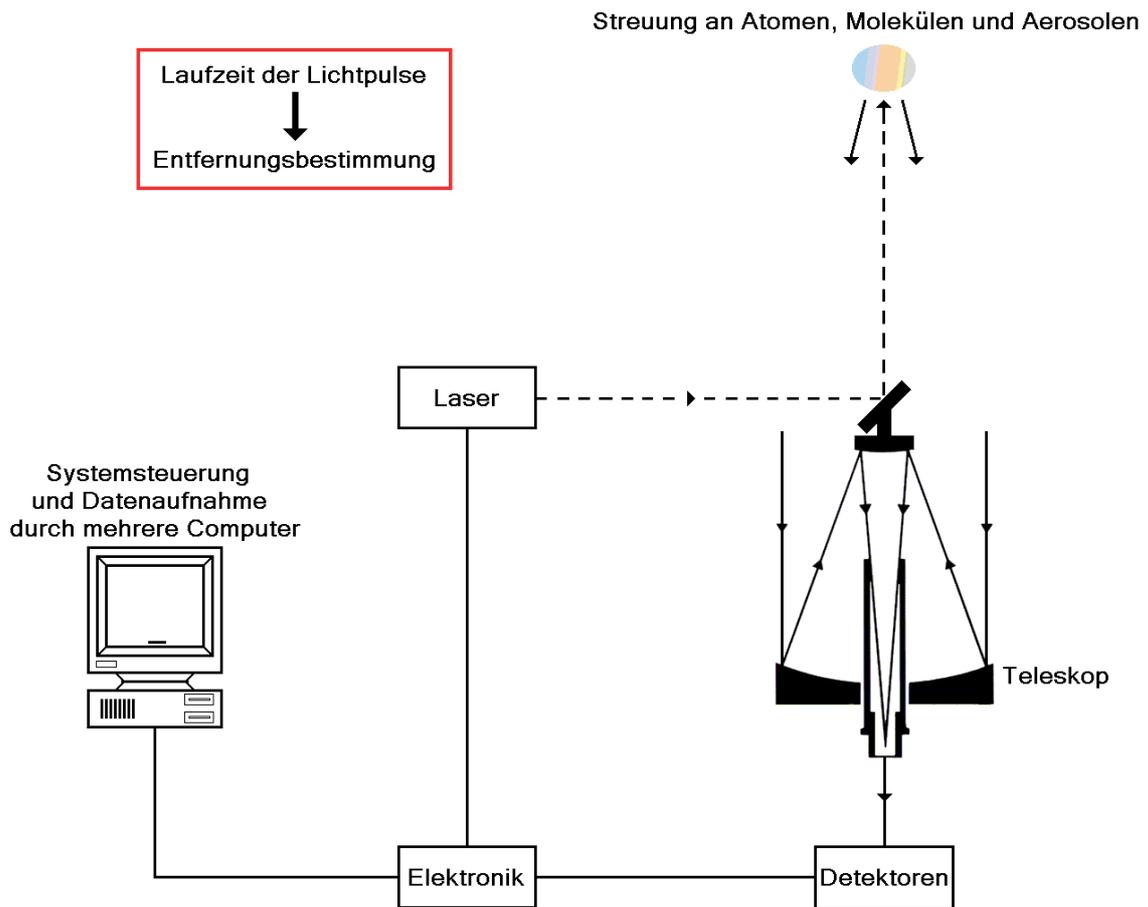


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbau- und Funktionsprinzips eines Lidar-Instruments

Die verschiedenen Streuprozesse in der Atmosphäre lassen sich nach verschiedenen Gesichtspunkten unterteilen. Nimmt man den Streupartner als Grundlage, so ist eine Unterscheidung nach Atom- bzw. Moleküstreuung und Aerosolstreuung möglich. Wird die Energie- und Impulsbilanz betrachtet, so kann man in elastische und inelastische Streuung unterteilen. Die folgende Einteilung beinhaltet beide Aspekte.

- Cabannes-Linie

Durch die Absorption eines einfallenden Photons wird ein Elektron des Streupartners (Atom, Molekül) vom energetischen Ausgangsniveau auf ein höheres virtuelles Niveau gehoben. Nach einer kurzen Zeitspanne relaxiert das Elektron wieder in seinen Ausgangszustand zurück und emittiert dabei ein Photon, welches, bis auf die Dopplerverschiebung durch die Bewegung des streuenden Atoms bzw. Moleküls, die gleiche Wellenlänge besitzt wie das Eingefangene. Dies kennzeichnet die elastische Streuung.

- Rotationsraman-Streuung

Bei diesem Streuungstyp erfolgt die Relaxation des Elektrons nicht in das energetische Ausgangsniveau, sondern in ein Niveau mit veränderter Rotationsquantenzahl. Besitzt der neue Zustand eine höhere Rotationsquantenzahl als der Ausgangszustand, so besitzt das vom Elektron ausgesandte Photon eine größere Wellenlänge. Hierbei spricht man von einer Stokes-Linie. Der Begriff Antistokes-Linie bezeichnet den Fall der kleineren Rotationsquantenzahl und entsprechend kleinerer ausgesandter Wellenlänge. Die auftretenden Wellenlängenänderungen liegen in der Größenordnung von einigen Nanometern für molekularen Stickstoff und Sauerstoff.

Diese beiden Streuungsmechanismen werden zur Rayleigh-Streuung zusammengefasst [Young, 1981]. Die Rayleigh-Streuung ist gekennzeichnet durch eine umgekehrte Proportionalität zur vierten Potenz der Wellenlänge ( $\sigma \sim 1/\lambda^4$ ). Demzufolge ist die Streuung von Licht um so stärker, je kleiner seine Wellenlänge ist. Die Cabannes-Linie liefert den Hauptanteil an der Rayleigh-Streuung, da ihr Wirkungsquerschnitt um einen Faktor  $10^4$  größer ist als der der Rotationsraman-Streuung.

- Vibrationsraman-Streuung

Wie bei der Rotationsraman-Streuung handelt es sich hierbei um inelastische Streuung. Das auf ein virtuelles Niveau angeregte Elektron geht anschließend auf einen Zustand mit einer anderen Vibrationsquantenzahl zurück. Übergänge auf niedrigere Energieniveaus sind dabei eher selten. Die Wellenlängenverschiebung liegt für molekularen Sauerstoff und Stickstoff im Bereich von 50 bis 100 nm, bei einer Emissions-Wellenlänge von 532 nm. Im Vergleich zur Cabannes-Streuung ist der Wirkungsquerschnitt um drei Größenordnungen kleiner.

- Resonanz-Streuung

Dieser Streuungsmechanismus ist dadurch charakterisiert, dass ein Elektron des streuenden Atoms oder Moleküls auf ein reelles Energieniveau angehoben wird. Die Relaxation des Elektrons erfolgt auf das Ausgangsniveau, so dass sich das eingefangene und das ausgesandte Photon, bis auf die Dopplerverschiebung, nicht in der Wellenlänge unterscheiden. Im Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt der Resonanz-Streuung um 14 Größenordnungen höher als der der Cabannes-Linie.

Die bisher genannten Streuungsmechanismen lassen sich in der oben genannten Gruppe der Atom- bzw. Molekülstreuung vereinigen. Die Streupartner sind weit kleiner als die Wellenlänge des Lichts.

- Aerosol-Streuung

Dieser Mechanismus beschreibt die elastische Streuung an Aerosolen. Aerosole sind viel größer als Atome oder Moleküle, treten aber mit einem Faktor  $10^{20}$  seltener auf. Wie groß der Wirkungsquerschnitt der Aerosol-Streuung ist, hängt von der Größe der Teilchen ab. Gewöhnlicherweise liegt er mehrere Zehnerpotenzen über dem der Cabannes-Streuung. Als Mie-Streuung wird die Streuung an sphärischen Aerosolen bezeichnet.

### 3.3 Die ALOMAR-Forschungsstation

ALOMAR ist das Akronym für Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research. Dieses Observatorium befindet sich auf der nord-norwegischen Insel Andøya, die zur Inselgruppe der Vesterålen gehört (siehe Abbildung 3.2). Das oktagonförmige Observatoriumsgebäude (siehe Abbildung 3.3) steht auf der Spitze des 379 m hohen Berges Ramnan im Norden der Insel nahe der Stadt Andenes. Die genauen geographischen Koordinaten lauten:  $69,28^\circ$  nördliche Breite und  $16,01^\circ$  östliche Länge. Damit ist das Observatorium ca. 290 km nördlich des Polarkreises gelegen. Aufgebaut wurde es im Jahr 1994 und seitdem werden dort Messungen zur Erforschung der mittleren Atmosphäre vorgenommen. Der Name Lidar-Observatorium ist mittlerweile nicht mehr vollständig



Abbildung 3.2: Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation (rot eingerahmt).

Der Name Lidar-Observatorium ist mittlerweile nicht mehr vollständig



Abbildung 3.3: Blick von oben auf das Gebäude des ALOMAR-Observatoriums. Es steht auf der Spitze des Berges Ramnan im Norden der Insel Andøya. Oben rechts ist ein Teil der Stadt Andenes zu sehen.

zutreffend. Neben drei verschiedenen Lidar-Geräten gehören vielfältige bodengebundene Fernerkundungsinstrumente zu ALOMAR. Sie sind sowohl inner- als auch außerhalb des Observatoriums untergebracht. Dazu zählen beispielsweise diverse Radar-Instrumente, Radiometer, Spektrometer und eine Wetterstation.

ALOMAR ist der Andøya Rocket Range (kurz ARR) untergeordnet, die nur wenige Kilometer vom Observatorium entfernt ist. Von der ARR aus können Raketen gestartet werden. Die Kombination dieser vielfältigen Messinstrumente bietet Möglichkeiten für die Erforschung der mittleren Atmosphäre, die in dieser geographischen Breite einmalig sind.

### 3.4 Aufbau und Funktionsweise des ALOMAR RMR-Lidars

Das ALOMAR RMR-Lidar ist ein Gemeinschaftsprojekt des Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn (kurz IAP), des Physikalischen Instituts der Universität Bonn, des Service d' Aéronomie des CNRS<sup>3</sup> aus Verrières le Buisson in Frankreich und der Hovemere Ltd. mit Sitz in Keston/Großbritannien. Die Buchstabenkombination RMR steht für die drei ausgenutzten Streuprozesse Rayleigh-, Mie- und Ramanstreuung (siehe Kapitel 3.2).

---

<sup>3</sup>Centre National de la Recherche Scientifique

Anhand verschiedener Aufgabenstellungen kann das Instrument in drei Zweige aufgeteilt werden: Sende-, Transfer- und Nachweiszweig. Das Lasersystem bildet den Sendezeitweig. Der Transferzeitweig setzt sich aus Führungsspiegel-System, Teleskop, Fokalbox und Glasfaser zusammen und der Nachweizeitweig umfasst die optischen und elektronischen Komponenten, die das Licht nachweisen.

- Sendezeitweig

Das ALOMAR RMR-Lidar ist ein Doppel-Lidarsystem und besitzt zwei Laser. Sind beide Laser in Betrieb, wird zeitversetzt gearbeitet. Bei den Lasern handelt es sich um Nd:YAG<sup>4</sup>-Laser, die mit der Frequenz von 30 Hz Lichtpulse der drei Wellenlängen 1064 nm (Grundfrequenz, infrarot), 532 nm (Frequenzverdoppelte, sichtbar) und 355 nm (Frequenzverdreifachte, ultraviolett) koaxial in einem Strahl aussenden. Ein einzelner Puls hat eine Dauer von ca. 10 ns und ist damit ca. 3 m lang. Die beiden Laser werden spektral stabilisiert durch einen Seederlaser, der selber mit einer Genauigkeit von ca.  $\delta\lambda/\lambda \cong 10^{-9}$  auf eine Flanke einer Iod-Absorptionslinie stabilisiert ist. Somit ist gewährleistet, dass die Laser eine hohe Wellenlängengenauigkeit besitzen, um zum Beispiel Windmessungen unter Ausnutzung des Dopplereffekts vornehmen zu können. Die Laserpulse gelangen durch ein Rohr aus dem Laserraum in die Teleskophalle.

- Transferzeitweig

In der Teleskophalle werden die Lichtpulse durch drei Strahl-Führungsspiegel<sup>5</sup> koaxial zur Blickrichtung des Empfangsteleskops in die Atmosphäre ausgekoppelt.

Das ALOMAR RMR-Lidar besitzt entsprechend den zwei Lasern auch zwei Teleskope (siehe Abbildung 3.4). Beide Teleskope haben einen Primärspiegel mit einem Durchmesser von 1,8 m und einen Sekundärspiegel mit einem Durchmesser von 0,6 m. Der Sekundärspiegel ist an die Abbildungseigenschaften des Primärspiegels angepasst und beide Spiegel sind zu einem Cassegrain-System (Bezeichnung des Aufbau-Schemas) zusammengesetzt. Der Primärspiegel sammelt das gestreute Licht und reflektiert es in Richtung Sekundärspiegel, der seinerseits das Licht reflektiert und gebündelt in eine Fokalbox unterhalb des Primärspiegels lenkt. Die Besonderheit der Teleskope ist, dass sie um 30° aus der Vertikalen geschwenkt werden können. Das so genannte SE-Teleskop deckt den Süd-Ost-Quadranten ab und das NW-Teleskop entsprechend den Nord-West-Quadranten. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit von Messungen der horizontalen Windkomponenten oder entlang der Flugbahn der Raketen, die von der ARR gestartet werden.

Die Teleskope besitzen ein Gesichtsfeld von 180  $\mu$ rad. Dieses kleine Gesichtsfeld ermöglicht einen großen Anteil des solaren Untergrunds zu unterdrücken. Dies ist eine Voraussetzung, um Messungen mit dem Lidar-Instrument auch am Tage durchführen zu können (Tageslichtfähigkeit), wo der solare Untergrund viele Größenordnungen höher ist als in der Nacht bei Dunkelheit.

---

<sup>4</sup>Neodymium:Yttrium-Aluminium-Granat

<sup>5</sup>engl. Beam guiding mirror, kurz BGM

Durch das Strahl-Führungssystem muss gewährleistet werden, dass der Laserstrahl immer im Gesichtsfeld des Teleskops ist, um das gestreute Licht vollständig in die Glasfaser einkoppeln zu können. Geschieht dies nicht, sind einige Messergebnisse mit Fehlern behaftet. Zwei entsprechende Maßnahmen werden bereits im Sendezweig vorgenommen: zum einen eine automatische Richtungstabilisierung und zum anderen eine Strahlaufweitung zur Verringerung der Strahl-Divergenz. Ein dritter Mechanismus ist eine automatische Stabilisierung des Laserstrahls im Gesichtsfeld des Teleskop mit Hilfe des so genannten CCD<sup>6</sup>-Zweigs.

Das unter 180° gestreute Licht wird vom Teleskopsystem gesammelt und wie beschrieben in die Fokalbox fokussiert. Dort erfolgt eine geometrische Aufteilung des empfangenen Lichts durch Spiegel in den RMR-Zweig und den CCD-Zweig. Die oben beschriebene koaxiale Justage zur Teleskopblickrichtung wird durch thermische Verformungen des Systems gestört. Daher ist eine ständige Nachjustage notwendig, wofür der CCD-Zweig konzipiert ist. Dort wird das Licht aus einer Höhe von ca. einem Kilometer auf eine CCD-Kamera abgebildet. Diese misst den Intensitätsschwerpunkt des zurückgestreuten Lichts. Sobald dieser von seinem Sollpunkt abweicht, wird rechnergesteuert eine Neujustage der Strahlausrichtung durch den Auskoppelspiegel vorgenommen.

Über die Analyse der Polarisations-eigenschaften lassen sich weitere Aussagen über Eigenschaften von Aerosolen machen [Baumgarten, 2001]. Diese Analyse muss vor dem Einkoppeln in die Glasfaser erfolgen, da ansonsten durch die Glasfaser die Polarisations-eigenschaften teilweise verloren gehen. Dazu kann ein linearer Polarisator im RMR-Zweig in den Strahlengang gefahren werden, der das Licht in zwei zueinander orthogonale Komponenten zerlegt.

Anschließend wird das Licht in die Glasfaser eingekoppelt und auf die optische Bank geleitet.

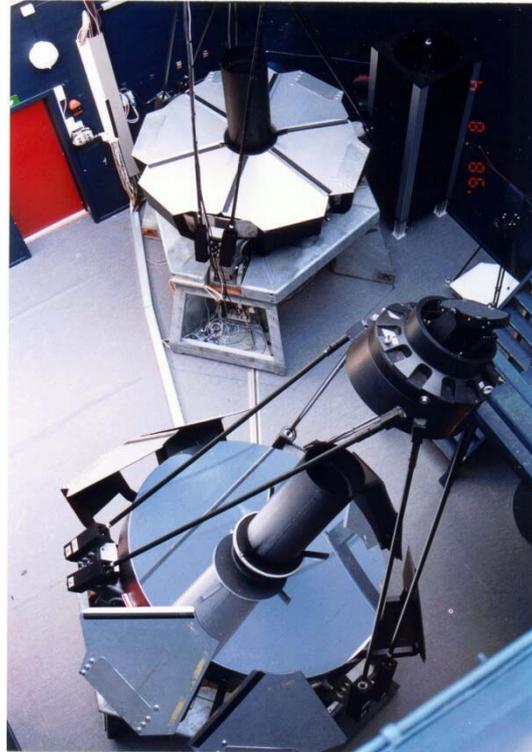


Abbildung 3.4: Blick von oben auf beiden Teleskopen des ALOMAR RMR-Lidars.

---

<sup>6</sup>Charged coupled device

- Nachweiszweig

Ein rotierender Spiegel, der mit dem Lasersystem synchronisiert ist, führt das Signal des jeweils aktiven Teleskops auf die optische Bank. Anschließend wird durch einen mechanischen Chopper<sup>7</sup> das Licht aus Höhen unterhalb von 15 km abgeblockt. Zweck ist es, die empfindlichen Nachweisgeräte vor den hohen Lichtintensitäten aus diesen Höhen zu schützen. Der Chopper ist eine rotierende Scheibe mit Flügeln. Laseremission und Rotation des Choppers sind synchronisiert, so dass das Signal aus den niedrigen Höhen durch die Flügel abgeblockt wird.

Im Anschluss wird das rückgestreute Licht durch dichroitische Spiegel<sup>8</sup> grob in die nachzuweisenden Wellenlängenbereiche aufgeteilt. Eine feinere spektrale Filterung erfolgt anschließend durch schmalbandige Interferenzfilter und Etalons. Für den Nachtbetrieb des RMR-Lidars sind die Filter ausreichend. Bei Tageslichtmessungen ist eine noch feinere spektrale Filterung nötig, die zusätzlich durch Einfach- und Doppel-Etalons gewährleistet wird. Nach der spektralen Filterung wird das Licht durch Intensitätsstrahlteiler in unterschiedliche Intensitäten (High, Medium, Low) aufgeteilt und anschließend auf die Nachweisgeräte geführt.

An die Nachweisgeräte werden hohe Anforderungen gestellt: hohe Quanteneffizienz, großer Dynamikbereich<sup>9</sup>, kurze Totzeiten<sup>10</sup> und geringe Dunkelzählraten. Zum Detektieren werden daher Photomultiplier (kurz PMT) benutzt, welche die detektierten Photonen in Spannungspulse umwandeln. Ihre Nachweisempfindlichkeit lässt im infraroten Bereich nach, so dass für den Nachweis des Lichts mit der Wellenlänge von 1064 nm eine Photodiode eingesetzt wird, die in diesem Bereich eine höhere Quanteneffizienz hat.

Jeder der Detektoren besitzt einen weiteren Mechanismus zum Schutz vor zu hohen Lichtintensitäten bzw. den daraus resultierenden starken Strompulsen. Ein elektronisches Shutter-System schaltet, ebenfalls synchronisiert zum Laserpuls, die Spannung der ersten Photomultiplierdynode für einen kurzen Moment ab, so dass keine Lichtpulse nachgewiesen werden können. Anschließend wird die Spannungssperre wieder aufgehoben und nach ca. 20  $\mu$ s besitzt der Photomultiplier wieder seine volle Empfindlichkeit. Dieses System ergänzt den Chopper mit dem Vorteil, dass die Zeitspanne für jeden Detektor individuell festgelegt werden kann, um unterschiedlichen Signalstärken gerecht zu werden.

Die einzelnen Nachweiskanäle und ihre Möglichkeiten sollen an dieser Stelle kurz charakterisiert werden:

---

<sup>7</sup>engl. Zerhacker

<sup>8</sup>Spiegel die nur bestimmte Wellenlängenbereiche reflektieren

<sup>9</sup>Rückstreusignal geht über acht Größenordnungen

<sup>10</sup>Zeit zwischen der zwei Photonen nachgewiesen werden können

- Kanäle der Cabannes-Linie und Aerosol-Streuung
  1. RMR VIS Kanal 532 nm (sichtbar) mit den intensitätskaskadierten Kanälen DH,DM, DL
  2. RMR UV Kanal 355 nm (ultraviolett) mit AH, AL
  3. RMR IR Kanal 1064 nm (infrarot) APD

Mit diesen tageslichtfähigen Kanälen wird die Cabannes-Linie und die Aerosol-Streuung der Wellenlängen 355, 532 und 1064 nm gemessen. Hieraus lassen sich Temperatur- und relative Dichteprofile oberhalb von 30 km ermitteln. Unterhalb dieser Höhe beinhaltet das Rückstreusignal neben dem Molekülanteil noch einen Aerosolanteil<sup>11</sup>, der sich nicht extrahieren lässt. Dadurch kommt es zu einer fehlerhaften Ableitung der relativen Moleküldichte und damit der Temperaturprofile. Des Weiteren lassen sich eventuell vorhandene NLCs<sup>12</sup>, PSCs<sup>13</sup> und Aerosolschichten nachweisen. Über das Rückstreuverhalten bei allen drei Wellenlängen können zum Beispiel Aussagen über die Größenverteilung oder Rückstreukoeffizienten der NLC gemacht werden.

- $N_2$  Vibrationsraman-Kanäle
  1. AU 387 nm (ultraviolett) Ausgangswellenlänge 355 nm
  2. DS 608 nm (sichtbar) Ausgangswellenlänge 532 nm
- $N_2 + O_2$  Rotationsraman-Kanäle
  1. TR1 530,4 nm (sichtbar) Ausgangswellenlänge 532 nm
  2. TR2 529,1 nm (sichtbar) Ausgangswellenlänge 532 nm

Der Vorteil der Raman-Kanäle liegt in ihrer Unabhängigkeit von den Aerosolvorkommen in der Atmosphäre. Aerosol-Streuung ist elastisch, diese Kanäle detektieren jedoch verschobene Wellenlängen, die nur von den Luftmolekülen kommen. Somit ist eine Bestimmung von Temperatur- und relativen Dichteprofilen unterhalb von 30 km möglich. Die untere Grenze wird durch den Chopper festgelegt und liegt in der Regel bei rund 15 km. Anschließend können diese Profile mit denen der Cabannes- und Aerosolkanäle verknüpft werden. Damit vergrößert sich der Höhenbereich der Profile. Des Weiteren lassen sich Extinktionskoeffizienten und Rückstreuverhältnisse ermitteln.

Die Temperaturbestimmung nach der Rotationsraman-Methode hat darüber hinaus noch einen weiteren Vorteil. Sie beruht auf dem Verhältnis der Signalstärken bei zwei Wellenlängen innerhalb des Rotationsraman-Streuungsspektrums. Für den Fall, dass der Laserstrahl teilweise aus dem Gesichtsfeld des Teleskops verschwindet, führt dies nicht zu einer Verfälschung des Temperaturprofils, da dann das gesamte Spektrum der Rotationsraman-Streuung betroffen ist und das Verhältnis sich dadurch nicht ändert.

Die fehlende Tageslichtfähigkeit dieser Kanäle ist dagegen nachteilig.

---

<sup>11</sup>atmosphärische Aerosolschicht bis zu einer Höhe von 30 km

<sup>12</sup>Noctilucent cloud; auch Polar mesospheric cloud genannt

<sup>13</sup>Polar strospheric cloud

- DWTS Ausgangswellenlänge 532 nm

DWTS ist die Bezeichnung für 'Doppler Wind and Temperature System' [Rees *et al.*, 1996], welches 24 Nachweiskanäle umfasst. Gemessen wird das Spektrum des rückgestreuten Lichts bei 532 nm. Daraus lässt sich die Dopplerverschiebung und die Dopplerverbreiterung bestimmen. Aus der Dopplerverschiebung kann die Windgeschwindigkeit abgeleitet werden, aus der Dopplerverbreiterung die Temperatur. Zur spektralen Analyse wird ein Etalon eingesetzt. Dessen ringförmige Interferenzfigur wird mit einem Ringanoden-Detektor vermessen. Dieser Detektor besitzt 24 einzelne Anoden, die als konzentrische Kreise angeordnet sind.

Die Datenaufnahmeelektronik besitzt 12 Zählkanäle, die nun die von den Photomultipliern und Photodioden in Spannungspulse umgesetzten Photonen zählt. Das DWTS besitzt eine eigene Nachweiselektronik. Nach jedem Laserpuls zählt die Elektronik über einen Zeitraum von jeweils 2 ms jede Mikrosekunde die Spannungspulse und speichert den jeweiligen Stand ab. Es wird entsprechend bis zu einer Höhe von 300 km gemessen mit einer Höhenauflösung von 150 m. Die Zähl elektronik summiert jeweils über 250 Laserpulse (Pre-Summation). Eine Workstation summiert 20 dieser Pre-Summationen und speichert diese als Rohdaten in einem Datenfile ab. Bei einer Laserfrequenz von ca. 30 Hz entspricht so jedes Profil einer Mittelung über einen Zeitraum von knapp drei Minuten.

Neben der Workstation gibt es noch eine Reihe anderer PCs. Mit ihnen werden das System und seine einzelnen Komponenten gesteuert, die Daten verarbeitet, der Status kontrolliert und überwacht. Unabhängig vom Messmodus ist nur ein Operateur nötig, um das System zu starten, zu betreiben und wieder herunterzufahren. Bereits während der Messung wird eine Online-Datenauswertung vorgenommen, um die Messung besser kontrollieren zu können.

Das ALOMAR RMR-Lidar ist ein hoch automatisiertes und zuverlässiges Lidar, mit dem auch Messungen am Tage möglich sind. Sobald es die Wetterbedingungen zulassen, wird mit dem Lidar routinemäßig gemessen. Eine tabellarische Zusammenfassung des ALOMAR RMR-Lidars befindet sich im Anhang A.1 auf Seite 77.

## 3.5 Lidar-Gleichung

Die Lidar-Gleichung beschreibt das empfangene Signal in Abhängigkeit von geophysikalischen und gerätespezifischen Parametern.

$$S(\lambda, z) = S_0(\lambda) \cdot \eta(\lambda) \cdot F \cdot \frac{A(z)}{z^2} \cdot Tr(\lambda, z) \cdot \Delta z \cdot \beta(\lambda, z) + \text{Untergrund} \quad (3.1)$$

Bedeutung der einzelnen Größen :

$\lambda$	Wellenlänge
$z$	Höhe

$S(\lambda, z)$	Empfangenes Signal, ausgedrückt durch die Anzahl der nachgewiesenen Photonen in der Höhe $z$ in Abhängigkeit von der ausgesandten Wellenlänge.
$S_0(\lambda)$	Ausgesandte Anzahl an Photonen, die abhängt von der Ausgangsleistung des Lasers und den Optiken, die den Strahl in die Atmosphäre auskoppeln.
$\eta(\lambda)$	Gerätekonstante, die die Nachweisgüte angibt. Sie beschreibt die Eigenschaften des Empfangszweiges, wie die Transmission und Reflexion von Spiegeln und Linsen und die Quanteneffizienz der Photomultiplier und Photodioden.
$F$	Fläche des Teleskops
$A(z)$	Überlappfunktion, gibt den geometrischen Überlapp zwischen Laserstrahl und Teleskopgesichtsfeld wieder.
$\frac{1}{z^2}$	Der Raumwinkel, den die Teleskopfläche einnimmt, verkleinert sich mit diesem geometrischen Faktor, wenn die Höhe zunimmt.
$\Delta z$	betrachtetes Höhenintervall
$Tr(\lambda, z)$	Funktion, die die Transmission zwischen der Höhe $z$ und dem Instrument darstellt. Transmissionsverluste werden zum Beispiel durch die Rayleigh-Streuung an den atmosphärischen Atomen, Molekülen und Aerosolen hervorgerufen. Die Verluste können auf Hin- und Rückweg verschiedene Werte annehmen, da die Wellenlängen des ausgesandten ( $\lambda_1$ ) und des gestreuten Lichts ( $\lambda_2$ ) nicht übereinstimmen müssen. Entsprechend gilt: $Tr(\lambda, z) = Tr \uparrow (\lambda_1, z) \cdot Tr \downarrow (\lambda_2, z)$
$\beta(\lambda, z)$	Gesamtvolumenrückstreukoeffizient Er setzt sich additiv aus den Volumenrückstreukoeffizienten der einzelnen Streumechanismen zusammen: $\beta = \beta_{Molekül, Atom} + \beta_{Aerosol}$ Der Koeffizient ist von der Dichte der Moleküle bzw. Aerosole abhängig. Daher stellt er die gesuchte Messgröße dar.
<i>Untergrund</i>	Der Untergrund ist unabhängig von der Höhe und wird maßgeblich durch zwei Komponenten gebildet. Zum einen durch das in der Atmosphäre gestreute Licht von Sonne, Mond, Sterne und zivilisatorischen Quellen und zum anderen durch das elektronische Rauschen der Nachweiselektronik.

### 3.6 Bestimmung von Temperaturprofilen

In Abbildung 3.5 sind Rohdatenprofile dargesellt, so wie sie von der Workstation des ALOMAR RMR-Lidars abgespeichert werden.

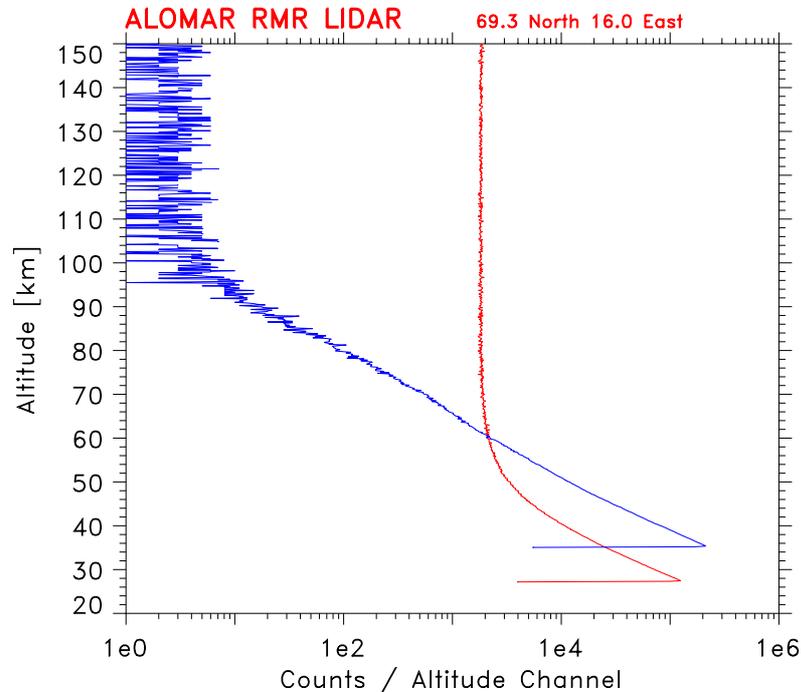


Abbildung 3.5: Rohdatenprofile für einen Sommerfall (Tag, rot) und einen Winterfall (Nacht, blau), gemessen mit dem DH-Kanal (532 nm) des ALOMAR RMR-Lidar. Die Rohdaten wurden jeweils über eine Stunde aufsummiert.

Um aus den Rohdaten Temperaturprofile ableiten zu können, müssen diese aufbereitet werden. Die folgenden Aufbereitungsschritte sind notwendig:

- Totzeit der Detektoren

Nach dem Nachweis eines Photons können die Detektoren für einen bestimmten Zeitraum kein weiteres nachweisen. Dieser Zeitraum wird als Totzeit bezeichnet. Der Fehler durch in diesem Zeitraum auftretende Photonen wird korrigiert. Am Unterrand der einzelnen Nachweiskanäle ist der Temperaturfehler durch die Totzeit kleiner als 2 K. Wenige Kilometer darüber kann der Fehler vernachlässigt werden [Hübner, 1998].

- Abzug des Untergrundes

Der Untergrund kann trotz des beschriebenen instrumentellen Aufbaus nicht vollständig unterdrückt werden. In großen Höhen, wo die Rückstreuung durch die Atmosphäre gering ist, besteht das Signal nur noch aus Untergrund. An diesen wird ein Polynom nullten, ersten oder zweiten Grades angepaßt und anschließend nach unten extrapoliert. Der so bestimmte Untergrund wird dann von den Daten abgezogen.

- Geometrie

Nach der Lidar-Gleichung ist das Empfangssignal abhängig von der Streuentfernung mit einem Faktor  $1/z^2$ . Um ein relatives Profil des Rückstreukoeffizienten zu erhalten wird das Signal mit  $z^2$  multipliziert.

- Extinktionskorrektur

Durch die atmosphärischen Atome, Moleküle und Aerosole werden das Ausgangs- und Rückstreusignal bei ihrem Weg durch die Atmosphäre abgeschwächt. Dies wird durch den Term  $Tr(\lambda, z)$  in der Lidar-Gleichung (Gleichung 3.1) beschrieben. Der hierdurch auftretende Fehler der Temperatur liegt im Bereich von 0,5 bis 5 K [Hübner, 1998]. Für die Korrektur dieses Effektes werden Referenzprofile der Dichte benutzt.

Im Anschluss an diese Datenaufbereitung lässt sich das Signal, durch den coaxialen Aufbau, sowie die automatische Stabilisierung des Laserstrahls oberhalb des vollständigen Überlapps (ca. 15 km), durch eine vereinfachte Lidar-Gleichung wie folgt darstellen:

$$S(\lambda, z) = C \cdot \beta(\lambda, z) \quad (3.2)$$

$S$  ist das Empfangssignal,  $\beta$  der Volumenrückstreukoeffizient und  $C$  ein höhenunabhängiger Faktor. Das aufbereitete Signal entspricht durch die Dichteabhängigkeit des Volumenrückstreukoeffizienten einem relativen Dichteprofil. Aus diesem Profil wird die Temperatur abgeleitet.

Zur Berechnung der Temperaturen aus den aufbereiteten Lidardaten nach der Dichte-Integrations-Methode werden folgende Annahmen gemacht:

1. Die Atmosphäre befindet sich im hydrostatischen Gleichgewicht.
2. Die Luft verhält sich wie ein ideales Gas.

Die erste Annahme ist sicherlich gerechtfertigt. Nach Untersuchungen von *Jenkins et al.* [1987] ist die zweite Annahme unterhalb von 60 km immer erfüllt. Oberhalb dieser Höhe ist diese Annahme bei kurzen Mittelungszeiträumen nicht mehr erfüllt, jedoch liegen Temperaturabweichungen in diesem Fall unterhalb von 1 K. Mit  $p \equiv$  Druck,  $g \equiv$  Schwerebeschleunigung,  $n \equiv$  Teilchenzahldichte,  $k_B \equiv$  Boltzmannkonstante,  $M_V \equiv$  molares Volumen und  $T \equiv$  Temperatur lassen sich die gemachten Annahmen durch die folgenden Gleichungen ausdrücken:

$$\frac{dp}{dz} = -n(z) \cdot g(z) \cdot M_V \quad \text{hydrostatische Approximation} \quad (3.3)$$

$$p(z) = n(z) \cdot k_B \cdot T(z) \quad \text{Zustandsgleichung des idealen Gases} \quad (3.4)$$

Durch die Kombination dieser beiden Gleichungen lässt sich die Gleichung zur Berechnung der Temperaturprofile erhalten. Sie lautet:

$$T(z) = \frac{n(z_{Start})}{n(z)} \cdot T(z_{Start}) + \frac{M_V}{k_B} \cdot \int_{z_{Start}}^z g(z') \cdot \frac{n(z')}{n(z)} \cdot dz' \quad (3.5)$$

Um ein Temperaturprofil zu erhalten, wird von der Starthöhe  $z_{start}$  nach unten integriert. Als Starthöhe wird die maximal erreichbare Höhe des Datensatzes verwendet, bei dem der Übergang des tatsächlichen Rückstreuungssignals in den Untergrund erfolgt. In der Starthöhe wird ein Temperaturwert  $T(z_{start})$  benötigt, der aus einer Referenzatmosphäre genommen werden muss. Mögliche Beispiele sind Modellatmosphären wie CIRA86<sup>14</sup> [Fleming et al., 1990] oder MSISE90<sup>15</sup> [Hedin, 1991]. Speziell für das ALOMAR RMR-Lidar bietet es sich an, die messungsbasierten Referenzen 'Lübken/von Zahn 91' [Lübken und von Zahn, 1991] und 'Lübken 99' [Lübken, 1999] zu nutzen. Sie sind Zusammenstellungen von Raketen- und Lidarmessungen auf der Andøya Rocket Range bzw. ALOMAR.

Der Startwert der Temperatur ist immer eine Näherung; unabhängig davon konvergiert die Temperatur nach ca. 15 km zum richtigen Temperaturwert. Die Höhenabhängigkeit der Schwerebeschleunigung kann aus einem Modell entnommen werden.

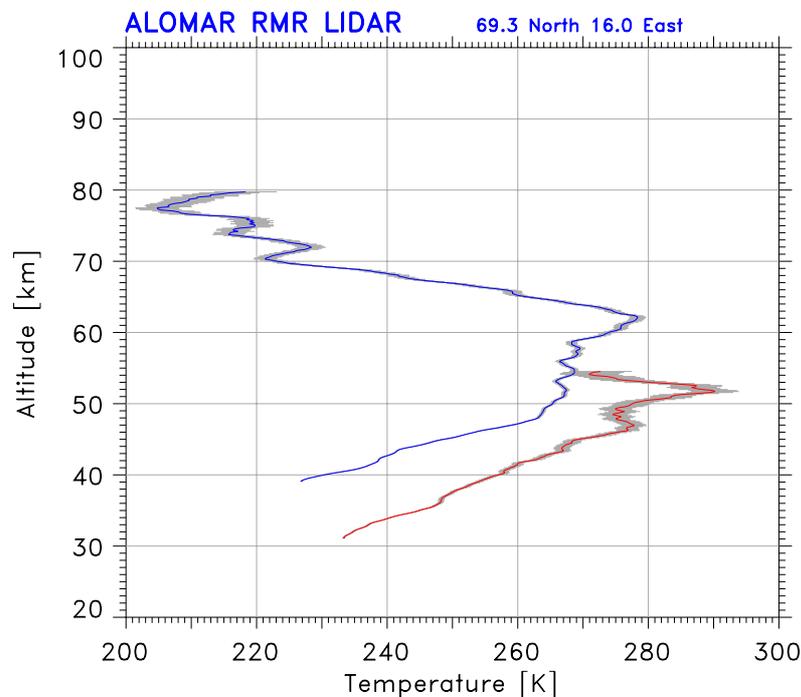


Abbildung 3.6: Die Temperaturprofile zu den Rohdaten aus Abbildung 3.5. Im Winter (Nacht, blau) kann die Temperatur noch in größeren Höhen bestimmt werden als im Sommer (Tag, rot), da der Übergang vom tatsächlichen Rückstreuungssignal in den Untergrund erst in einer größeren Höhe auftritt. Die graue Schattierung gibt den statistischen Fehler der Temperaturprofile an. Bei einem Fehler oberhalb von fünf Kelvin werden die Profile in dieser Arbeit ignoriert.

Das ALOMAR RMR-Lidar liefert Daten mit einer Höhenauflösung von 150 m bei vertikal ausgerichteten Teleskopen. Dies wird bei der numerischen Integration von Gleichung 3.10 verwendet.

<sup>14</sup>Commission Internationale pour la Recherche de l'Atmosphère 1986

<sup>15</sup>Mass Spectrometer and ground-based Incoherent Scatter - Extended 1990

chung 3.5 beachtet, da anderenfalls Diskretisierungsfehler auftreten. Weiterhin sind die beobachteten relativen Dichten Mittelwerte über die Höhenauflösung von 150 m. Diese sind der Mitte eines Kanals zugeordnet. Die Integration fordert jedoch die Angabe des Signals an der Grenze des Höhenintervalls. Dieses wird aus dem geometrischen Mittel zweier benachbarter Kanäle berechnet.

Um die statistische Unsicherheit, insbesondere am oberen Integrationsrand, zu minimieren, wird über mehrere Rohdatensätze gemittelt. In der vorliegenden Arbeit wurden die Rohdaten jeweils über eine Stunde aufsummiert. Die daraus berechneten Temperaturprofile werden bei einem Temperaturfehler oberhalb von 5 K abgeschnitten. Die Verarbeitung der Daten, sowie ihre Visualisierung erfolgt am IAP mit Programmpaketen, die auf PV-Wave von Visual Numerics basieren [*Hübner*, 1998; *Schöch*, 2001].



# Kapitel 4

## Daten und ihre Verarbeitung

### 4.1 Datenauswahl

Neben Schwerewellen sind leuchtende Nachtwolken (kurz NLC) ein wichtiges Forschungsgebiet des ALOMAR-Observatoriums. Sie treten in der polaren Sommermesosphäre in einer Höhe von ca. 83 km auf. Der Name resultiert aus dem beeindruckenden Leuchtphänomen, das eintritt, wenn diese optisch dünnen Wolken, aufgrund ihrer Höhe, von der kurz unter dem Horizont stehenden Sonne angestrahlt werden (siehe Abbildung 4.1). Diese Wolken bestehen aus Eisteilchen, die entstehen, wenn Wasserdampf durch die tiefen Temperaturen (ca. 130 K [*Lübken et al.*, 1996]) in der sommerlichen Mesopausen-Region sublimiert. Die tiefen Temperaturen sind Folge einer meridionalen Zirkulation mit aufsteigenden Luftmassen über dem Sommer-Pol und entsprechender adiabatischer Abkühlung. Der Antrieb dieser Zirkulation erfolgt durch den Impulsübertrag von Schwerewellen.



Abbildung 4.1: Leuchtende Nachtwolke über Valkeakoski/Finnland am 27./28. Juli 2001. (Foto: Tom Eklund Quelle: NLCNET-Webseite)

Über Nord-Norwegen können diese Wolken zwischen dem 1. Juni und dem 15. August eines Jahres auftreten. In diesem Zeitraum wird über den normalen Messbetrieb hinaus eine Messkampagne durchgeführt, bei der die ALOMAR-Forschungsstation rund um die Uhr besetzt ist, um bei geeignetem Wetter Messungen mit dem ALOMAR RMR-Lidar vorzunehmen.

Während der NLC-Kampagne 2002 wurde speziell im Juni und im Juli ein großer Datensatz aufgenommen. Die Statistik der Messzeit weist die NLC-Kampagne 2002 als Zweitbeste seit Beginn der Messungen im Jahr 1994 aus. Bis auf wenige Ausnahmen wurde in dieser Kampagne mit um  $20^\circ$  aus der Vertikalen geschwenkten Teleskopen gemessen. Die Teleskope waren in Richtung Ost ( $90^\circ$ ) bzw. Richtung West ( $270^\circ$ ) ausgerichtet (siehe Tabelle A.2 auf Seite 79).

Alle Messungen der Kampagne wurden auf ihre Signalqualität untersucht und diejenigen selektiert, die für eine Schwerewellen-Analyse geeignet sind. Das Hauptauswahlkriterium ist die Messdauer. Schwerewellen besitzen Perioden im Bereich zwischen fünf Minuten und vielen Stunden. Dementsprechend ist es wünschenswert, dass Messungen ein mehrfaches dieser Periode umfassen. Das oft wechselhafte Wetter auf Andøya erschwert jedoch die Aufnahme langer Messreihen.

In der Abbildung 4.2 sind die Zeiträume der Messungen wiedergegeben, die nach Anwendung der Auswahlkriterien auf Schwerewellen-Parameter untersucht wurden. Die roten Balken geben Messungen mit Laser 1 wieder, die blauen Balken stehen für Messungen mit dem Laser 2. Die orangenen Balken kennzeichnen Messungen mit beiden Lasern (Doppelmessung).

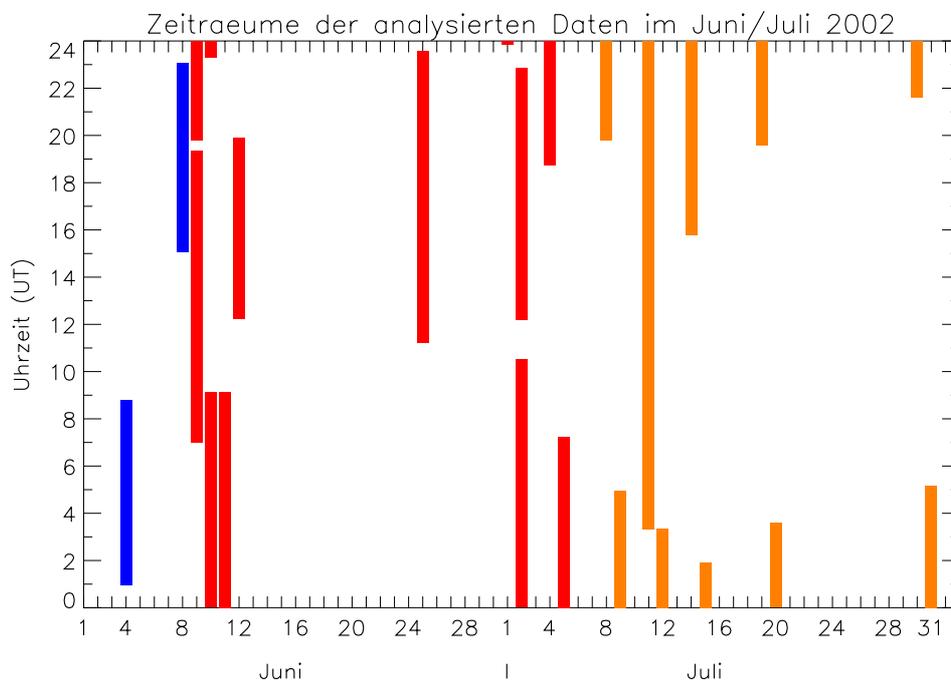


Abbildung 4.2: Darstellung der Zeiträume im Juni und Juli 2002, die auf Schwerewellen-Parameter untersucht wurden. Rot steht für Messungen mit Laser 1, blau für Laser 2 und orange für Messungen mit beiden Lasern.

Zwischen dem 10. Juni und dem 5. Juli 2002 waren keine Doppelmessungen möglich, da einer der Laser ausgefallen war. Für die fünf Doppelmessungen wurden jeweils die Datensätze beider Laser untersucht. Insgesamt wurden 20 Messungen analysiert. Im Anhang auf Seite 79 sind die genauen Analysezeiträume in einer Tabelle wiedergegeben. Im Weiteren wird zu den Messungen auch ihre chronologische Nummer angegeben.

Für die Auswertung der Messungen wurden nur die Rohdaten des Nachweiskanals DH (532 nm) genutzt. Dieser Kanal ist aus technischen Gründen der Kanal mit dem stärksten Signal.

## 4.2 Datenaufbereitung für die Wellenanalyse

Ziel der Datenaufbereitung ist es, Vertikalprofile und Zeitreihen der Temperaturabweichung zu erhalten, die im Anschluss mit der Wavelet-Transformation auf ihre dominanten vertikalen Wellenlängen bzw. Perioden, im betrachteten Höhenbereich, untersucht werden. Die Wavelet-Transformation wird ausführlich in Kapitel 4.3 beschrieben.

Dafür wurden die Rohdaten der selektierten Zeiträume jeweils über eine Stunde aufsummiert und der Summationszeitraum sukzessive um zehn Minuten verschoben. Die daraus berechneten Temperaturprofile wurden im Anschluss mit einem gleitenden Mittel über eine Länge von 1,5 km geglättet. Diese Temperaturprofile umfassen den Höhenbereich zwischen 30 und 55 km. Die Summationszeit von einer Stunde ist die untere Grenze, da sich durch eine weitere Verkürzung der statistische Fehler der Temperaturprofile erhöht und sich dieser für die folgenden Untersuchungen als zu groß erwiesen hat.

Der nächste Schritt ist die Bestimmung eines mittleren Temperaturprofils  $\bar{T}$ . Dieses wird anschließend von den Temperaturprofilen subtrahiert. Entsprechend  $T'(t) = T(t) - \bar{T}$  erhält man Vertikalprofile der Temperaturabweichung. Für die Bestimmung eines solchen Mittelwertprofils gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zum einen kann ein einzelnes Mittelwertprofil für den gesamten Messzeitraum ermittelt werden, in dem:

- alle Rohdaten des Messzeitraums aufsummiert werden und daraus ein Temperaturprofil abgeleitet wird.
- der Mittelwert aus allen Temperaturprofilen eines Messzeitraums gebildet wird.

Des Weiteren besteht die Möglichkeit für jedes Temperaturprofil des Messzeitraums separat ein Mittelwertprofil zu bestimmen, in dem zum Beispiel eine Polynom- oder Splinefunktion an diese Temperaturprofile angepasst wird. In diesem Fall hat man eine Vielzahl an Möglichkeiten, die alle in ihrer Anwendbarkeit und Korrektheit zeitaufwendig untersucht werden müssten. Bei der erstgenannten Methode treten Probleme am Oberrand des Profils auf, wenn der Übergang zwischen Signal und Untergrund im Laufe einer Messung schwankt. In dieser Arbeit wurde daher der Mittelwert aus allen Temperaturprofilen eines Messzeitraums verwendet. Bei dieser Methode werden die Probleme am Oberrand der Profile minimiert.

Im Anschluss wurden dann Zeitreihen der Temperaturabweichungen auf festen Höhen im Bereich zwischen 30 und 55 km gebildet.

Infolge der beschriebenen Glättung der Vertikalprofile der Temperatur werden alle vertikalen Wellenlängen kleiner als 1,5 km herausgemittelt. Dieser Wert ist entsprechend die kleinste vertikale Wellenlänge, die aufgelöst werden kann. Da die Vertikalprofile in der Regel den Höhenbereich zwischen 30 und 55 km umfassen, ist die größte beobachtbare vertikale Wellenlänge 25 km. Durch die Summation der Rohdaten über den Zeitraum von einer Stunde können Perioden, die eine kleinere Dauer besitzen nicht bestimmt werden. Die größte beobachtbare Periode ist die Messzeit minus eine Stunde. Der Abzug von einer Stunde ergibt sich aus der Summationszeit.

## 4.3 Wavelet-Transformation

Für die spektrale Analyse der Datensätze wird in dieser Arbeit die Wavelet-Transformation benutzt. Sie wird im Folgenden beschrieben.

Die Wavelet<sup>1</sup>-Transformation ist eine Methode zur Analyse und Verarbeitung von Signalen. Der Vorteil der Wavelet-Transformation gegenüber vergleichbaren Methoden, wie zum Beispiel der Fourier-Transformation, liegt in der Erhaltung der Lokalisierungsinformation der Frequenzanteile (Zeit-Frequenz-Lokalisierung). Damit eignet sich die Wavelet-Transformation besonders für Signale, die nichtstationäre oder kurzlebige Frequenzkomponenten besitzen.

Erste Ansätze zur Wavelet-Transformation gab es bereits 1910. Aber erst Anfang der 1980-er Jahre wurde durch den Geophysiker Jean Morlet und den theoretischen Physiker Alex Grossmann ein exakter Formalismus der Wavelet-Transformation aufgestellt. Seit dieser Zeit wächst die Anzahl der Anwendungsbereiche der Wavelet-Transformation in der Wissenschaft [*Foufoula-Georgiou und Kumar, 1994*].

### 4.3.1 Prinzip der Wavelet-Transformation

Ausgangspunkt der Wavelet-Transformation ist ein Mutter-Wavelet  $\Psi(x)$ . Prinzipiell kommt als Mutter-Wavelet jede reelle oder komplexe Funktion in Frage, die die folgenden so genannten Zulässigkeitsbedingungen erfüllt [*Zink, 2000*]:

- Die Funktion muss integrierbar und oszillierend sein.
- Die Funktion muss um  $x = 0$  lokalisiert sein.
- Der Mittelwert der Funktion muss null sein.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x) \cdot dx = 0$$

---

<sup>1</sup>engl. kleine Welle

Aus dem Mutter-Wavelet wird durch Skalierung und Translation eine Familie von Wavelets ( $\Psi_{a,b}(x)$ ) erzeugt.

$$\Psi_{a,b}(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \Psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad (4.1)$$

In der Gleichung steht  $a$  ( $a > 0$ ) für den Skalen-Parameter und  $b$  für den Positions-Parameter. Der Faktor  $1/\sqrt{a}$  dient der Normierung.

Die Skalierung des Mutter-Wavelets ist interpretierbar als Anpassung an verschiedene Frequenzen. Durch  $a > 1$  wird das Wavelet verbreitert und somit an niederfrequente Anteile angepasst. Die Anpassung an hochfrequente Anteile eines Signals erfolgt durch  $a < 1$  (Stauchung). Die Translation des Mutter-Wavelets garantiert die Lokalisierungsinformation der Frequenz (siehe Abbildung 4.3).

Die Wavelet-Transformation einer Funktion  $f(x)$  ist eine Faltung dieser Funktion mit den verschobenen und skalierten Wavelets.

$$W_f(a,b) = \frac{1}{a} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \cdot \Psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \cdot dx \quad (4.2)$$

Der Wavelet-Koeffizient  $W_f(a,b)$  gibt die Korrelation zwischen der Funktion  $f(x)$  und dem mit  $a$  skalierten Wavelet an der Position  $b$  an. Je höher die Übereinstimmung der beiden Funktionen ist, um so größer ist der Wavelet-Koeffizient.

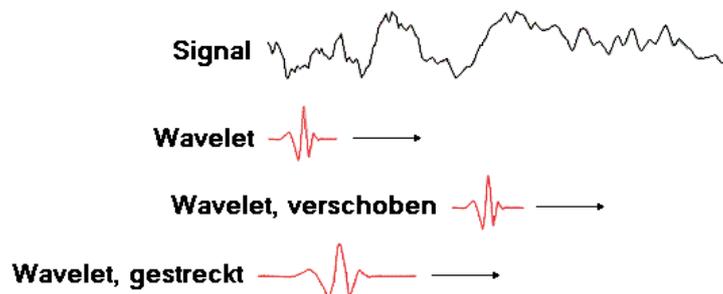


Abbildung 4.3: Prinzip der Wavelet-Transformation. Durch verschobene und skalierte Wavelets wird eine Funktion analysiert und Ähnlichkeitswerte in Form der Wavelet-Koeffizienten zugeordnet [nach Niemöller, 1999].

Für die Darstellung der Ergebnisse wird in dieser Arbeit das Betragsquadrat der Wavelet-Koeffizienten

$$E(a,b) = |W_f(a,b)|^2 \quad (4.3)$$

genutzt, da im allgemeinen Fall das Wavelet komplex ist.  $E(a,b)$  wird auch als Wavelet Power Spektrum bezeichnet und ist eine spektrale Energiedichte. Die Gesamtenergie des Signals lässt sich daher schreiben als:

$$E_g = \frac{1}{c_{wavelet}} \cdot \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(a,b) \cdot db \cdot \frac{da}{a} \quad (4.4)$$

$c_{wavelet}$  ist ein Rekonstruktionsfaktor der von der Wahl des Mutter-Wavlets abhängt. Die inverse Wavelet-Transformation ist formal gegeben durch:

$$f(x) = \frac{1}{c_{wavelet}} \cdot \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W_f(a, b) \cdot \Psi \left( \frac{x - b}{a} \right) \cdot \frac{da \cdot db}{a^2} \quad (4.5)$$

Infolge der Zulässigkeitsbedingungen des Mutter-Wavelets ist eine Rekonstruktion der Originalfunktion ohne Informationsverlust möglich.

Die Wavelet-Basis ist so konstruiert, dass das Zeit-Frequenz-Fenster eines Wavelets eine konstante Fläche besitzt. Entsprechend ist eine Verdopplung der Zeitauflösung mit einer Halbierung der Frequenzauflösung verbunden (siehe Abbildung 4.4).

Die beschriebene kontinuierliche Wavelet-Transformation berechnet die Wavelet-Koeffizienten für alle möglichen Kombinationen des Skalen-Parameters und des Positions-Parameters. In der Praxis werden zumeist diskretisierte Funktionen untersucht, für die nur diskrete Skalen- und Positions-Parameter benötigt werden. Bei der diskreten Wavelet-Transformation werden daher die Koeffizienten nur für bestimmte Kombinationen der Parameter ermittelt. Diese können nach verschiedenen Schemata bestimmt werden (Beispiel siehe Kapitel 4.3.2).

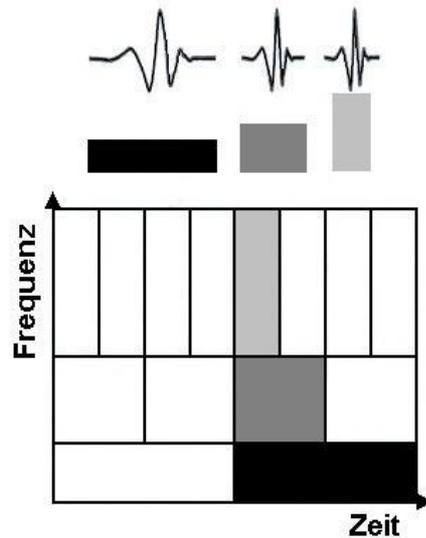


Abbildung 4.4: Zeit-Frequenz-Auflösung der Wavelet-Basis [nach Niemöller, 1999]

Abbildung 4.5 zeigt zwei Beispiele für die Wavelet-Transformation von idealisierten Signalen. Detailliertere Informationen über die Wavelet-Transformation finden sich zum Beispiel bei *Foufoula-Georgiou und Kumar* [1994] oder *Torrence und Compo* [1998].

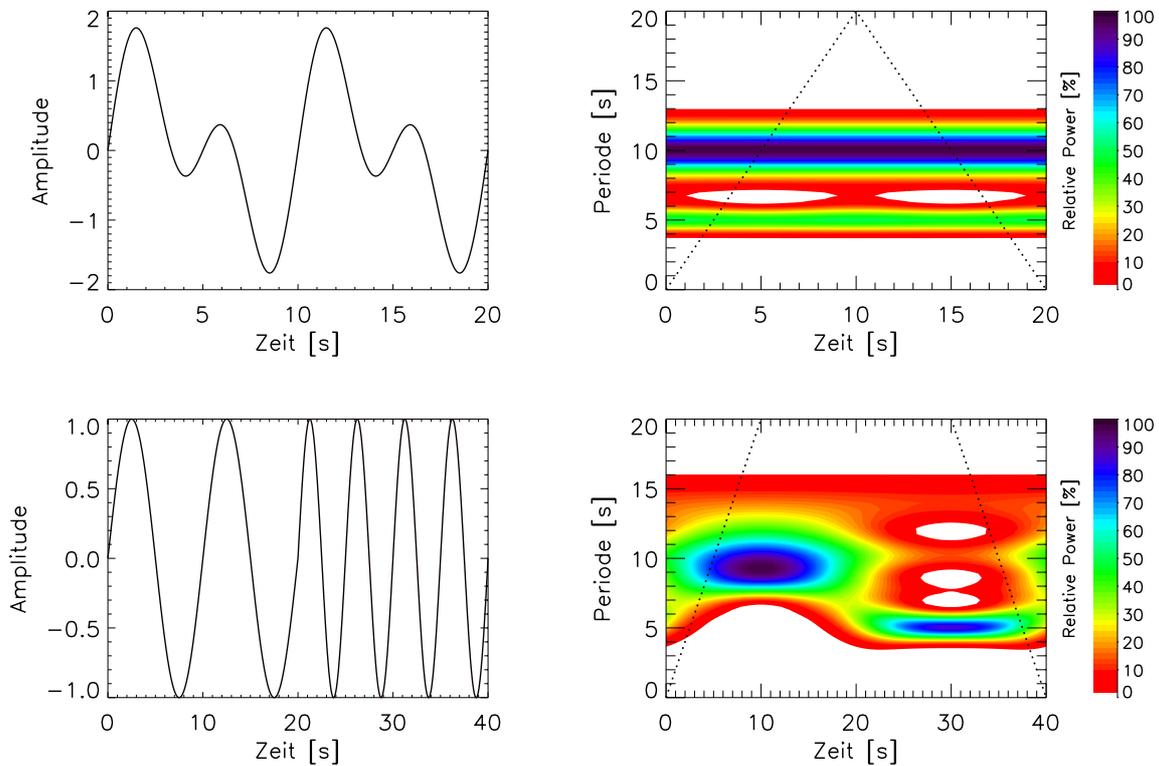


Abbildung 4.5: Die Wavelet-Transformation für zwei Beispiele. Links ist jeweils das zu untersuchende Signal dargestellt und rechts das zugehörige Wavelet Power Spektrum. Das Spektrum wurde jeweils auf 100 % normiert. Die dominanten Perioden sind durch die hohen Werte (blau) gekennzeichnet. Der Bereich außerhalb der gepunkteten Linie ist durch Randeffekte beeinflusst.

oben: Dieses Beispiel enthält die Perioden 5 und 10 s über den gesamten Zeitbereich. Im Wavelet Power Spektrum werden sie durch die Linien hoher Werte über den gesamten Zeitbereich gekennzeichnet.

unten: Dieses Beispiel enthält wieder die beiden genannten Perioden. Die Periode 10 s ist in der ersten Hälfte der Funktion vorhanden ( $t < 20$  s), die Periode 5 s in der zweiten Hälfte. Im Wavelet Power Spektrum sind die beiden Perioden und ihre zeitliche Lokalisierung zu sehen.

### 4.3.2 Anwendungsaspekte

Wie beschrieben kann jede Funktion, die die Zulässigkeitsbedingungen erfüllt, als Mutter-Wavelet agieren. Für die Analyse und Verarbeitung eines bestimmten Signals ist die Wahl des Mutter-Wavelets aber weder einheitlich noch beliebig [Foufoula-Georgiou und Kumar, 1994]. Im Allgemeinen sollte das Wavelet so gewählt werden, dass es die Charakteristik der zu analysierenden Funktion widerspiegelt. Die zu untersuchenden Temperaturstörungen sind Sinuswellen, deren Amplitude sich verändert. Das Morlet-Wavelet besitzt eine große Ähnlichkeit zu dieser Struktur. Daher wurde es für die Analyse der Temperaturstörungen ausgewählt [Zink, 2000]. In komplexer Form wird das Morlet-Wavelet durch die folgende Formel beschrieben:

$$\Psi(x) = \pi^{-\frac{1}{4}} \cdot \exp(-i \cdot \omega_0 \cdot x) \cdot \exp(-0.5 \cdot x^2) \quad \text{mit } \omega_0 = 6 \quad (4.6)$$

Der Real- und der Imaginärteil dieses Wavelets sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

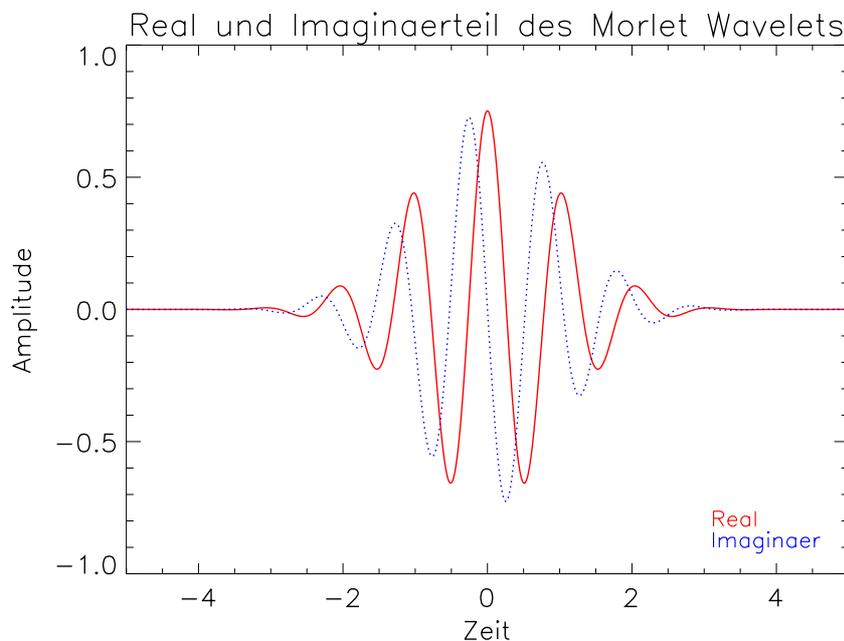


Abbildung 4.6: Das Morlet-Wavelet wurde für die Analyse der Temperaturabweichung benutzt. Rot ist der Realteil und blau der Imaginärteil des Wavelets.

Zur Analyse der Vertikalprofile und der Zeitreihen der Temperaturabweichungen wurde ein Wavelet-Programm von *Torrence und Compo* [1998] verwendet. Zum Vergleich wurde das Wavelet Toolkit von IDL (Version 5.5) herangezogen. Das Wavelet-Programm von *Torrence und Compo* [1998] berechnet eine diskrete Wavelet-Transformation der zu untersuchenden Funktionen. Die Skalen-Parameter  $a$  des Wavelets mit denen die Funktionen analysiert werden, ergeben sich nach folgendem Schema:

$$a = a_0 \cdot 2^{(j-L)} \quad j = 0, \dots, k \quad j \in \mathbb{N} \text{ natürliche Zahlen} \quad (4.7)$$

$a_0$  ist der kleinste Skalen-Parameter  $a$ , er ergibt sich aus

$$a_0 = 2 \cdot dl \tag{4.8}$$

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Temperaturprofilen ist  $dl$  für die Zeitreihen zehn Minuten und für die Vertikalprofile 150 m bzw.  $150 \cdot \cos(20^\circ)$  m für die Messungen bei denen die Teleskope um  $20^\circ$  aus dem Zenit geschwenkt wurden.  $L$  ist ein Maß für die Auflösung des Skalen-Parameters. Je kleiner  $L$  ist, desto höher ist die Auflösung. Die Anzahl der Skalen-Parameter ist durch  $k + 1$  gegeben. Dabei wird  $k$  berechnet aus:

$$k = \frac{\log_2 \left( \frac{N \cdot dl}{a_0} \right)}{L} = \frac{\log_2(0,5 \cdot N)}{L} \tag{4.9}$$

wobei  $N$  die Anzahl der Punkte der zu analysierenden Funktion ist.

Bei der Analyse von endlichen Funktionen treten bei der Wavelet-Transformation an den Rändern der Funktionen Probleme auf. Um diese Randeffekte zu begrenzen, wurden an beiden Seiten der Funktion Nullen angehängt. Die Anzahl der Datenpunkte wurde auf eine Zweierpotenz  $2^n$  ( $n \in \mathbb{N}$  natürliche Zahlen) erweitert. Im allgemeinen Fall entsteht allerdings eine Diskontinuität beim Übergang vom Signal auf die Erweiterung. Dieser Aspekt sollte bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden. Daher sind in allen Konturplots des Wavelet Power Spektrums gepunktete Linien eingezeichnet. Außerhalb dieses Bereiches wird das Spektrum durch Randeffekte beeinträchtigt.



# Kapitel 5

## Untersuchungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden alle Untersuchungen und ihre Ergebnisse zusammengefasst. Zunächst werden die Ergebnisse der Analyse der Schwerewellen-Parameter wiedergegeben. Des Weiteren werden die Schwerewellen-Aktivität, das Filtern der Schwerewellen in kritischen Höhen und die Doppler-Verschiebung von Schwerewellen untersucht.

### 5.1 Schwerewellen-Parameter

Die Rohdaten der einzelnen Messzeiträume wurden nach dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Ablauf verarbeitet. Die Temperaturabweichungen wurden mit Hilfe der Wavelet-Transformation auf dominante Perioden und vertikale Wellenlängen untersucht. Anschließend wurden, wenn möglich, weitere Parameter der Schwerewellen bestimmt. Im Folgenden werden zwei Messungsbeispiele wiedergegeben, an denen die Ableitung von Schwerewellen-Parametern sehr anschaulich beschrieben werden kann. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Analyse der Schwerewellen-Parameter aller untersuchten Messzeiträume im Kapitel 5.1.2 zusammengefasst.

#### 5.1.1 Ergebnisbeispiele

- Messung 04      09. Juni 2002 19:47 UT - 10. Juni 2002 09:07 UT

Vom 9. auf den 10. Juni 2002 wurde knapp 13,5 h mit dem ALOMAR RMR-Lidar gemessen. Das benutzte Teleskop war um  $20^\circ$  aus der Vertikalen nach Westen geschwenkt.

Die Rohdaten wurden jeweils über eine Stunde gemittelt, wobei der Anfangszeitpunkt immer um zehn Minuten verschoben wurde. Aus diesen gemittelten Rohdatenprofilen wurden anschließend Temperaturprofile abgeleitet. Auf diese Weise ergeben sich für diesen Messzeitraum 76 Vertikalprofile der Temperatur. Sie sind als Kontur in Abbildung 5.1 zu sehen.

Die meisten Profile decken den Höhenbereich zwischen 30 und 55 km ab und besitzen durch das Schwenken des Teleskops um  $20^\circ$  eine Höhenauflösung von ca. 140 m. Bei

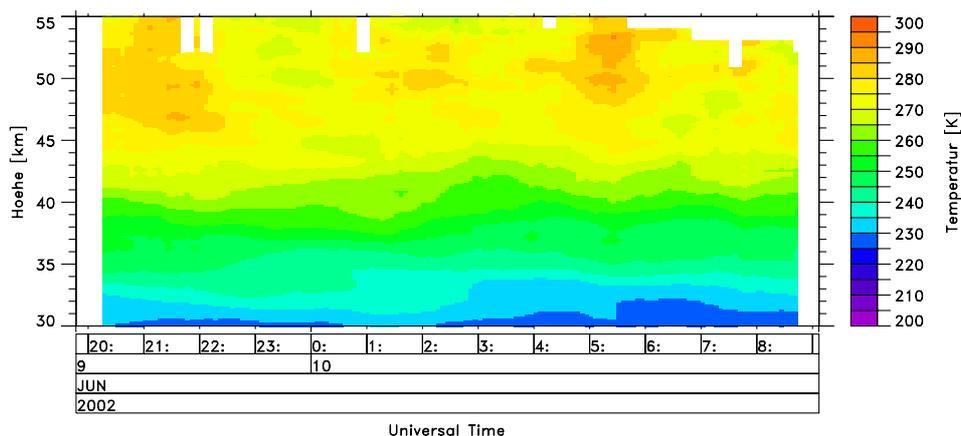


Abbildung 5.1: Zeitliche Entwicklung der Temperatur am 9./10. Juni 2002.

einigen Zeitpunkten ist zu erkennen, dass die Temperaturprofile nicht bis in eine Höhe von 55 km reichen, zum Beispiel um 1 UT am 10. Juni. Die Ursache liegt in einem abgesunkenen Rückstreusignal infolge durchziehender troposphärischer Bewölkung.

Wie im Kapitel 4.2 beschrieben, wurde für den Messzeitraum ein mittleres Temperaturprofil bestimmt. Es ist in Abbildung 5.2 wiedergegeben.

In Abbildung 5.3 sind die Abweichungen der einzelnen Temperaturprofile zum mittleren Temperaturprofil in einem Konturplot dargestellt. Im Höhenbereich zwischen 30 und 42 km ist eine, wie im Kapitel 2.4 auf Seite 22 beschriebene, geordnete Struktur der Temperaturabweichung zu erkennen. Die Maximalamplitude besitzt einen Betrag von ca. 8 K. Oberhalb von 42 km ist die Struktur ungeordnet (siehe Abbildung 5.3) und die Amplitude der Temperaturstörungen wächst an.

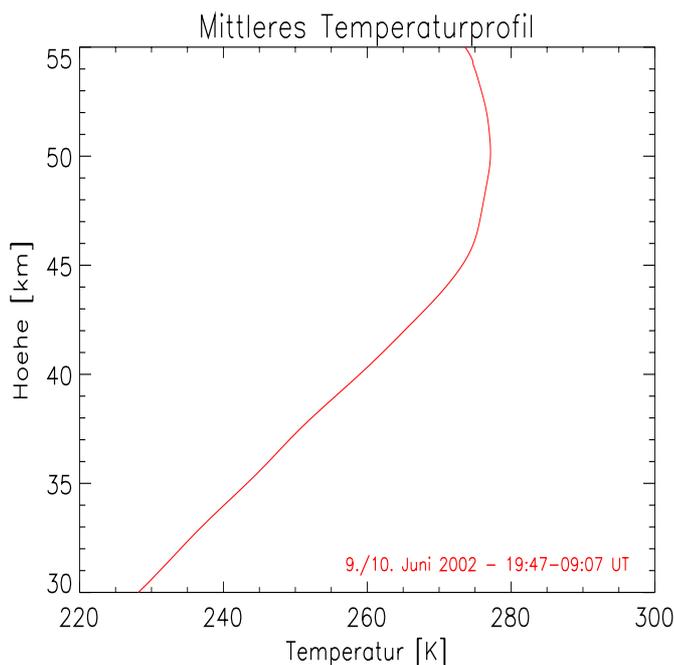


Abbildung 5.2: Mittleres Temperaturprofil am 9./10. Juni von 19:47 UT bis 9:07 Uhr

Die 76 Vertikalprofile der Temperaturabweichung wurden anschließend mit der Wavelet-Transformation auf dominante vertikale Wellenlängen untersucht. Zur Auswertung wurden die Konturplots des Wavelet Power Spektrums genutzt. Für jedes Vertikalprofil wurden die charakteristischen Informationen notiert und im Anschluss für die

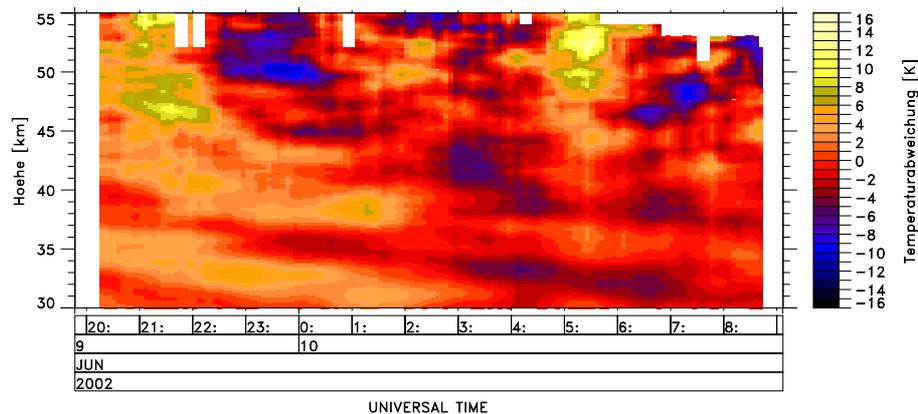


Abbildung 5.3: Kontur der Temperaturabweichungen am 9./10. Juni 2002

Messung zusammengefasst. Als dominante Wellenlängen werden die angesehen, die entweder beständig während einer Messung auftreten oder durchgängig in längeren Zeiträumen innerhalb einer Messung.

In Abbildung 5.4 sind einige Beispiele gegeben. Links ist jeweils das Vertikalprofil der Temperaturabweichung abgebildet und rechts dazu das jeweilige Wavelet Power Spektrum. Die Spektren wurden auf einen Wert von 100 % normiert. Die Maxima charakterisieren die dominanten Wellenlängen und die Höhenbereiche, in denen sie auftreten.

Im Wavelet Power Spektrum für Vertikalprofil (a) sind zwei Bänder dominanter Wellenlängen zu sehen. Einmal bei einer Wellenlänge von sieben Kilometern im Höhenbereich zwischen 30 und 50 km mit einem Maximum in 40 km. Zum zweiten ein Band, welches sich über die gesamte Höhe erstreckt. Die Wellenlänge steigt mit der Höhe an und ist im Mittel rund 16,5 km. Diese Maxima liegen teilweise in dem Bereich der durch Randeffekte beeinflusst wird (gepunktete Linien). Diese Bereiche sind kritisch zu betrachten, müssen aber nicht gezwungenermaßen falsch sein. In den Wavelet Power Spektren zu den Vertikalprofilen (b) und (c) deutet sich jeweils ein Maximum oberhalb der Grenzwellenlänge 25 km an. Diese Wellenlängen werden gemäß Kapitel 4.2 nicht berücksichtigt.

Alle diese Beispiele zeigen eine dominante Wellenlänge von  $(7 \pm 1)$  km. Sie ist eine der dominanten Wellenlängen während dieser Messung und tritt im Mittel zwischen 30 und 42 km auf. Die Schwerewelle mit dieser vertikalen Wellenlänge bestimmt in diesem Höhenbereich schätzungsweise 90 % der Temperaturabweichung. Die nach Analyse der Wavelet Power Spektren dieses Messzeitraums ermittelten dominanten vertikalen Wellenlängen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die angegebenen Fehlerintervalle wurden jeweils abgeschätzt. Die Schwerewelle mit  $\lambda_z = (5 \pm 1)$  km ist, in dem Zeit- und Höhenbereich in dem sie auftritt, schätzungsweise für zwei Drittel der Temperaturabweichung verantwortlich, die Welle mit  $\lambda_z = (14 \pm 2)$  km für mehr als die Hälfte der Temperaturabweichung.

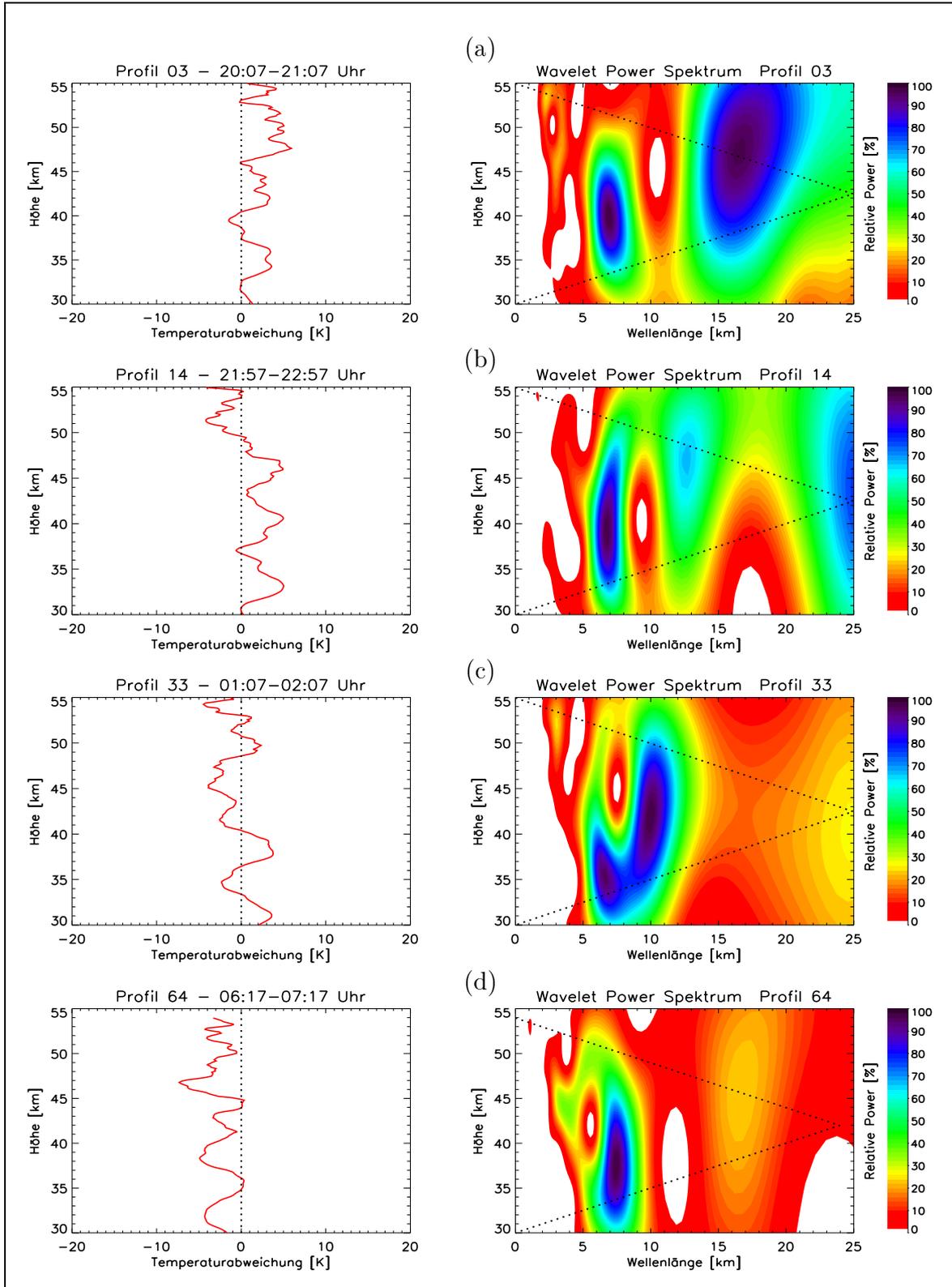


Abbildung 5.4: Vertikalprofil der Temperaturabweichung (links) und zugehöriges Wavelet Power Spektrum der vertikalen Wellenlänge am 9./10. Juni 2002 für vier verschiedene Zeiträume. Die gepunkteten Linien markieren den Randbereich.

dominante Wellenlänge $\lambda_z$	Mittlerer Höhenbereich des Auftretens	Zeitraum des Auftretens
$(7 \pm 1)$ km	30 – 42 km	durchgängig
$(5 \pm 1)$ km	43 – 52 km	letzte 5,0 h
$(14 \pm 2)$ km	oberhalb von 40 km	erste 3,5 h

Tabelle 5.1: Die dominanten vertikalen Wellenlängen im Messzeitraum.

Als nächster Schritt wurden die Zeitreihen der Temperaturstörung auf festen Höhen auf dominante Beobachtungsperioden ( $T_{Beob}$ ) untersucht. Dazu wurden jeweils die Zeitreihen auf ganzzahligen Höhenwerten benutzt (30,31,...,55 km). Die oberste Grenze ist durch das kürzeste Vertikalprofil im Untersuchungszeitraum festgelegt. Im betrachteten Zeitraum besitzt es eine Maximalhöhe von 51 km. Insgesamt ergaben sich somit 22 Zeitreihen der Temperaturabweichungen für diese Messung. Die Analyse dieser 22 Zeitreihen der Temperaturstörungen ergab die in der Tabelle 5.2 aufgelisteten dominanten Perioden. Die Fehlerintervalle wurden wiederum abgeschätzt.

dominante Perioden $T_{Beob}$	Mittlerer Höhenbereich des Auftretens	Zeitraum des Auftretens
$(11 \pm 1,5)$ h	30 – 43 km	durchgängig
$(4 \pm 1)$ h	oberhalb von 36 km	durchgängig
$(7 \pm 1)$ h	oberhalb von 44 km	durchgängig

Tabelle 5.2: Die dominanten Perioden im Messzeitraum.

In Abbildung 5.5 sind als Beispiele die Zeitreihen in 32, 33, 39 und 46 km Höhe und ihre Wavelet-Transformation angegeben. Die ersten Konturplots (a,b,c) zeigen als dominant die zuerst in der Tabelle genannte Periode. Im dritten Plot ist ebenfalls schwach ein Maximum bei ca. 220 min zu erkennen. Dieses Maximum ist der Periode  $(4 \pm 1)$  h zuzuordnen. In der Zeitreihe der Temperaturstörung in der Höhe 46 km sind zwei dominant auftretende Perioden vorhanden. Einmal ein Band im Bereich von ca. 380 min über den gesamten Zeitraum. Des Weiteren ein schmales Band bei einer Periode von ca. 220 min mit Maxima am Beginn und am Ende der Zeitreihe. Die Schwerewelle mit der Periode  $(11 \pm 1,5)$  h bestimmt mehr als ca. 80 % der Temperaturabweichung in dem Höhenbereich in der sie auftritt. Im Höhenbereich zwischen 36 und 43 km tritt des Weiteren eine Schwerewelle mit einer Periode von 4 h auf. Sie hat entsprechend nur einen geringen Anteil an der Temperaturabweichung. Dagegen bestimmt diese Schwerewelle die Temperaturabweichung schätzungsweise zu 70 % im Höhenbereich zwischen 44 und 47 km. Mit dem gleichen Prozentsatz ist die Schwerewelle mit der Periode 7 h für die Temperaturabweichungen im Höhenbereich oberhalb von 47 km bis zum Ende des Messbereichs verantwortlich.

Insgesamt konnten also innerhalb des Messzeitraumes jeweils drei dominierende Wellenlängen und Perioden im betrachteten Höhenbereich nachgewiesen werden. Darüber hinaus kann es weitere dominante Parameter geben, die aufgrund des Datenmaterials und/oder der Datenverarbeitung nicht bestimmbar sind, wie zum Beispiel Perioden die

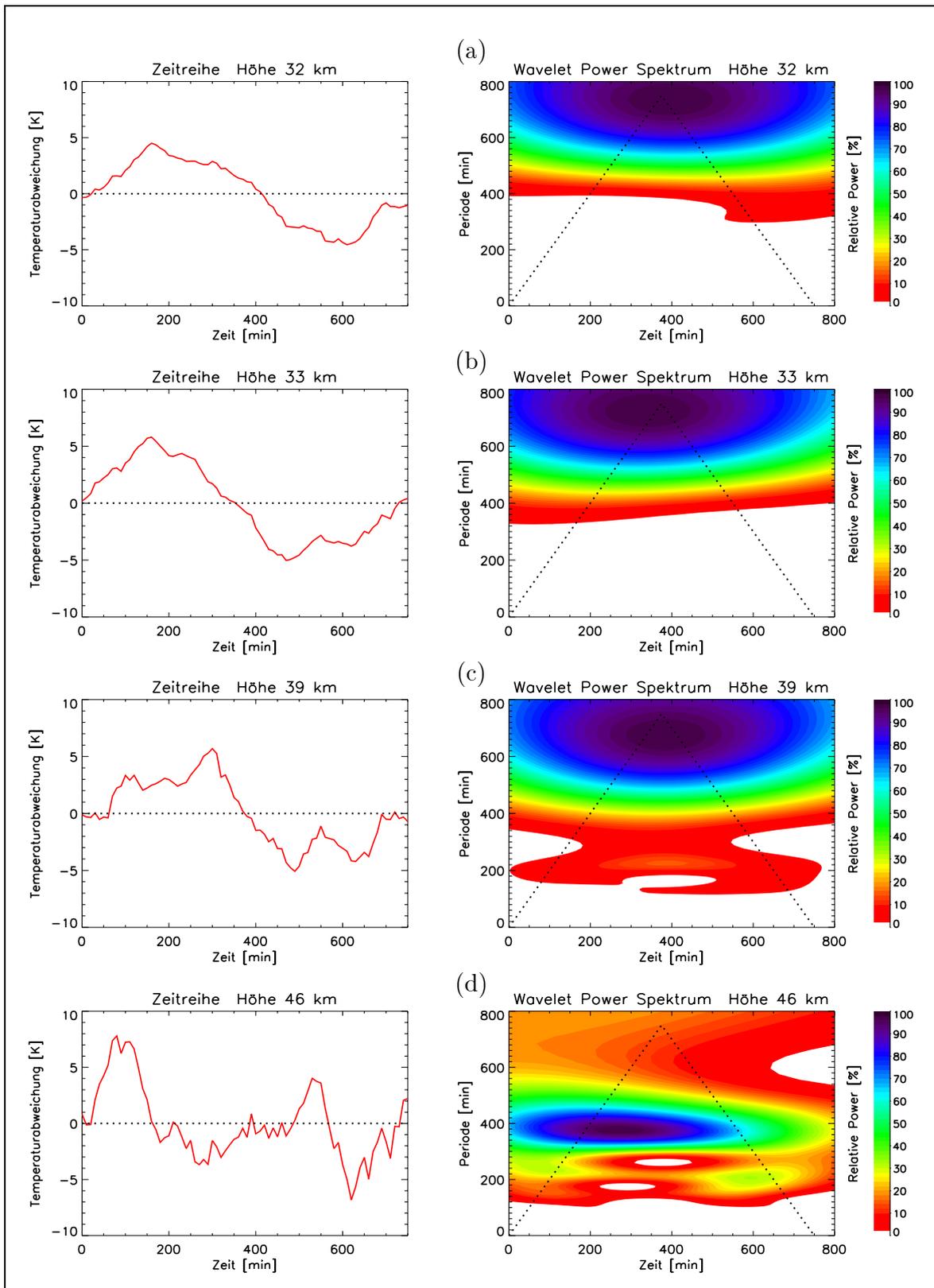


Abbildung 5.5: Zeitreihe der Temperaturabweichung (links) und zugehöriges Wavelet Power Spektrum der Periode am 9./10. Juni 2002 für vier verschiedene Höhen.

länger als der Messzeitraum oder kürzer als die Summationszeit der Rohdaten sind.

Durch Zuordnung einer vertikalen Wellenlänge und einer Periode zu einer Schwerewelle können weitere Parameter dieser Welle bestimmt werden. Für die hier vorgenommene Auswertung bedeutet dies, dass jeweils eine ermittelte dominante vertikale Wellenlänge einer ermittelten dominanten Periode zugeordnet werden muss, insofern dies möglich ist. Eine Ansatzmöglichkeit für die Zuordnung von Periode und vertikaler Wellenlänge zueinander ist die vertikale Phasengeschwindigkeit  $v_{Phase,z}$ . Unter der Annahme, dass der mittlere Vertikalwind vernachlässigbar ist, sind vertikale Wellenlänge und Periode über diese Größe miteinander verbunden (siehe Kapitel 2.4). Im weiteren Verlauf wurden nun die Konturdarstellungen der Temperaturabweichung als Funktion der Zeit und der Höhe untersucht, mit dem Ziel Bereiche zu finden, in denen die Struktur der Temperaturabweichung geordnet ist. In diesem Fall kann die vertikale Phasengeschwindigkeit leicht bestimmt werden (siehe Kapitel 2.4). In dieser Messung existiert ein solcher Bereich während des gesamten Zeitraums zwischen 30 und ca. 42 km (siehe Abbildung 5.3). In diesem Höhenbereich traten dominierend die vertikale Wellenlänge  $(7 \pm 1)$  km und die Periode von  $(11 \pm 1,5)$  h auf. Es liegt also nahe, dass eine der dominierenden Schwerewellen diese beiden Parameter besitzt. Danach ergibt sich für die vertikale Phasengeschwindigkeit:

$$v_{Phase,z} = \frac{\lambda_z}{T_{Beob}} = \frac{(7,0 \pm 1,0)}{(11,0 \pm 1,5)} \cdot \frac{\text{km}}{\text{h}} = -(0,18 \pm 0,04) \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (5.1)$$

Das negative Vorzeichen entsteht aus der Beobachtung, dass sich die Phase der Schwerewellen nach unten bewegt. Das Fehlerintervall wurde gemäß Fehlerfortpflanzung bestimmt. Diese berechnete vertikale Phasengeschwindigkeit sollte sich auch direkt aus der Konturdarstellung der Temperaturabweichung im Höhenbereich zwischen 30 und 42 km bestimmen lassen. Zur Verdeutlichung dient Abbildung 5.6. Entlang der Extrema der Temperaturabweichung wurden Linien eingezeichnet. Die Steigung dieser Geraden entspricht der vertikalen Phasengeschwindigkeit.

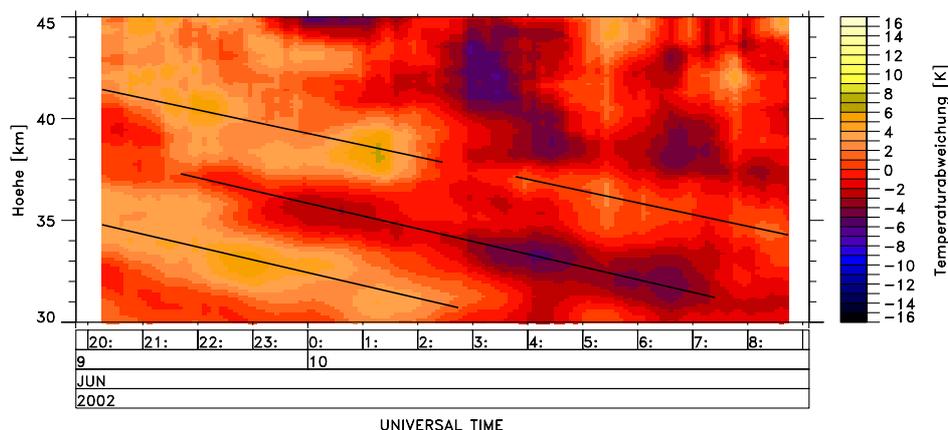


Abbildung 5.6: Bestimmung der vertikalen Phasengeschwindigkeit einer dominanten Schwerewelle am 9./10. Juni 2002. Die eingezeichneten Linien markieren Höhen mit maximaler und minimaler Temperaturabweichung.

Die Bestimmung der Steigung erfolgte mit einem Programm. Dieses bestimmt für jedes mögliche Vertikalprofil der Temperaturabweichung die Höhe eines bestimmten Extremums der Temperaturabweichung. Hierfür wurden die Vertikalprofile der Temperaturabweichung nochmals mit einem gleitenden Mittel von 750 m geglättet, damit kleinere Fluktuationen verschwinden und die Höhen der Extrema leichter zu erfassen sind. Anschließend errechnet das Programm eine Ausgleichsgerade entlang aller dieser Höhen nach dem Prinzip der kleinsten quadratischen Abweichung. In Abbildung 5.7 ist als Beispiel die Bestimmung der Phasengeschwindigkeit entlang des Minimums der Temperaturabweichung dargestellt. Für die Profile 08 (20:57-21:57 UT) bis 61 (5:47-6:47 UT) wurden die Höhen des Minimums der Temperaturabweichung bestimmt. Sie

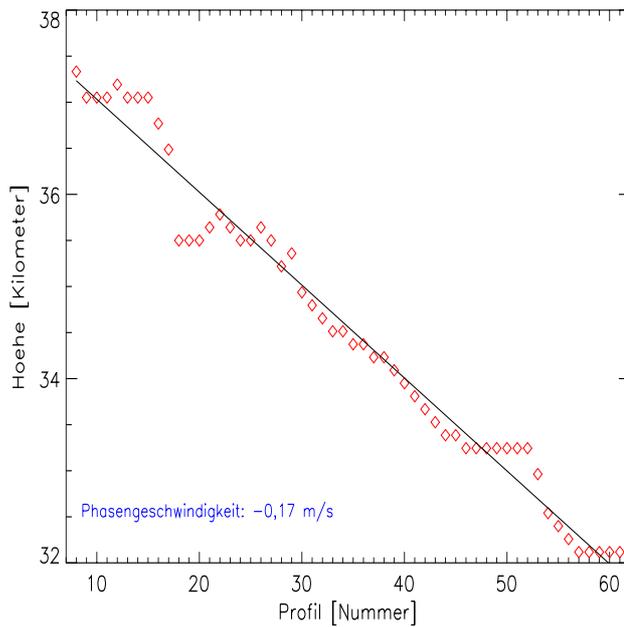


Abbildung 5.7: Höhe des Minimums der Temperaturabweichung zwischen 32 und 38 km am 9./10. Juni 2002

sind durch die roten Vierecke gekennzeichnet. Die Ausgleichsgerade besitzt eine Steigung von  $-0,17$  m/s. Auch entlang der beiden Maxima der Temperaturabweichung lässt sich dieser Wert für die vertikale Phasengeschwindigkeit bestimmen. Hieraus lässt sich eine mittlere vertikale Phasengeschwindigkeit von  $-0,17$  m/s ermitteln. Als Fehler der Phasengeschwindigkeit wird ein Wert von  $0,03$  m/s abgeschätzt.

Die aus den Parametern berechnete und die direkt aus den Temperaturabweichungen bestimmte vertikale Phasengeschwindigkeit stimmen überein. Damit kann die Parameterkombination  $\lambda_z = 7$  km und  $T_{Beob} = 11$  h einer Schwerewelle zugeordnet werden. Als weiterer Parameter dieser Schwerewelle kann noch die horizontale Wellenlänge  $\lambda_x$  bestimmt werden. Da durch die Analyse der Messungen mit nur einem Lidar keine Aussagen über die Ausbreitungsrichtung der Schwerewellen möglich sind, erfolgt die Bestimmung der horizontalen Wellenlänge nach Gleichung 2.22, die nur eine Abschätzung dieser Größe ergibt:

$$\lambda_x = \lambda_z \cdot \frac{T_{Beob}}{T_{BV}} = (7 \pm 1) \text{ km} \cdot \frac{(11 \pm 1, 5)}{(300 \pm 15)} \cdot \frac{\text{h}}{\text{s}} \approx (925 \pm 200) \text{ km} \quad (5.2)$$

Die Brunt-Väisälä-Periode wurde aus dem mittleren Temperaturprofil bestimmt. Der benutzte Wert ist der Mittelwert über den gesamten betrachteten Höhenbereich.

Eine der dominanten Schwerewellen besitzt an diesem Tag im untersuchten Höhenbereich zusammenfassend nochmal die folgenden Parameter:

$T_{Beob}$	$\lambda_z$	$v_{Phase,z}$	$\lambda_x$
$(11,0 \pm 1,5)$ h	$(7 \pm 1)$ km	$-(0,18 \pm 0,04)$ m/s	$(925 \pm 200)$ km

Tabelle 5.3: Parameter der dominanten Schwerewelle

Eine Periode im Bereich von 12h steht im engen Zusammenhang mit so genannten thermischen Gezeiten, die durch die Absorption solarer Strahlung induziert werden. Thermische Gezeiten besitzen aber weit größere vertikale Wellenlängen. Entsprechend können sie in diesem Fall ausgeschlossen werden.

Die beiden anderen ermittelten vertikalen Wellenlängen treten in einen Höhenbereich auf, in dem die Temperaturabweichungen keine geordnete Struktur aufweist (siehe Tabelle 5.1 und Abbildung 5.3). Daher war die Bestimmung der vertikalen Phasengeschwindigkeit auf die beschriebene Weise nicht möglich. Entsprechend konnte keine Kombination einer der beobachteten vertikalen Wellenlänge mit einer Periode abgeleitet werden. Jedoch kann aber nicht ausgeschlossen werden, dass eine der beobachteten dominanten Wellenlängen und eine der Perioden eine Parameterkombination einer Schwerewelle ist. Darüber hinaus kann es aber auch noch weitere dominante Parameter geben die aufgrund des Datenmaterials und/oder seiner Verarbeitung nicht bestimmt werden können.

- Messung 01      04. Juni 2002 00:57 UT - 04. Juni 2002 08:47 UT

Die erste untersuchte Messung der NLC-Kampagne stellt eine Ausnahme dar in Bezug auf die Methode der Bestimmung der Schwerewellen-Parameter. Hier konnte einer Schwerewelle zuerst ihre vertikale Wellenlänge und ihre vertikale Phasengeschwindigkeit zugeordnet werden. Aus diesen beiden Parametern wurden anschließend die Periode und die horizontale Wellenlänge, als weitere Parameter dieser Welle, berechnet.

Analysiert wurden 43 Vertikalprofile und 20 Zeitreihen der Temperaturabweichung. Abbildung 5.8 zeigt das mittlere Wavelet Power Spektrum der Vertikalprofile. Eine solche mittlere Darstellung ist sinnvoll, wenn Wellenlängen durchgehend dominant auftreten und somit nicht herausgemittelt werden. In der Abbildung sind zwei dominante Wellenlängen zu sehen. Erstens die Wellenlänge 11 km über den gesamten Höhenbereich und zweitens die Wellenlänge 5 km oberhalb von 43 km. Während dieser Messung ist über einen Zeitraum von knapp zwei Stunden eine dritte dominante Wellenlänge von 7 km zu finden, die aber aufgrund ihrer Kurzlebigkeit nicht in Abbildung 5.8 zu sehen ist.

Abbildung 5.9 gibt die Temperaturabweichungen als Funktion der Höhe und der Zeit wieder. In der unteren Hälfte ist wiederum eine geordnete Struktur zu sehen, aus der es möglich ist, eine vertikale Phasengeschwindigkeit abzuleiten. Diese vertikale Phasengeschwindigkeit ist der Wellenlänge von 11 km zuzuordnen. Sie kann im Konturplot

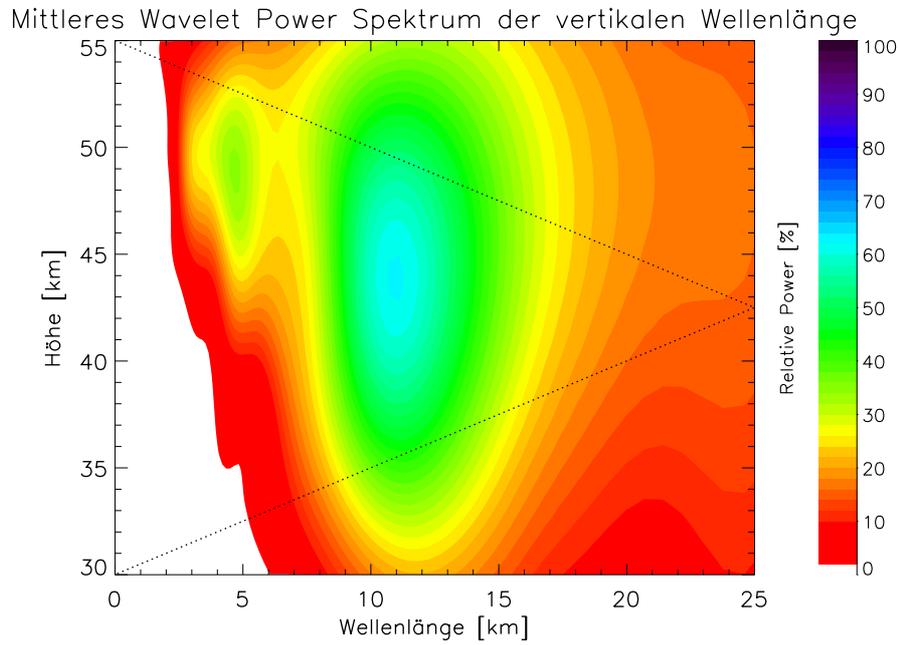


Abbildung 5.8: Mittleres Wavelet Power Spektrum der vertikalen Wellenlänge am 4. Juni 2002.

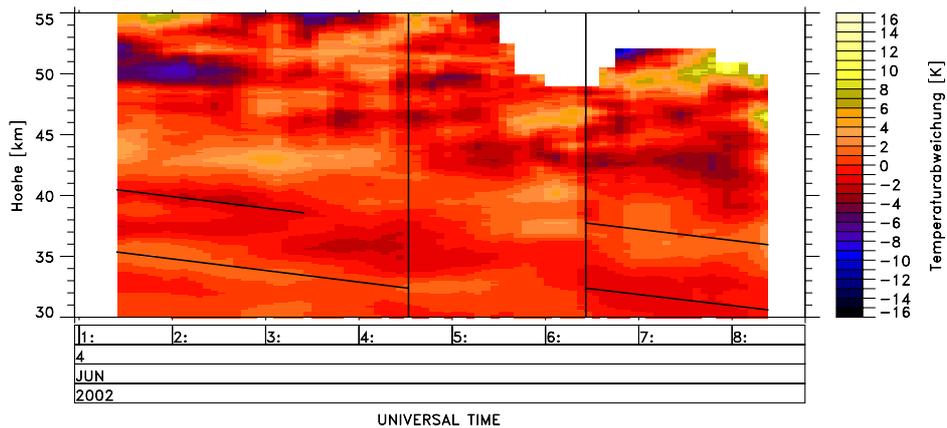


Abbildung 5.9: Konturdarstellung der Temperaturabweichungen für diese untersuchte Messung. Zusätzlich sind die Ausgleichsgeraden eingezeichnet, deren Anstieg mit einem Programm berechnet wurde.

ebenfalls durch den Vertikalabstand zwischen zwei Extrema abgeschätzt werden. Sie tritt innerhalb der ersten 3,5 h und den letzten 2 h im Messungszeitraum auf.

Um diese Zeiträume abzugrenzen sind die Vertikallinien in Abbildung 5.9 eingezeichnet. Des Weiteren sind wie im Beispiel von Messung 04 die Linien gleicher Phase eingezeichnet, deren Steigung mit dem Programm berechnet wurde. Hierbei konnte eine mittlere vertikale Phasengeschwindigkeit von  $-(0,27 \pm 0,05)$  m/s bestimmt werden.

Danach lassen sich als weitere Parameter der Schwerewelle ableiten:

$$T_{Beob} = \frac{\lambda_z}{v_{Phase,z}} = \frac{(11,0 \pm 2,0)}{(0,27 \pm 0,05)} \cdot \frac{\text{km}}{\text{m/s}} = (11,3 \pm 3,0) \text{ h} \quad (5.3)$$

$$\lambda_x = \lambda_z \cdot \frac{T_{Beob}}{T_{BV}} = (11,0 \pm 2,0) \text{ km} \cdot \frac{(11,3 \pm 3,0)}{(300 \pm 15)} \cdot \frac{\text{h}}{\text{s}} \approx (1500 \pm 500) \text{ km} \quad (5.4)$$

Die berechnete Periode von 11 h ist größer als der Messzeitraum (ca. 8 h) und konnte somit nicht mit Hilfe der Wavelet-Transformation bestimmt werden. Diese Periode ist wie im Beispiel bei Messung 04 im Bereich der 12-Stunden-Periode der thermischen Gezeit. Aufgrund der vertikalen Wellenlänge kann eine thermische Gezeit abermals ausgeschlossen werden.

Im Anhang A.3 auf Seite 79 ff. ist eine grafische Zusammenfassung für alle untersuchten Messzeiträume wiedergegeben. Sie umfasst eine Grafik des mittleren Temperaturprofils, die Kontur der Temperaturabweichungen und die Konturen der mittleren Wavelet Power Spektren der vertikalen Wellenlänge und Periode.

### 5.1.2 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der untersuchten Messungen im Juni und Juli 2002 dargestellt und mit anderen Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

In Abbildung 5.10 sind die ermittelten dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden im Juni und Juli 2002 wiedergegeben. Die Messungen mit Laser 1 sind durch rote Quadrate und die mit Laser 2 durch blaue Rauten gekennzeichnet.

Je nach Messung ließen sich im analysierten Höhenbereich zwei bis vier dominante vertikale Wellenlängen und eine bis drei Perioden ermitteln. Durch die Anzahl der beobachteten dominanten Wellenlängen bzw. Perioden wird bestätigt, dass das aus vielen superpositionierten Schwerewellen bestehende Schwerewellen-Spektrum nur durch einige wenige dominiert wird.

Die dominanten vertikalen Wellenlängen liegen im Bereich von 3 bis 15 km. Die beobachteten Perioden haben eine Spanne von 2 bis 12 h. Die Messdauer aller analysierten Messungen betrug mindestens 7,5 h und im Mittel rund 9 h. Daher konnten in dieser Arbeit die dominanten niederfrequenten Schwerewellen nur teilweise in ihrer Periode erfasst werden. Hierin liegt auch die Erklärung, warum bei der Mehrzahl der Messungen mehr dominante vertikale Wellenlängen als Perioden beobachtet wurden.

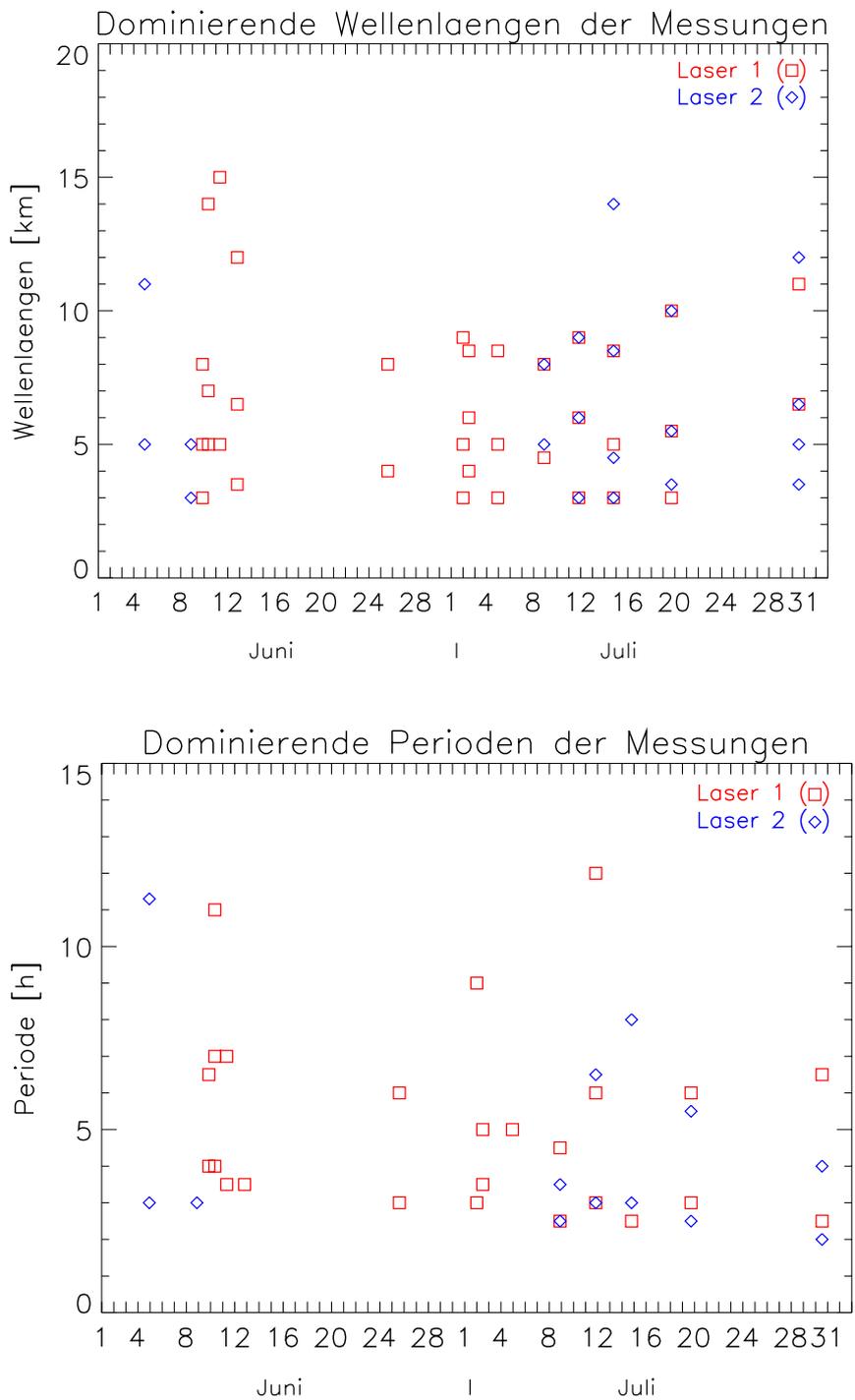


Abbildung 5.10: Dominante vertikale Wellenlaengen (oben) und Perioden (unten) im Juni/Juli 2002

In fünf Fällen war es möglich einer Schwerewelle eindeutig eine vertikale Wellenlänge und eine Periode mit Hilfe der vertikalen Phasengeschwindigkeit zuzuordnen. In den weiteren Fällen konnte keine vertikale Phasengeschwindigkeit abgeleitet werden, da die Temperaturabweichungen keine geordnete Struktur aufwiesen. Somit konnten weitere Kombinationen von Periode und vertikaler Wellenlänge nicht eindeutig abgeleitet und einer Schwerewelle zugeordnet werden. Dieser Aspekt gibt die bisherige Grenze dieses Verfahrens an. Im Ausblick soll ein Lösungsansatz gegeben werden. Am 4. Juni 2002 (Messung 01) konnte einer Schwerewelle ihre vertikale Wellenlänge und ihre vertikale Phasengeschwindigkeit zugeordnet und so weitere Schwerewellen-Parameter bestimmt werden.

In Tabelle 5.4 sind die Parameter der beobachteten Schwerewellen zusammengefasst. Am 19./20. Juni 2002 wurde eine Doppelmessung (Messung 14a & 14b) durchgeführt. Hierbei konnte in beiden Datensätze die gleiche dominante Schwerewelle beobachtet werden.

Nr.	Zeitraum der Analyse	$\lambda_z$ in km	$T_{Beob}$ in h	$v_{Phase,z}$ in m/s	$\lambda_x$ in km
01	04.06. 00:57 - 04.06. 08:47	( 11 ± 1,5)	( 11,3 ± 3)	-(0,27 ± 0,05)	(1500 ± 500)
04	09.06. 19:47 - 10.06. 09:07	( 7 ± 1)	( 11 ± 1,5)	-(0,18 ± 0,04)	(925 ± 200)
05	10.06. 23:19 - 11.06. 09:09	( 5 ± 1)	( 7 ± 1)	-(0,20 ± 0,05)	(400 ± 125)
14a	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(5,5 ± 1)	( 6 ± 1)	-(0,26 ± 0,07)	(400 ± 100)
14b	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(5,5 ± 1)	( 5,5 ± 1,5)	-(0,28 ± 0,10)	(375 ± 125)
15a	30.07. 21:36 - 31.07. 05:06	(6,5 ± 1)	( 6,5 ± 1)	-(0,28 ± 0,07)	(500 ± 125)

Tabelle 5.4: Schwerewellen-Parameter Juni/Juli 2002

Die abgeschätzten horizontalen Wellenlängen umfassen den Bereich zwischen 375 und 1500 km. Die vertikalen Phasengeschwindigkeiten erstrecken sich zwischen 0,18 und 0,28 m/s. Diese geringen vertikalen Phasengeschwindigkeiten sind ein Anzeichen für die Orographie als Anregungsquelle (siehe Kapitel 2.3). Vermutlich wurden die Schwerewellen am Skandinavischen Bergrücken angeregt.

Auf den Seiten 100 und 101 im Anhang A.4 sind alle, in den analysierten Zeiträumen ermittelten, Schwerewellen-Parameter in tabellarischer Form zusammengefasst.

- Vergleich mit anderen Beobachtungen

Die ermittelten Werte stimmen mit den bekannten Angaben in der Literatur überein. Am geeignetesten ist ein Vergleich der Werte mit Untersuchungen von *Schöch* [2001]. Er analysierte zwei Sommer-Messungen, die ebenfalls mit dem ALOMAR RMR-Lidar durchgeführt wurden, auf Schwerewellen-Parameter. Diese Messungen stammen aus den Jahren 2000 und 2001. Dabei fand er vertikale Wellenlängen von 6 und 10 km und Perioden von 5,5 und 7,5 h.

Die in dieser Arbeit beobachteten vertikalen Wellenlängen weisen eine größere Spanne als bei *Schöch* [2001] auf. Viele Schwerewellen besaßen eine vertikale Wellenlänge

unterhalb von 6 km. Vergleichbar kurze vertikale Wellenlängen wurden zum Beispiel von *Gardner et al.* [1989] ermittelt. Sie stammen aus Messungen mit einem Lidar, im Höhenbereich zwischen 35 und 50 km, über Urbana im US-amerikanischen Bundesstaat Illinois.

Während der NLC-Kampagne 2002 wurden oft viel kürzere Perioden beobachtet als bei *Schöch* [2001]. Bei der oberen Grenze der Periode ist dagegen eine Übereinstimmung gegeben. Bei der Diskussion ist aber zu berücksichtigen, dass *Schöch* [2001] nur den jeweils stärksten Anteil am Schwerewellen-Spektrum untersucht hat. Entsprechend ist es vorstellbar, dass weitere nicht nachgewiesene dominante Schwerewellen Parameter besitzen, die den hier gefundenen entsprechen. Perioden unterhalb von 6 h wurden ebenfalls über Urbana beobachtet [*Gardner et al.*, 1989].

*Schöch* [2001] leitete aus den ermittelten Perioden und vertikalen Wellenlängen vertikale Phasengeschwindigkeiten mit einer Spanne zwischen -0,22 und -0,42 m/s ab. Die horizontalen Wellenlängen wiesen Werte zwischen 550 und 900 km auf.

Die hier gefundenen horizontalen Wellenlängen sind in zwei Drittel der Fälle kleiner als die von *Schöch* [2001] ermittelten Werte. Dagegen wurde am 4. Juni 2002 (Messung 01) eine weit größere Wellenlänge bestimmt. Die in dieser Arbeit abgeleiteten vertikalen Phasengeschwindigkeiten betragen in der Regel etwas mehr als die Hälfte der von *Schöch* [2001] angegebenen oberen Grenze von 0,42 m/s. Ähnlich geringe vertikale Phasengeschwindigkeiten wurden durch *Siebert* [2000] bei einer Messung im Winter 1999 über der schwedischen Forschungsstation ESRANGE<sup>1</sup> beobachtet. Die ESRANGE liegt ca. 250 km entfernt auf einer ähnlichen geographischen Breite wie ALOMAR. Die geringe vertikale Phasengeschwindigkeit wurde von *Siebert* [2000] auf die großskalige Bewegung der Atmosphäre zurückgeführt. In diesem Fall lag ein stationäres Leewellensystem vor.

## 5.2 Schwerewellen-Aktivität

Neben den Parametern der Schwerewellen wurde auch die Schwerewellen-Aktivität untersucht. Je nach geographischer Lage und Jahreszeit sind die Anregungs- und Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen unterschiedlich. Die vorhandene Aktivität lässt sich durch Maßzahlen beschreiben und somit vergleichen. Nach *Hirota* [1984], der Messungen der grönländischen Station Thule (77° Nord) ausgewertet hat, weist die Schwerewellen-Aktivität in polaren Breiten eine jahreszeitliche Variation auf. Im Winter besitzt die Schwerewellen-Aktivität ein Maximum und das Minimum tritt im Sommer auf. Des Weiteren ist eine hohe Variabilität innerhalb kurzer Zeiträume charakteristisch. Diese Zusammenhänge treffen auch über ALOMAR zu [*Schöch*, 2001].

Zur Analyse der Schwerewellen-Aktivität der 20 Messungen im Höhenbereich zwischen 30 und 55 km wird als Maßzahl die Dichte der potentiellen Energie der Schwerewellen (engl. Gravity wave potential energy density, kurz *GWPED*) herangezogen. Sie ist

---

<sup>1</sup>European Space Range

definiert als:

$$GWPED(z) = \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2}{N^2} \cdot \overline{\left(\frac{T'(z)}{\bar{T}(z)}\right)^2} \quad (5.5)$$

In der Gleichung ist  $g$  die Schwerebeschleunigung,  $N$  die Brunt-Väisälä-Frequenz und  $T'/\bar{T}$  die höhenabhängige relative Temperaturstörung. In der Berechnung der  $GWPED$  fließt das zeitliche Mittel des Quadrats der relativen Temperaturstörung ein. Hierbei ist zu beachten, dass die Messungen unterschiedlich lang sind und dies einen Einfluss auf den Wert der  $GWPED$  haben kann, da entsprechend unterschiedlich lange Frequenzanteile von Schwerewellen berücksichtigt werden.

In der Abbildung 5.11 sind die Vertikalprofile der  $GWPED$  für alle Messungen dargestellt. Aufgrund der Energieerhaltung und der Dichteabnahme mit der Höhe steigt die  $GWPED$  mit zunehmender Höhe exponentiell an.

Um die Schwerewellen-Aktivität bei den einzelnen Messungen besser vergleichen zu können, wurden Mittelwerte der  $GWPED$  für verschiedene Höhenbereiche bestimmt. Diese Höhenbereiche sind: 33 bis 40 km, 40 bis 46 km und 46 bis 53 km. Alle Messungen decken den Höhenbereich zwischen 33 und 53 km ab und die Teil-Höhenbereiche entsprechen in etwa einer Skalenhöhe  $H_\rho$  (ca. 7 km). Größere Teil-Höhenbereiche sind nicht sinnvoll, da die  $GWPED$  zu stark ansteigt. Die Ergebnisse der Messungen für die drei Höhenbereiche sind in Abbildung 5.12 dargestellt.

Erkennbar ist die Variabilität der  $GWPED$  innerhalb von kurzen Zeiträumen. Im Höhenbereich zwischen 33 und 40 km besitzt die  $GWPED$  im Mittel Werte zwischen 2 und 12 J/kg (siehe Abbildung 5.12 (a)). Zusätzlich ist die Standardabweichung vom Mittelwert eingezeichnet (Balken). Zwischen 40 und 46 km wurden Werte im Bereich von 4 bis 24 J/kg ermittelt und im obersten Höhenbereich, zwischen 46 und 53 km, ist die  $GWPED$  durch die Werte von 14 und 39 J/kg begrenzt (siehe Abbildung 5.12 (b) & (c)). In diesen beiden letzten Höhenbereichen ist es dagegen nicht sinnvoll die Standardabweichung anzugeben, da die Dichte der potentiellen Energie der Schwerewellen hier stark ansteigt.

*Schöch* [2001] hat einige Messungen mit dem ALOMAR RMR-Lidar aus den Sommern 2000 und 2001 auf Schwerewellen-Aktivität untersucht. Hierbei wurden in einem Höhenbereich, der vergleichbar mit dem hier benutzten Höhenbereich zwischen 33 und 40 km ist, Werte von rund 0,5 J/kg für die Dichte der potentiellen Energie der Schwerewellen ermittelt. Die hier ermittelten Werte sind um ein Vielfaches größer. Die Abweichungen lassen sich nur zum Teil durch eine stärkere Glättung der Vertikalprofile der Temperatur und eine längere Summationszeit der Rohdaten bei *Schöch* [2001] erklären. Für die beiden anderen Höhenbereiche gibt es keine Vergleichsmöglichkeiten mit anderen ALOMAR-Messungen.

Aus den Mittelwerten der  $GWPED$  in den einzelnen Höhenbereichen wurden Monatsmittel für den Juni und den Juli 2002 berechnet. Sie sind in der Tabelle 5.5 zusammengefasst.

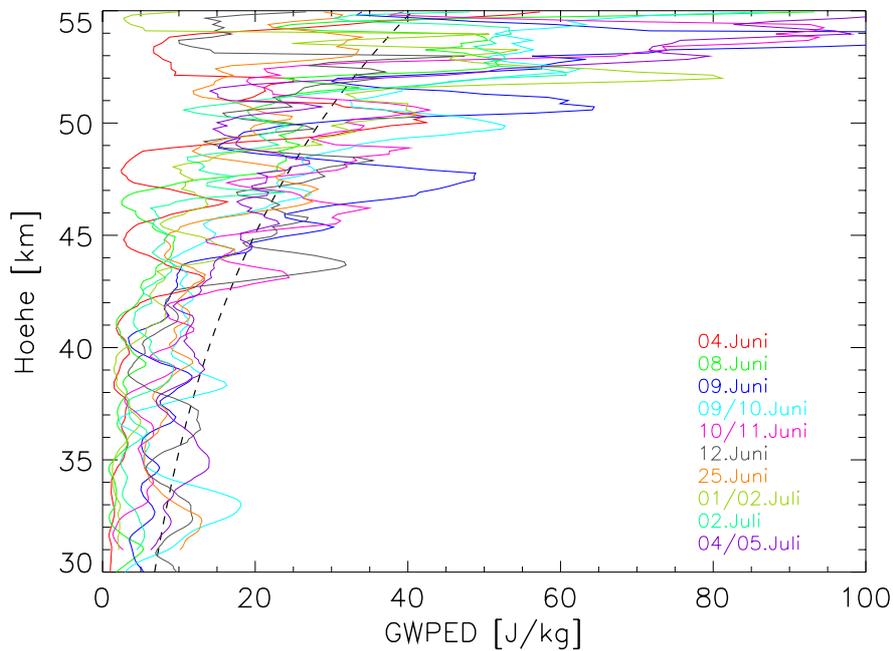
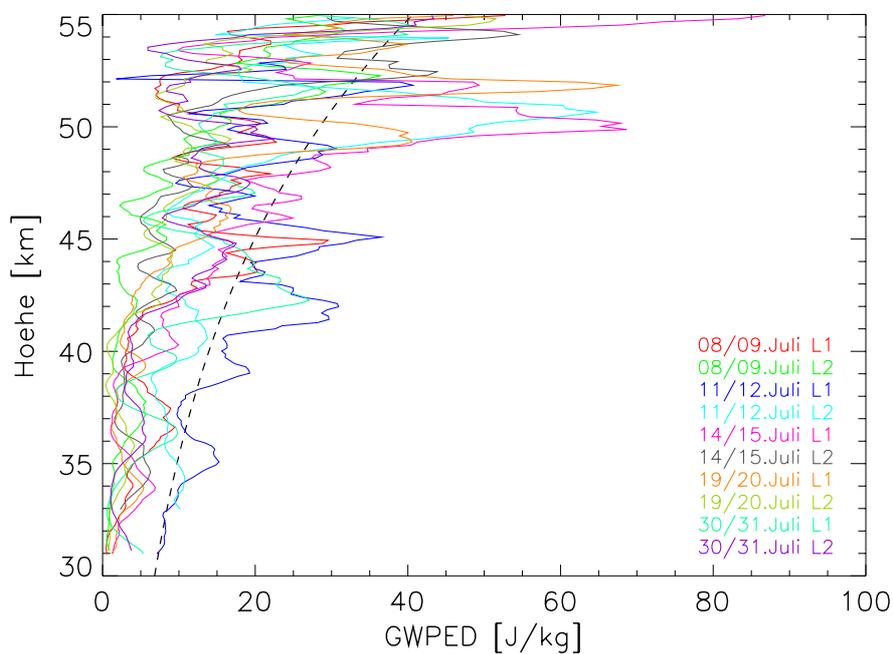
(a) *GWPED* - Messungen zwischen 4. Juni und 5. Juli 2002

 (b) *GWPED* - Messungen vom 8. Juli bis 31. Juli 2002


Abbildung 5.11: Vertikalprofile der Dichte der potentiellen Energie der Schwerewellen für die einzelnen Messungen. Die gestrichelte Linie gibt den exponentiellen Anstieg mit der Höhe ( $GWPED \sim \exp\left(\frac{z}{2 \cdot H_\rho}\right)$ ) wieder.

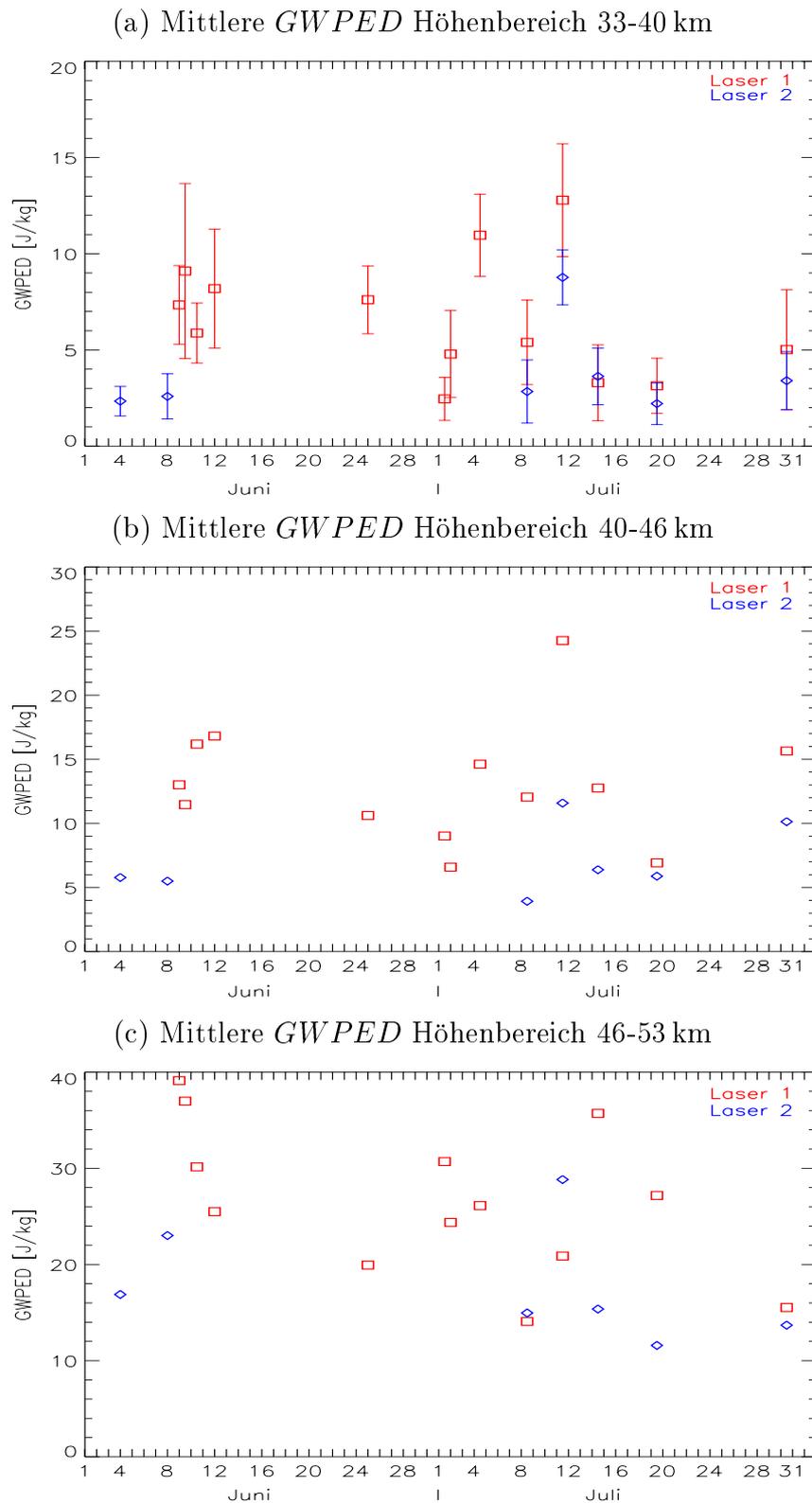


Abbildung 5.12: Die mittlere *GWPED* für drei Höhenbereiche. Die Balken in der obersten Grafik geben die Standardabweichung vom Mittelwert an. Die Ordinaten der einzelnen Grafiken sind unterschiedlich skaliert.

Höhenbereich in km	Mittelwert $\pm$ Standardabweichung der <i>GWPED</i> in J/kg	
	Juni	Juli
33 – 40	6,1 $\pm$ 2,7	5,3 $\pm$ 3,4
40 – 46	11,3 $\pm$ 4,5	10,8 $\pm$ 5,4
46 – 53	27,4 $\pm$ 8,4	21,5 $\pm$ 7,8

Tabelle 5.5: Monatsmittel der *GWPED* und deren Standardabweichung für den Juni und Juli 2002

*Whiteway und Carswell* [1995] haben Lidar-Messungen über Toronto/Kanada (44° Nord) aus dem Jahr 1992 auf Schwerewellen-Aktivität untersucht. Dabei erhalten sie im Höhenbereich zwischen 35 und 50 km für den Juni einen Wert von 8,0 J/kg und den Juli von 6,5 J/kg. Einen kleineren Monatsmittelwert im Juli weisen auch die hier gemachten Untersuchungen auf. Betrachtet man jedoch den gesamten Höhenbereich so sind die in dieser Arbeit ermittelten Monatsmittelwerte größer als die von *Whiteway und Carswell* [1995] genannten Werte. Nach *Tsuda et al.* [2000] nimmt die Schwerewellen-Aktivität in Richtung der Tropen zu, so dass für ALOMAR niedrigere Monatsmittelwerte als über Toronto zu erwarten wären. Eine ebenfalls von *Tsuda et al.* [2000] aufgestellte globale Klimatologie der Schwerewellen-Aktivität für den Höhenbereich zwischen 20 und 30 km ergibt für Nord-Norwegen einen Mittelwert im Bereich von 3 bis 4 J/kg für den Winter. Hieraus kann eine Abschätzung der hier untersuchten Verhältnisse, im Sommer im Höhenbereich zwischen 35 und 50 km, vorgenommen werden. Im Sommer besitzt die Schwerewellen-Aktivität in den polaren Breiten ein Minimum, so dass der Mittelwert kleiner als der von *Tsuda et al.* [2000] ermittelte Wert ist. Mit steigender Höhe wächst die Schwerewellen-Aktivität jedoch an. Beide Aspekte sollten sich mehr oder weniger kompensieren, so dass die Schwerewellen-Aktivität über Nord-Norwegen im Sommer im Höhenbereich zwischen 35 und 50 km im Bereich von 4 J/kg liegen sollte. Somit ergibt sich ein weiterer Anhaltspunkt, dass die Schwerewellen-Aktivität über Nord-Norwegen im Sommer 2002 erhöht gewesen ist.

Aussagen über den Jahresgang der Schwerewellen-Aktivität über ALOMAR können aus diesen Messungen nicht gemacht werden. Dazu müssen zusätzlich noch Wintermessungen ausgewertet werden. Diese sollten genauso verarbeitet werden wie die vorliegenden Messungen, da ansonsten Probleme beim Vergleich auftreten können.

## 5.3 Kritische Höhe

In diesem Kapitel wird untersucht, ob die beobachteten Schwerewellen (siehe Tabelle 5.4 auf Seite 61) sich ungestört vertikal ausbreiten können oder ob es eine so genannte kritische Höhe gibt, oberhalb der die Ausbreitung unterbunden ist. Die kritische Höhe ist als die Höhe definiert, in der die horizontale Phasengeschwindigkeit ( $c_{Phase,x} = \frac{\lambda_x}{T_{Beob}}$ ) der Schwerewelle gleich dem Horizontalwind  $v_h$  in horizontaler Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle ist (siehe Kapitel 2.3). Dies ist gleichbedeutend mit einer Verschiebung der intrinsischen Frequenz in Richtung der Inertialfrequenz  $f$ , infolge dessen die vertikale Wellenlänge sich dem Wert null annähert.

Diese theoretische Höhe wird in der Realität nie erreicht, stattdessen verliert die Welle schon unterhalb dieser Höhe Energie durch Dissipation und wird vom Hintergrundwind absorbiert.

Für die Bestimmung der kritischen Höhe werden Informationen über die Ausbreitungsrichtung der Horizontalkomponente der Schwerewelle benötigt. Anhand der Analyse der Temperaturabweichungen aus Messungen mit nur einem Lidar lassen sich diese Informationen aber nicht erhalten. Daher werden bei dieser Analyse zwei einfache Fälle angenommen. Einmal, dass sich die Horizontalkomponente der Schwerewelle von West nach Ost ausbreitet ( $v_{Phase,x}$  positiv) und zum zweiten die Ausbreitung in die Gegenrichtung ( $v_{Phase,x}$  negativ).

Die für die Analyse benötigten Vertikalprofile des Horizontalwindes werden dem ECMWF<sup>2</sup>-Modell entnommen. Entsprechend den getroffenen Annahmen über die horizontale Ausbreitungsrichtung der Wellen wird nur die Zonalkomponente des Horizontalwindes berücksichtigt. Das ECMWF-Modell liefert zu den Zeitpunkten 00, 06, 12 und 18 UT jeweils 25 Datenpunkte bis zu einer Höhe von ca. 65 km. An diese Punkte wurden jeweils Splinefunktionen angepasst, um ein durchgehendes Profil zu erhalten. In Abbildung 5.13 sind die Vertikalprofile des Zonalwindes, für die Zeiträume in denen die Schwerewellen beobachtet werden konnten, dargestellt.

Für die zu untersuchenden Fälle wird die Funktion

$$f(z) = \pm v_{Phase,x} - v_{zonal}(z) = \pm \frac{\lambda_x}{T_{Beob}} - v_{zonal}(z) \quad (5.6)$$

berechnet. In der kritischen Höhe gilt  $f(z_{kritisch}) = 0$ . Bei der Bestimmung wird die horizontale Phasengeschwindigkeit zur Vereinfachung als höhenkonstant angenommen. Abbildung 5.14 zeigt ein Beispiel. Links ist das Vertikalprofil des Zonalwindes über Andøya für den 10. Juni 2002 00 UT nach dem ECMWF-Modell wiedergegeben. In diesem Zeitraum wurde eine Schwerewelle mit einer Periode von 11 h und einer horizontalen Wellenlänge von 925 km beobachtet (Messung 04). Rechts ist die Funktion  $f(z)$  für den Fall dargestellt, dass sich die Horizontalkomponente dieser Schwerewelle von Ost nach West bewegt ( $v_{Phase,x}$  negativ). Bei dieser Ausbreitungsrichtung ist die kritische Höhe 50 km.

In Tabelle 5.6 sind die Untersuchungsergebnisse für alle beobachteten Schwerewellen zusammengefasst. In der rechten Spalte ist der mittlere Höhenbereich angegeben, in

---

<sup>2</sup>European Center for Medium-Range Weather Forecast

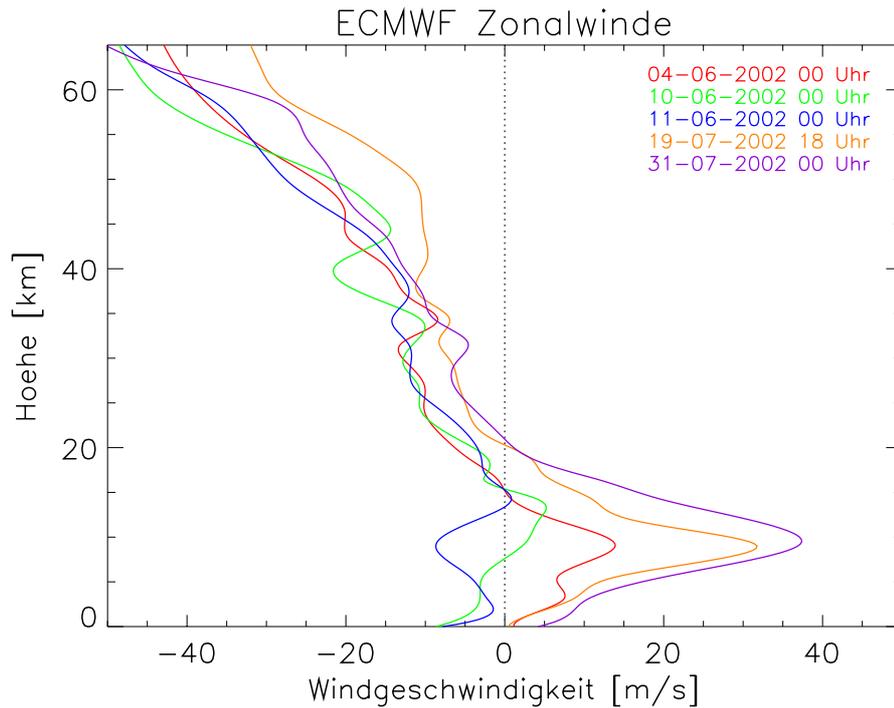


Abbildung 5.13: Vertikalprofile des Zonalwindes nach dem ECMWF-Modell für Zeiträume in denen Schwerewellen nachgewiesen werden konnten. Oberhalb von 20 km herrschen Ostwinde. Sie sind durch das negative Vorzeichen gekennzeichnet.

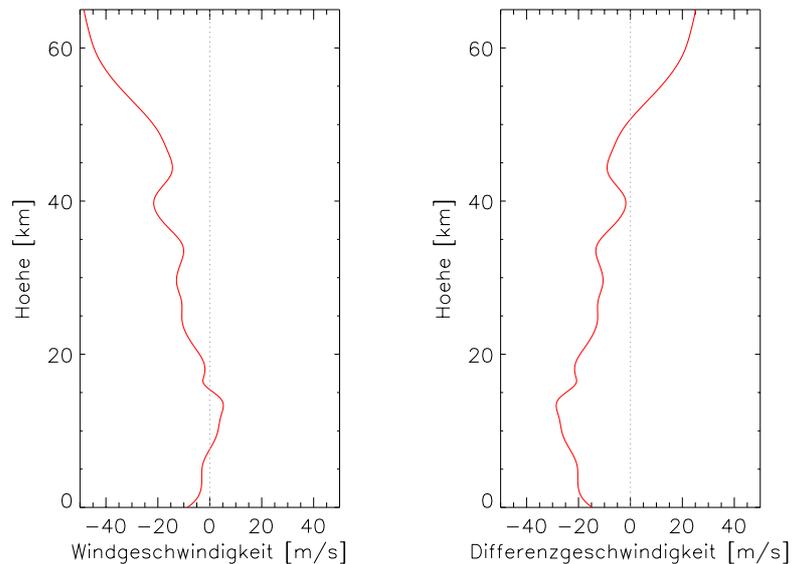


Abbildung 5.14: Zonalwind nach dem ECMWF-Modell am 10. Juni 2002 00 UT (links) und die Differenz zwischen  $v_{Phase,x}$  und Zonalwind für eine Schwerewelle mit  $\lambda_x = 925$  km und  $T_{Boeb} = 9$  h deren Horizontalkomponente westwärts wandert.

dem die vertikale Wellenlänge der Schwerewelle nachgewiesen werden konnte. Er wurde aus dem mittleren Wavelet Power Spektrum entnommen (siehe Anhang A.3 Seite 79 ff.).

Messung Nummer/Zeitraum	ECMWF Daten Datum/Zeit	kritische Höhe in km		Höhenbereich des Nachweises von $\lambda_z$ in km	
		ostwärts	westwärts		
01	04.06. 00:57 - 08:47	04.06. 00 UT	-	58	30–55
04	09./10.06. 19:47 - 09:07	10.06. 00 UT	-	50	30–42
05	10./11.06. 23:19 - 09:09	11.06. 00 UT	-	43	42–55
14a	19./20.07. 19:35 - 03:35	19.07. 18 UT	6 und 11	55	30–55
15a	30./31.07. 21:36 - 05:06	31.07. 00 UT	6 und 13	50	35–45

Tabelle 5.6: Kritische Höhen der im Juni/Juli 2002 beobachteten Schwerewellen unter der Annahme einer west- bzw. ostwärts gerichteten Ausbreitung ihrer Horizontalkomponente.

Für die beobachteten Schwerewellen am 4. Juni, 9./10. Juni und 10./11. Juni gibt es im Höhenbereich bis 65 km keine kritischen Höhen unter der Annahme, dass sie sich ihre Horizontalkomponenten ostwärts ausbreiten. Breiten sich die Horizontalkomponenten der am 19./20. und 30./31. Juni beobachteten Schwerewellen ostwärts aus, so lassen sich je zwei kritische Höhen in der oberen Troposphäre und im Tropopausenbereich bestimmen. Da diese beiden Schwerewellen oberhalb von 30 km beobachtet werden, bedeuten diese kritischen Höhen, dass die Anregung dieser Schwerewellen bei tatsächlicher ostwärtiger Ausbreitung ihrer Horizontalkomponente oberhalb von 11 bzw. 13 km erfolgt ist. Entsprechend ist die vermutete orographische Anregung auszuschließen (siehe Kapitel 5.1.2).

Breiten sich die Horizontalkomponenten der beobachteten Schwerewellen westwärts aus, lassen sich in allen Fällen kritische Höhen im Bereich zwischen 43 und 58 km finden.

Die bei westwärtiger Ausbreitung ihrer Horizontalkomponente bestimmten kritischen Höhen der am 9./10. Juni und am 30./31. Juli beobachteten Schwerewellen liegen einige Kilometer oberhalb des Nachweisbereiches der vertikalen Wellenlänge dieser Schwerewellen. Beim Annähern an die kritische Höhe werden die Schwerewellen stark gedämpft und sind daher bereits unterhalb der kritischen Höhe nicht mehr nachweisbar. Dieser Aspekt könnte hier den Höhenunterschied zwischen kritischer Höhe und Nachweishöhe der Schwerewelle erklären. Entsprechend ist eine Ausbreitung der Horizontalkomponente der Schwerewellen nach Westen nicht auszuschließen. Andererseits ist es möglich, dass sich die Schwerewellen aus dem Beobachtungsvolumen des Lidar-Instruments bewegt haben und somit nicht größeren Höhen nachweisbar sind.

Eindeutig ausgeschlossen werden kann eine westwärtige Ausbreitung der Horizontalkomponente der am 10./11. Juni beobachteten Schwerewelle. Die in diesem Fall bestimmte kritische Höhe lag bei 42 km; die vertikale Wellenlänge dieser Schwerewelle konnte aber im Höhenbereich zwischen 42 und 55 km nachgewiesen werden. Eine

westwärtige Ausbreitungsrichtung der Horizontalkomponente kann für die am 19./20. Juli beobachtete Schwerewelle ebenfalls ausgeschlossen werden. In diesem Fall sollte sich die Schwerewelle bereits unterhalb von 55 km nicht mehr nachweisen lassen, infolge der Energiedissipation beim Annähern an die kritische Höhe. Für die Schwerewelle am 4. Juni ist bei westwärtiger Ausbreitungsrichtung ihrer Horizontalkomponente 58 km die kritische Höhe. Ob eine Ausbreitung nach Westen möglich ist, kann aufgrund des Fehlens von Informationen oberhalb von 55 km nicht bestimmt werden.

Die Untersuchungen zeigen zusammenfassend, dass bei ostwärtiger Ausbreitung der Horizontalkomponente der Schwerewellen die vertikale Ausbreitung im Höhenbereich zwischen 30 und 65 km nicht durch kritische Höhen unterbunden wird. Bei westwärtiger Ausbreitung der Horizontalkomponente gibt es dagegen immer kritische Höhen zwischen 30 und 65 km. Weiterhin kann für einzelne Fälle diskutiert werden, ob bestimmte angenommene Ausbreitungsrichtungen möglich sind oder ausgeschlossen werden können. In Kapitel 6 werden einige Möglichkeiten genannt, durch die die Ausbreitungsrichtung der Horizontalkomponente von Schwerewellen bestimmt werden kann.

## 5.4 Doppler-Verschiebung

Hintergrundatmosphäre und Schwerewellen beeinflussen sich gegenseitig. So verändert der Hintergrundwind die intrinsische Periode und die vertikale Wellenlänge der Schwerewellen. Die Veränderung der vertikalen Wellenlänge mit der Höhe durch den Hintergrundwind kann mit der Wavelet-Transformation nachgewiesen werden, da sie die Lokalisierungsinformation der Wellenlänge erhält. In Abbildung 5.15 sind einige Beispiele dargestellt, wo eine solche Wellenlängenveränderung deutlich zu erkennen ist. Die Änderungen sind zusätzlich durch die weißen Strichlinien markiert. Die drei Beispiele zeigen jeweils alle eine Veränderung der vertikalen Wellenlänge von etwa drei Kilometern im Höhenbereich zwischen 30 und 55 km. Nach der Erfahrung bei der Analyse der dominanten vertikalen Wellenlängen lagen die Veränderungen der Wellenlänge bei allen Messungen im Bereich zwischen einem und drei Kilometern.

Die Dispersionsrelation (Gleichung 2.21) gibt den Zusammenhang zwischen dem Hintergrundwind und der vertikalen Wellenlänge wieder. Mit Hilfe dieser Gleichung soll eine Abschätzung des theoretisch zu erwartenden Betrags der Änderung der vertikalen Wellenlänge im Höhenbereich zwischen 30 und 55 km für die beobachteten Schwerewellen vorgenommen werden. Zur Vereinfachung werden folgende Annahmen gemacht:

- Schwerewellen besitzen intrinsische Frequenzen im mittleren Bereich, d.h. ( $N^2 > \hat{\omega}^2 > f^2$ )
- Vernachlässigung des Terms  $1/(4 \cdot H_\rho)$
- Drehung des Koordinatensystems, so dass sich die horizontale Komponente der Welle entlang der x-Komponente ausbreitet ( $k_y = 0$ )
- mittlerer Vertikalwind gleich null

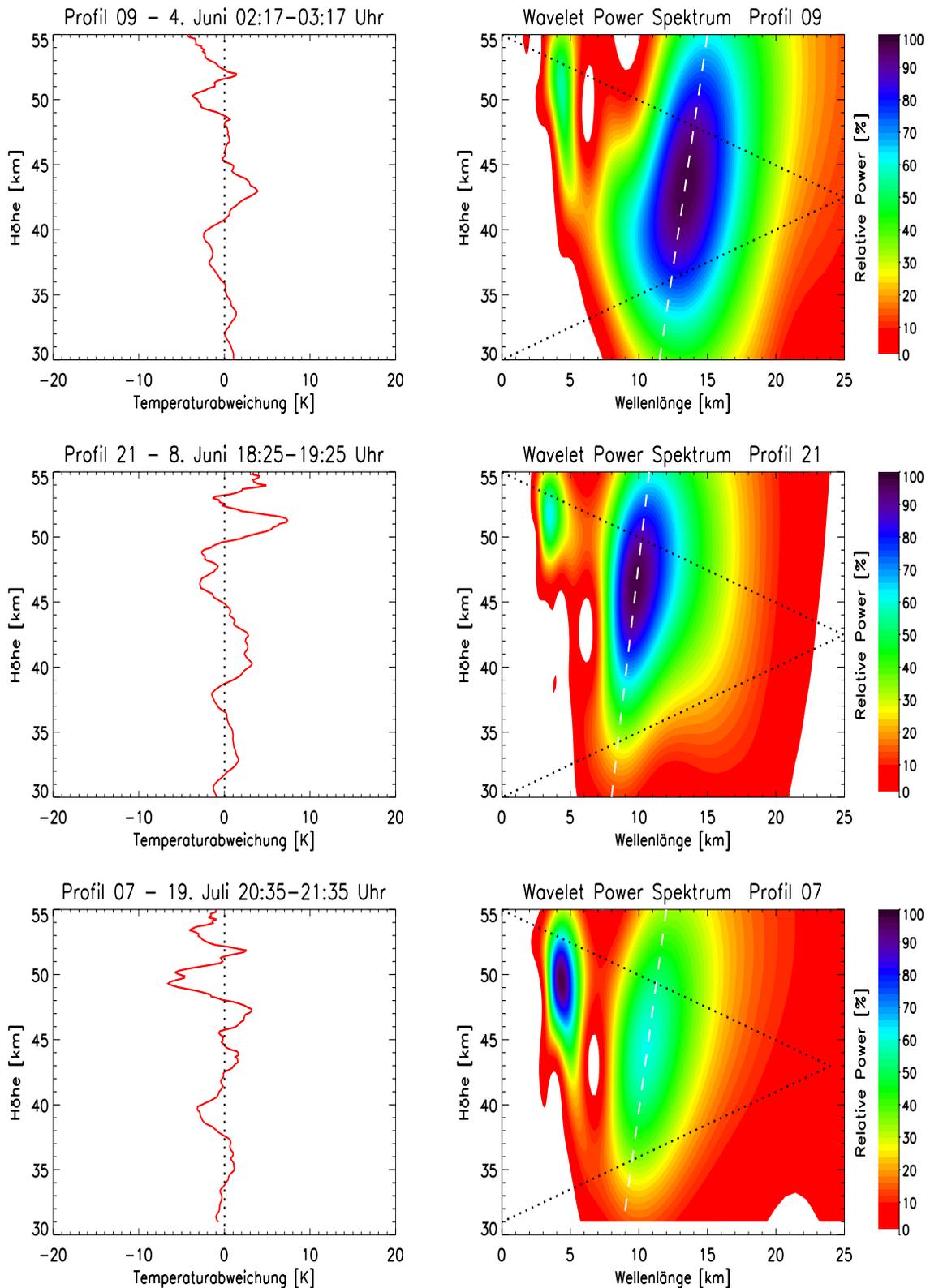


Abbildung 5.15: Änderung der vertikalen Wellenlänge mit der Höhe für einige Beispiele. Die Änderung ist jeweils durch die weiße Strichlinie markiert.

Dadurch vereinfacht sich die Dispersionsrelation zu:

$$k_z = \frac{N}{\omega - k_x \cdot \bar{v}_h} \cdot k_x \quad \leftrightarrow \quad \lambda_z(z) = T_{BV} \cdot [v_{Phase,h} - \bar{v}_x(z)] \quad (5.7)$$

Hierbei ist  $k$  die Wellenzahl,  $T_{BV}$  die Brunt-Väisälä-Periode und  $\bar{v}_x$  entspricht dem mittleren Horizontalwind. Zur weiteren Vereinfachung wird angenommen, dass die horizontale Phasengeschwindigkeit konstant ist, die Brunt-Väisälä-Periode fünf Minuten beträgt und dass sich die Schwerewellen nach Osten ausbreiten ( $v_{Phase,x}$  positiv). Entsprechend dieser letzten Annahme werden Vertikalprofile des Zonalwindes benötigt, die wiederum dem ECMWF-Modell entnommen werden.

Nach Gleichung 5.7 hängt die Wellenlängenänderung unter den gemachten Annahmen nur von der Änderung des Zonalwinds im betrachteten Höhenbereich ab. Um die Wellenlängenänderung zu bestimmen, wurde der Wellenlängenwert in 30 km Höhe als Referenz benutzt. Die in Tabelle 5.7 angegebenen Werte entsprechen dem Betrag der Änderung der vertikalen Wellenlänge in 55 km im Vergleich zur Referenzhöhe. Die Wellenlängenänderungen umfassen den Bereich zwischen 4 und 7 km. Diese berechneten Werte sind größer als die beobachteten Wellenlängenänderungen. Dies zeigt, dass eine stark vereinfachte Theorie benutzt wurde, um die Beobachtungen zu erklären. Liegen zeitlich hoch aufgelöste Vertikalprofile des Horizontalwindes und Informationen zur genauen Ausbreitungsrichtung der Schwerewellen vor, so kann die beschriebene Analyse exakt durchgeführt werden. Dabei könnten auch noch weitergehende Aspekte untersucht werden, wie zum Beispiel die Abhängigkeit der Änderung von der vertikalen Wellenlänge selber.

Messung Nummer/Zeitraum		Zonalwind in m/s		Änderung von $\lambda_z$ in km
		in 30 km	in 55 km	
01	04.06. 00:57 - 08:47	13	33	6
04	09./10.06. 19:47 - 09:07	13	35	7
05	10./11.06. 23:19 - 09:09	12	33	6
14a	19./20.07. 19:35 - 03:35	7	20	4
15a	30./31.07. 21:36 - 05:06	5	25	6

Tabelle 5.7: Erwartete Änderung der vertikalen Wellenlänge der beobachteten Schwerewellen durch den Hintergrundwind. Die angegebenen Werte sind die Beträge der Wellenlängenänderung in 55 km bezogen auf die Höhe von 30 km.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung, Erfahrungen und Ausblicke

In der vorliegenden Arbeit wurden insgesamt 20 Datensätze der Temperatur, die während der NLC-Kampagne im Sommer 2002 mit dem ALOMAR RMR-Lidar aufgenommen wurden, auf Schwerewellen und ihre Parameter untersucht. Aus den Temperaturprofilen wurden Profile der Temperaturabweichung bestimmt. Diese umfassen den Höhenbereich zwischen 30 und 55 km. Aus den Temperaturabweichungen wurden mit Hilfe der Wavelet-Transformation die dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden im untersuchten Höhenbereich bestimmt. Anschließend wurden diese beiden Parameter über die vertikale Phasengeschwindigkeit eindeutig einer Schwerewelle zugeordnet. Dadurch konnte anschließend die horizontale Wellenlänge als weiterer Parameter der Schwerewelle abgeschätzt werden.

In allen untersuchten Datensätzen wurden mehrere Schwerewellen beobachtet. Sie besaßen vertikale Wellenlängen im Bereich von 3 und 15 km und Perioden mit Werten zwischen 2 und 12 h. Die vertikalen Phasengeschwindigkeiten der beobachteten Schwerewellen lagen zwischen 0,18 und 0,28 m/s und die horizontalen Wellenlängen wiesen Werte im Bereich zwischen 375 und 1500 km auf. Die Dominierung des Schwerewellen-Spektrums durch wenige Schwerewellen konnte gezeigt werden.

Das in der Arbeit beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Schwerewellen-Parameter ist ein weiterer Schritt auf dem Weg Messungen des ALOMAR RMR-Lidars automatisch und umfassend auf Schwerewellen zu untersuchen. Um dieses Ziel in naher Zukunft realisieren zu können, sind Verbesserungen des Verfahrens nötig, um kritische Aspekte des bisherigen Verfahrens zu eliminieren. Nach den Erfahrungen bei der Arbeit mit dem beschriebenen Verfahren sind dies die folgenden Aspekte:

- Die Berechnung von Temperaturprofilen aus den Rohdaten schlägt teilweise fehl, wenn diese nur über eine Stunde aufsummiert werden. Dies gilt insbesondere im Sommer, wenn der Übergang von Signal zu Untergrund schon in geringeren Höhen erfolgt als im Winter. Hierbei werden in einigen Fällen falsche Starthöhen bestimmt, was zu Fehlern der Temperaturen am oberen Rand des Profils führt. In dieser Arbeit wurde bei den auftretenden Fällen die Starthöhe per Hand angepasst.

- Die dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden wurden jeweils aus dem Konturplot des Wavelet Power Spektrums abgelesen. Bei diesem Ablesen tritt eine Ungenauigkeit auf. Des Weiteren ist dieser Vorgang sehr zeitaufwendig.
- Zur Zuordnung einer vertikalen Wellenlänge und einer Periode zu einer Schwerewelle wird in dieser Arbeit die vertikale Phasengeschwindigkeit benutzt. Sie wird aus dem Konturplot der Temperaturabweichungen bestimmt. Dies ist aber nur möglich, wenn die Struktur der Temperaturabweichungen geordnet ist. Daher ist eine Zuordnung der beiden Parameter zu einer Schwerewelle und damit die Ableitung weiterer Parameter dieser Welle nur in einigen Fällen möglich.

Zur Zeit wird ein Algorithmus entwickelt, der eine automatische Berechnung der Temperatur auch für kürzere Integrationszeiten erlaubt und das Problem der fehlerhaften Temperaturbestimmung am Oberrand der Profile behebt. Durch die Integration der Bestimmung und der Analyse der Wavelet Power Spektren in die vorhandene Analyse-Software kann zum einen der Fehler, der bisher beim Ablesen der dominanten Werte aus den Konturplots des Wavelet Power Spektrums entstand, eliminiert werden. Zum anderen kann durch diese automatische Verarbeitung auch der Zeitaufwand des Ablesens der dominanten Werte erheblich verringert werden. Mit der Erweiterung der bisherigen eindimensionalen Wavelet-Transformation zu einer zweidimensionalen Form bei der gleichzeitig vertikale Wellenlänge und Periode untersucht werden, kann die Zuordnung einer vertikalen Wellenlänge und einer Periode zu einer Schwerewelle ohne den Umweg über die vertikale Phasengeschwindigkeit erfolgen. Damit wird es in weit mehr Fällen möglich sein weitere Parameter der Schwerewellen zu bestimmen, als es in dieser Arbeit möglich war.

Der Aspekt der Messzeit wird trotz aller Verbesserungen problematisch bleiben. Er wird primär durch das Wetter und sekundär durch die Besetzung des Observatoriums bestimmt. Die Messdauer der in dieser Arbeit ausgewerteten Datensätze war teilweise zu kurz, so dass nur Schwerewellen mit kürzerer Periode bestimmt werden können. Dieser Aspekt ließ sich deutlich an der Anzahl der beobachteten dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden sehen. In 13 der 20 untersuchten Messungen wurde mindestens eine dominante Wellenlänge mehr beobachtet als dominante Perioden.

Auf eine andere Grundlage kann die Auswertung von Schwerewellen-Parametern gestellt werden, wenn zusätzlich hoch aufgelöste Vertikalprofile des Horizontalwindes über ALOMAR vorliegen. Dann können zur Analyse der Schwerewellen sowohl die Temperatur- als auch die Windabweichungen genutzt werden. Die Verfahren zur Schwerewellen-Analyse anhand der Geschwindigkeitsabweichungen wurden bei der Auswertung von Radiosondendaten entwickelt. Hierbei lassen sich mehr Schwerewellen-Parameter bestimmen als alleine durch die Analyse der Temperaturabweichungen. Dies ist für weitere Untersuchungen, wie zum Beispiel der kritischen Höhe, notwendig.

Das ALOMAR RMR-Lidar ist prinzipiell so konzipiert worden, dass eine Messung von Winden mit dem DWTS möglich ist. Technische Schwierigkeiten verhindern zurzeit jedoch Windmessungen.

Zur ALOMAR-Forschungsstation gehören auch diverse Radar-Instrumente. Mit ihnen lassen sich Windmessungen oberhalb von ca. 70 km durchführen. Im Winter erfolgt

der Übergang vom tatsächlichen Rückstreusignal in den Untergrund erst in größeren Höhen als im Sommer. Dann können sowohl Temperatur- als auch Winddaten zur Analyse der Schwerwellen oberhalb von 70 km benutzt werden.

Anhand der hier erfolgten Analyse der Temperaturabweichungen lassen sich keine Aussagen über die Ausbreitungsrichtung von Schwerwellen machen. Anhand der Windabweichungen lässt sich dieser Parameter bestimmen. Einen weiteren Anhaltspunkt liefern Messungen des auf der ALOMAR-Forschungsstation installierten UWO<sup>1</sup> OH Scanning Radiometer [*Stockwell und Lowe, 2001*], die aber nur in Dunkelheit möglich sind. Dieses Instrument scannt im Zenit in ca. 90 km Höhe über ein horizontales Feld von 16 x 16°. Hierdurch lassen sich Variationen des OH-Nachthimmelsleuchten bestimmen. Aus diesen Variationen lassen sich horizontale Schwerwellen-Parameter ableiten, unter anderem auch die horizontale Ausbreitungsrichtung. Eine weitere Möglichkeit bieten die Doppelmessungen des ALOMAR RMR-Lidars mit geschwenkten Teleskopen. Hiermit sollte es möglich sein die Ausbreitungsrichtung von Schwerwellen deren horizontale Ausdehnung kleiner als 50 km ist zu bestimmen. Der Verarbeitungsalgorithmus der Daten müsste dazu verändert werden, damit solche Schwerwellen nicht wie bisher herausgemittelt werden. Um die Ausbreitungsrichtung von Schwerwellen mit größerer horizontaler Ausdehnung ermitteln zu können, eignen sich gleichzeitige Messungen des ALOMAR RMR-Lidar mit anderen Lidar-Instrumenten in der näheren Umgebung, wie zum Beispiel dem Lidar der schwedischen Forschungseinrichtung ESRANGE in der Nähe von Kiruna.

---

<sup>1</sup>University of Western Ontario/Kanada



# Anhang A

## Anhang

### A.1 Zusammenfassung des ALOMAR RMR-Lidar-Systems

Sendezeit		
Seeder laser	Firma: Innolight GmbH	spektrale Stabilität:
	Modell: Prometheus 30	$\Delta f/f = 6 \cdot 10^{-10}$
<ul style="list-style-type: none"> <li>• spektrale Stabilisierung auf Iod-Absorptionslinie 532,132 nm</li> </ul>		
Power laser	Firma: Spectra Physics	Kristall: Nd:YAG
	Modell: GCR-6-30	Pulsrate: 30,3 Hz    Pulslänge: 10 ns
(2×)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ausgangswellenlängen: 355, 532 und 1064 nm (koaxial in einem Strahl)</li> </ul>	
	Pulsdauer in ns	Pulsenergie in mW
	1064 nm: 14 - 15	1064 nm: 360
	532 nm: 12 - 13	532 nm: 360
	355 nm: 10 - 11	355 nm: 215
	Laserstrahl nach der Aufweitung:	
	Form: Gaußprofil	Durchmesser: 200 mm
	Restdivergenz: $< 100 \mu\text{rad}$	Richtungstabilität: $< 1 \mu\text{rad}$
	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Strahlrichtungstabilisierung durch aktive Regelschleife mit zwei piezosteuereten Spiegeln und einer CCD-Kamera</li> </ul>	

<b>Transferzweig</b>		
Teleskop (2×)	Cassegrain-Aufbau	
	Primärspiegel	Sekundärspiegel
Gesamt system	Durchmesser: 1,80 m Gewicht: 1450 kg Form: sphärisch Beschichtung und Substrat: Aluminium	Durchmesser: 0,58 m Gewicht: 60 kg Form: asphärisch Beschichtung und Substrat: Aluminium 2,07 m oberhalb des Primärspiegels
	Gesichtsfeld: 180 $\mu$ rad Gewicht: ca. 2,4 t	Brennweite: 8345 mm Höhe: 4,50 m
Strahlführung	<ul style="list-style-type: none"> <li>• motorisierte Beam Guiding Mirrors</li> <li>• Überwachung und aktive Regelung der Laserstrahlausrichtung koaxial zur Teleskopachse durch CCD-Kamera</li> </ul>	
	<b>Nachweiszweig</b>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Signaleinkopplung auf optische Bank durch Glasfaser</li> <li>• Faserselektor für 2 Laser-Betrieb</li> <li>• Glasfaserdurchmesser 1,5 mm</li> </ul>		
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Wellenlängenaufteilung durch dichroitische Spiegel</li> <li>• spektrale Filterung durch Interferenz-Filter und Etalons</li> <li>• Aufteilung in verschiedene Signalintensitäten durch Intensitätsstrahlteiler</li> </ul>		
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Wechsel zwischen Tag- und Nachtsystem innerhalb von ca. 3 min</li> </ul>		
Nachweiskanäle		
AL, AH	RMR-UV-Kanäle 355 nm	Cabannes- und Aerosolstreuung
DL, DM, DH	RMR-VIS-Kanäle 532 nm	Cabannes- und Aerosolstreuung
APD	RMR-IR-Kanal 1064 nm	Cabannes- und Aerosolstreuung
TR1	RMR-RR-Kanal 530,4 nm	Rotationsraman-Streuung (532 nm)
TR2	RMR-RR-Kanal 529,1 nm	Rotationsraman-Streuung (532 nm)
DS	RMR-VR-Kanal 608 nm	Vibrationsraman-Streuung (532 nm)
AU	RMR-VR-Kanal 387 nm	Vibrationsraman-Streuung (355 nm)
DW(TS)	24 Kanäle zur Windmessung	Dopplerverschiebung (532 nm)
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Detektoren: Photomultiplier, Photodiode (APD), Ringanoden-Detektor (DWTS)</li> <li>• Detektorenüberlastungsschutz durch Chopper und elektronisches Shutter-System</li> <li>• Systemsteuerung durch 10 Computer</li> </ul>		
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Betrieb durch nur einen Operateur</li> <li>• Tageslichtfähigkeit und hoher Automatisierungsgrad</li> <li>• Weitgehende Fernwartung über das Internet</li> <li>• Online-Datenauswertung</li> </ul>		

Tabelle A.1: Zusammenfassung der technischen Daten des ALOMAR RMR-Lidars.

## A.2 Analysezeiträume der Messungen

In Tabelle A.2 sind die genauen Analysezeiträume im Jahr 2002 für die einzelnen Messungen angegeben, die in Abbildung 4.2 auf Seite 40 graphisch dargestellt sind. Die Zeitangaben sind jeweils in universeller Zeit (UT). Der Zenitwinkel gibt die Schwenkung der Teleskope aus der Vertikalen an. Der Azimutwinkel gibt die horizontale Ausrichtung der geschwenkten Teleskope wieder. Ein Winkel von  $270^\circ$  steht für Westen und  $90^\circ$  für Osten. Bei der Winkelkombination Zenit  $0^\circ$ /Azimut  $0^\circ$  sind Teleskope nicht geschwenkt, also vertikal ausgerichtet.

Messung Nummer	Analysebeginn		Analyseende		Laser Nr	Zenit Grad	Azimut Grad
	Tag	Uhrzeit	Tag	Uhrzeit			
01	4. Juni	00:57	4. Juni	08:47	2	20	270
02	8. Juni	15:05	8. Juni	23:05	2	20	90
03	9. Juni	07:00	9. Juni	19:20	1	20	270
04	9. Juni	19:47	10. Juni	09:07	1	20	270
05	10. Juni	23:19	11. Juni	09:09	1	20	270
06	12. Juni	12:15	12. Juni	19:55	1	20	90
07	25. Juni	11:13	25. Juni	23:33	1	20	90
08	1. Juli	23:51	2. Juli	10:31	1	20	270
09	2. Juli	12:12	2. Juli	22:52	1	20	90
10	4. Juli	18:45	5. Juli	07:15	1	20	270
11a	8. Juli	19:47	9. Juli	04:57	1	20	270
11b	8. Juli	19:47	9. Juli	04:17	2	20	90
12a	11. Juli	03:20	12. Juli	03:20	1	20	270
12b	11. Juli	06:26	12. Juli	03:16	2	0	0
13a	14. Juli	15:54	15. Juli	01:54	1	20	270
13b	14. Juli	15:48	15. Juli	01:48	2	0	0
14a	19. Juli	19:35	20. Juli	03:35	1	20	270
14b	19. Juli	19:35	20. Juli	03:35	2	20	90
15a	30. Juli	21:36	31. Juli	05:06	1	20	270
15b	30. Juli	21:40	31. Juli	05:10	2	20	90

Tabelle A.2: Analysezeiträume der einzelnen Messungen im Juni und Juli 2002.

## A.3 Grafische Übersicht der Messungen

In diesem Abschnitt werden für alle Messungen einige Grafiken zusammengestellt. Oben ist jeweils das mittlere Temperaturprofil wiedergegeben, in der Mitte jeweils die Temperaturabweichungen der Einzelprofile zu dem Mittelwertprofil. Im unteren Teil sind die mittleren Wavelet Power Spektren der vertikalen Wellenlänge und der Periode dargestellt.

Messung 01: 4. Juni 2002 - 00:57-08:47 UT

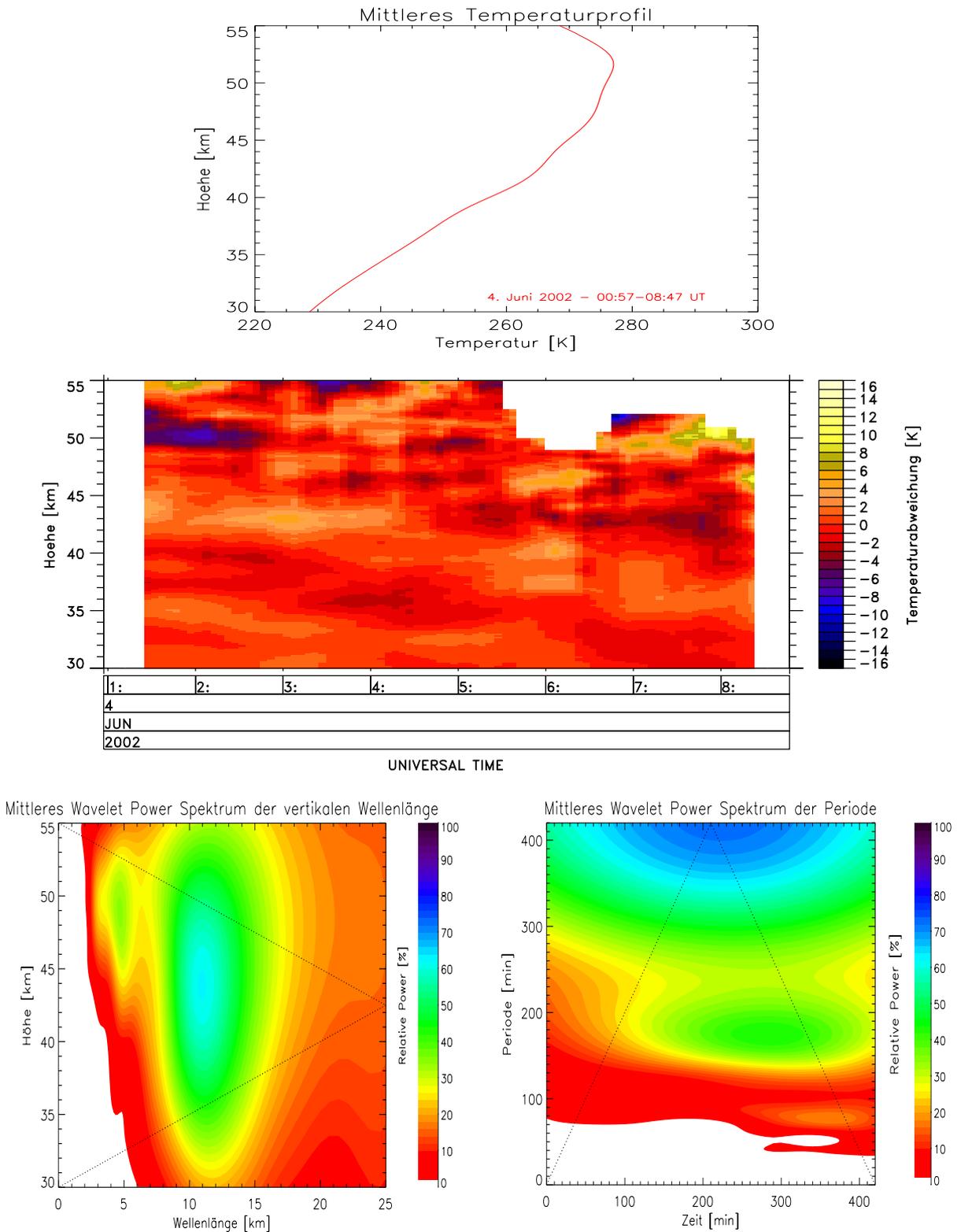


Abbildung A.1: Übersicht 4. Juni 2002 - 00:57-08:47 UT (Messung 01)

Messung 02: 8. Juni 2002 - 15:05-23:05 UT

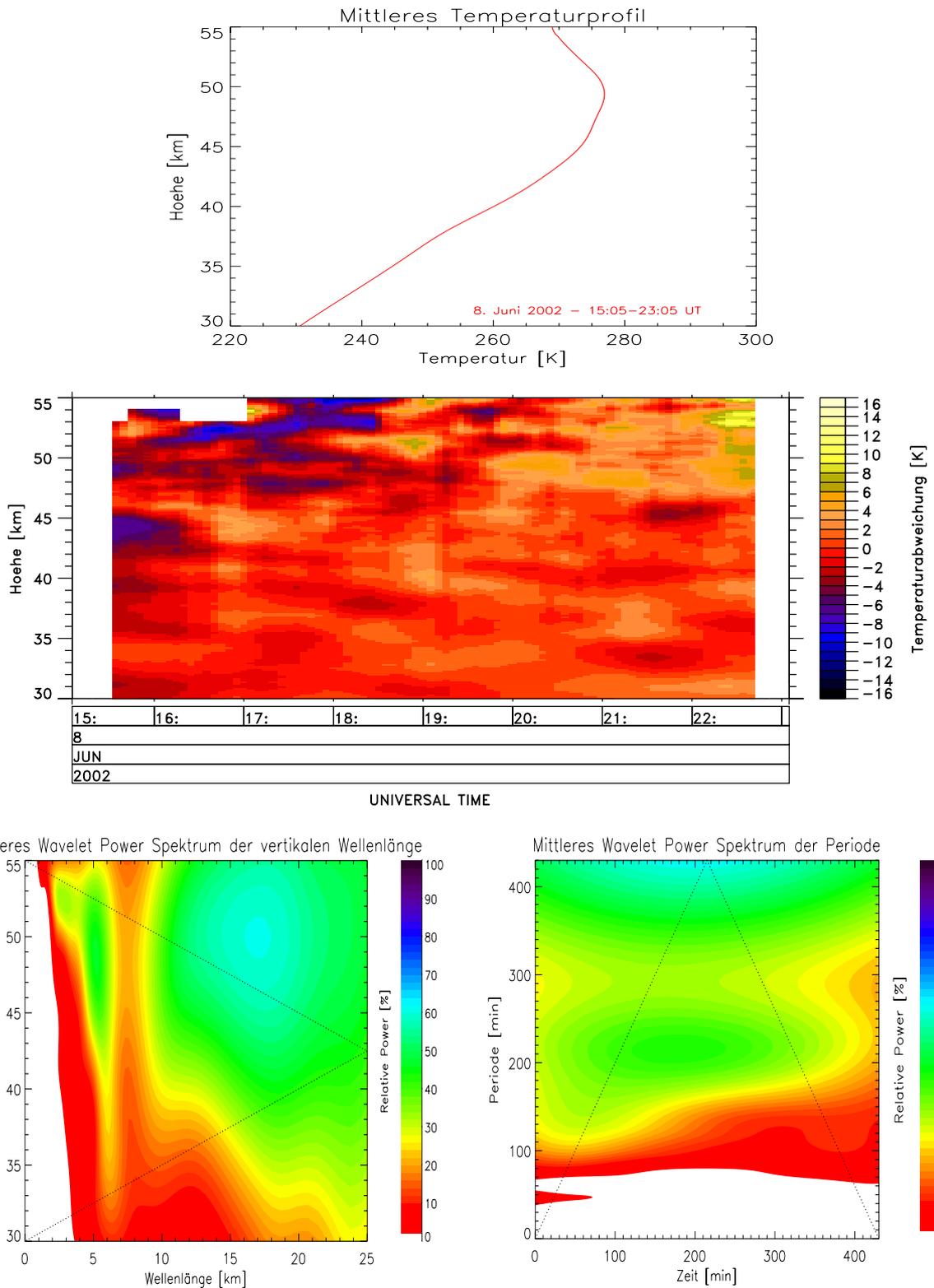


Abbildung A.2: Übersicht 8. Juni 2002 - 15:05-23:05 UT (Messung 02)

Messung 03: 9. Juni 2002 - 07:00-19:20 UT

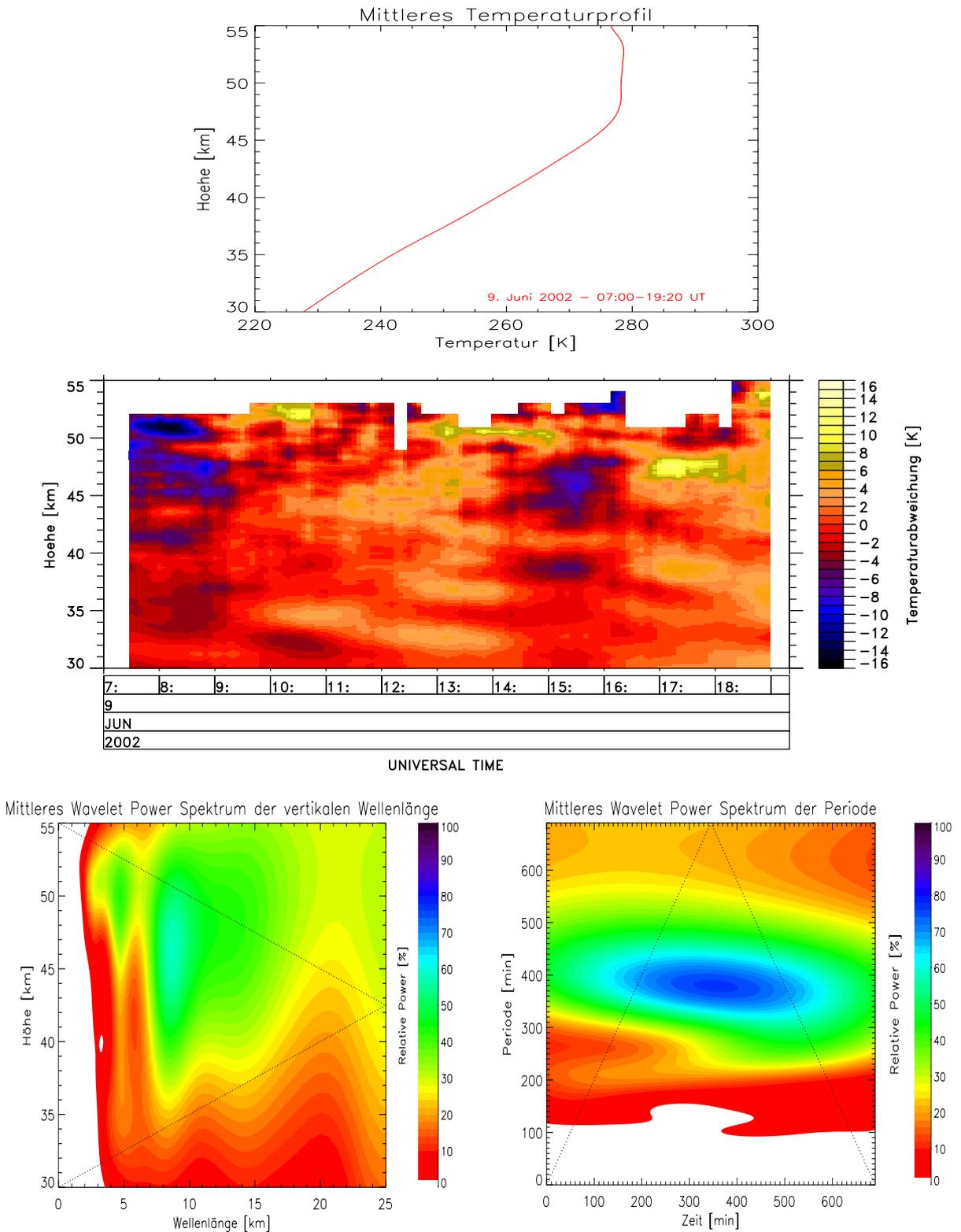


Abbildung A.3: Übersicht 9. Juni 2002 - 07:00-19:20 UT (Messung 03)

Messung 04: 9./10. Juni 2002 - 19:47-09:07 UT

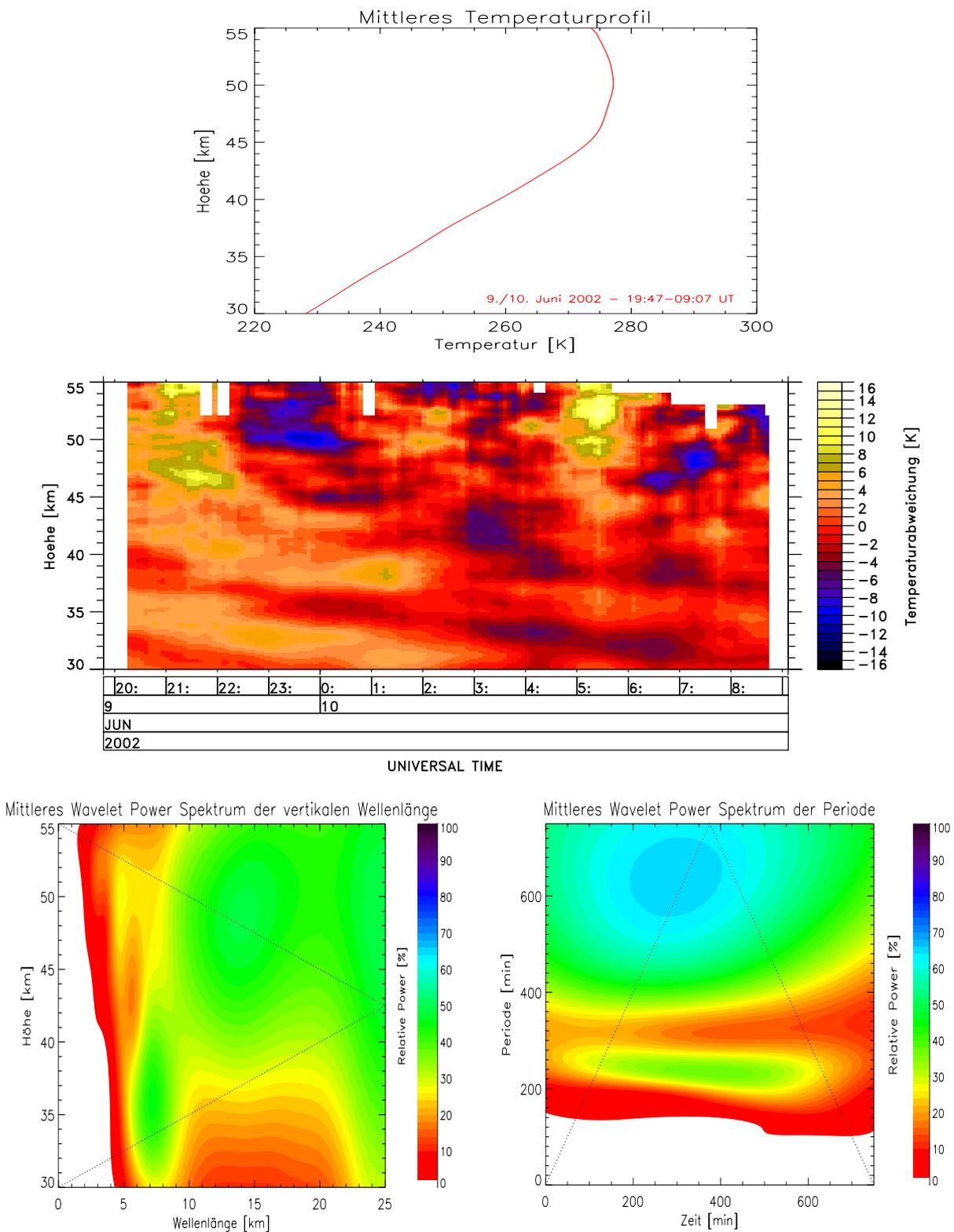


Abbildung A.4: Übersicht 9./10. Juni 2002 - 19:47-09:07 UT (Messung 04)

Messung 05: 10/11. Juni 2002 - 23:19-09:19 UT

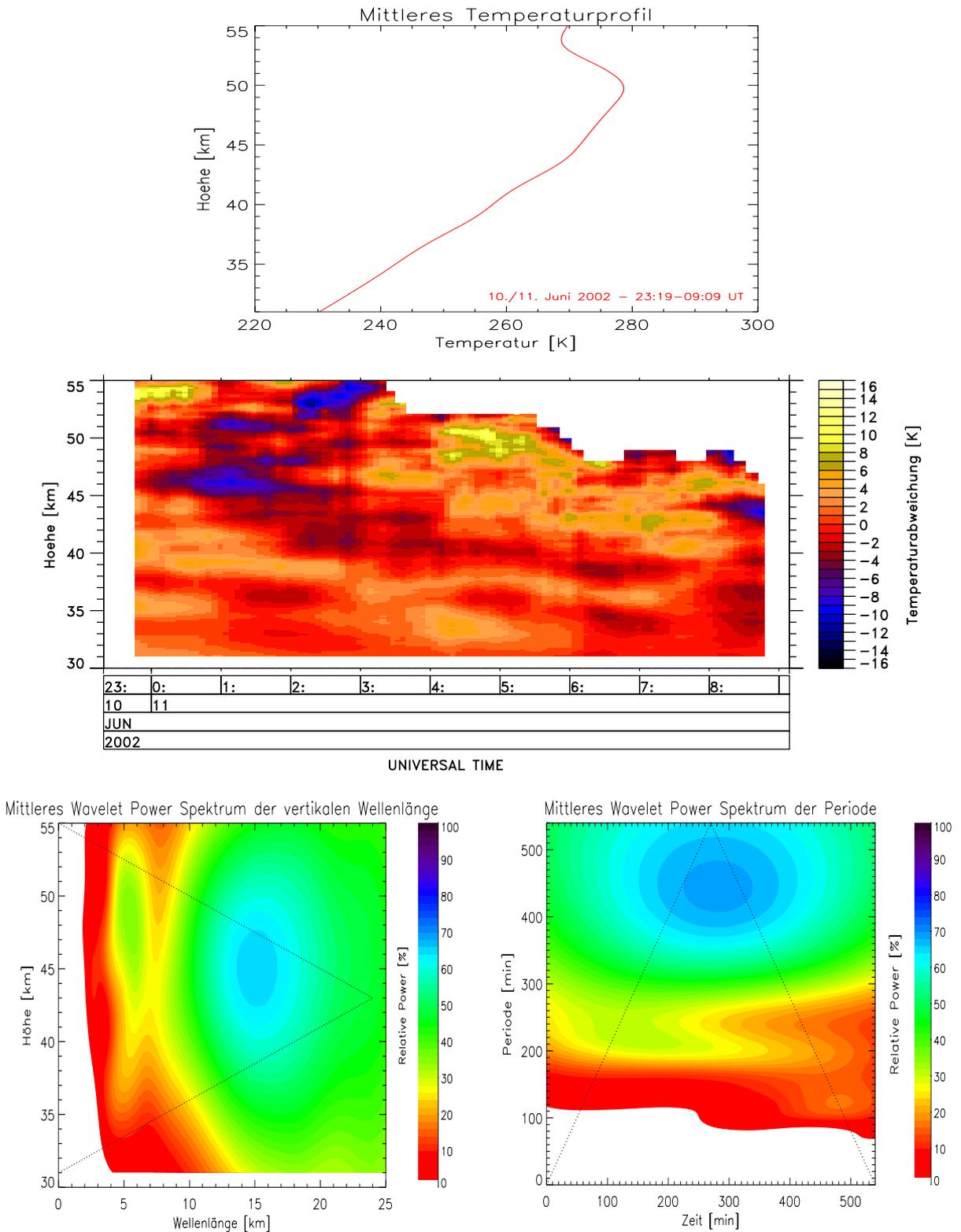


Abbildung A.5: Übersicht 10/11. Juni 2002 - 23:19-09:19 UT (Messung 05)

Messung 06: 12. Juni 2002 - 12:15-19:55 UT

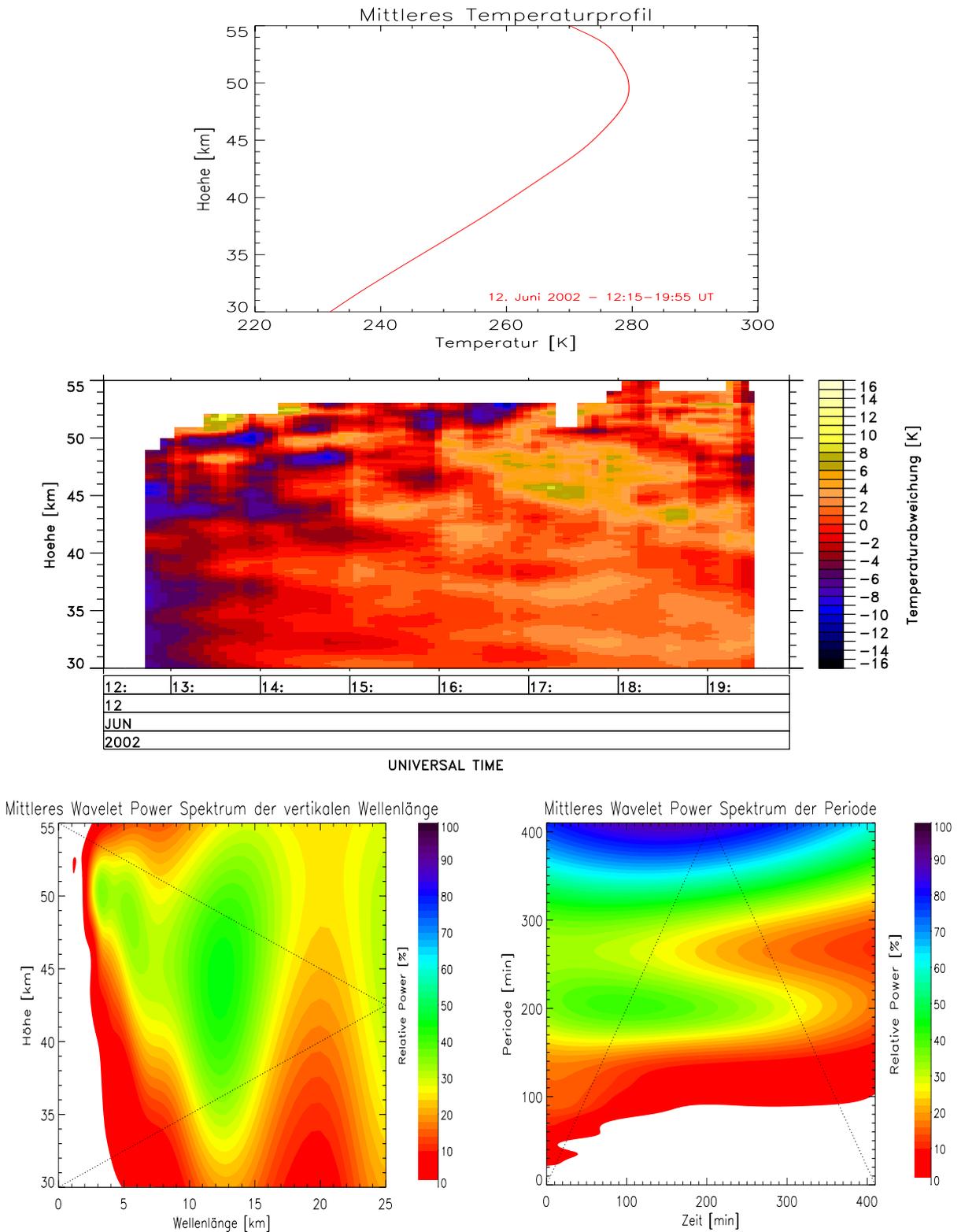


Abbildung A.6: Übersicht 12. Juni 2002 - 12:15-19:55 UT (Messung 06)

Messung 07: 25. Juni 2002 - 11:13-23:33 UT

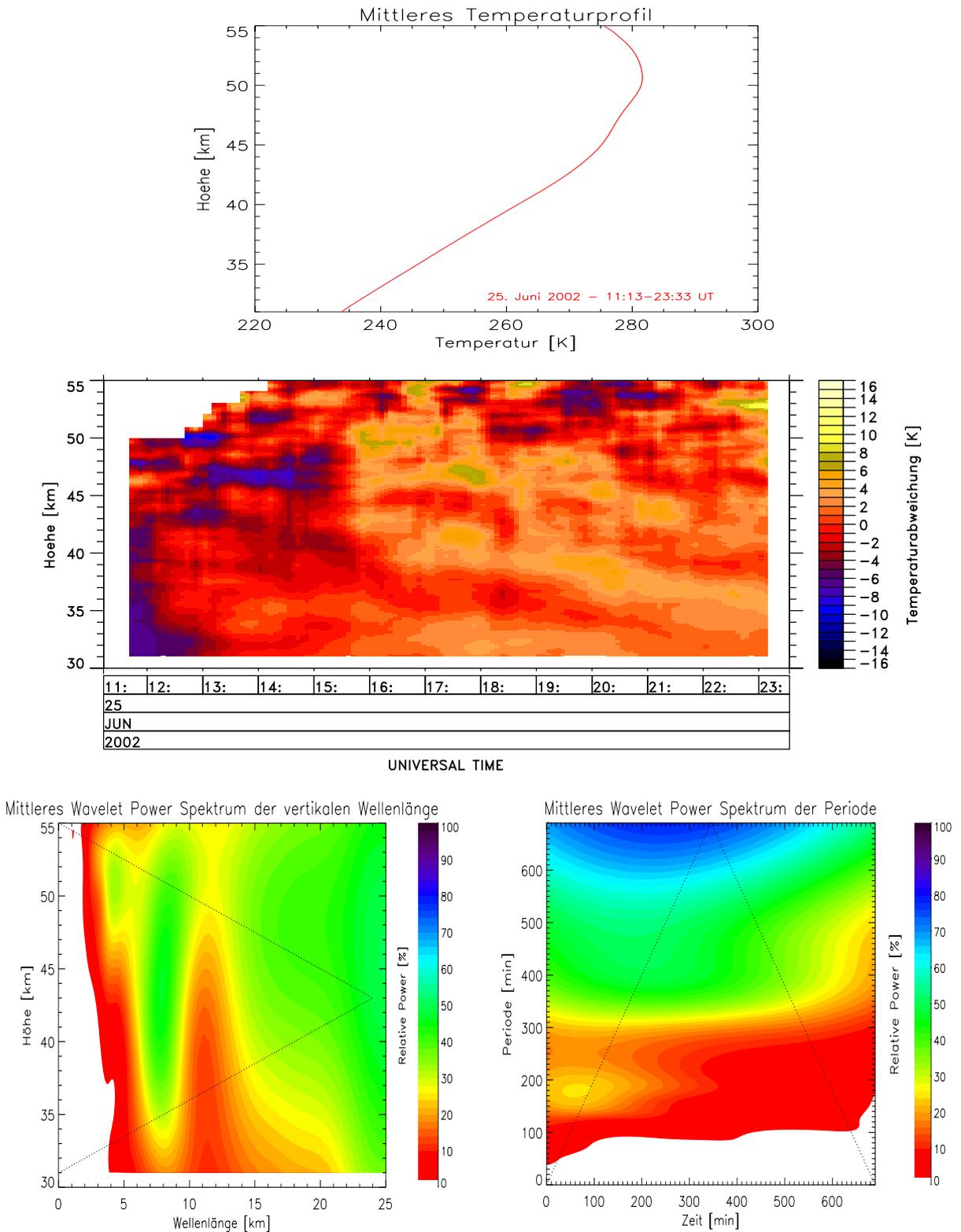


Abbildung A.7: Übersicht 25. Juni 2002 - 11:13-23:33 UT (Messung 07)

Messung 08: 1./2. Juli 2002 - 23:51-10:31 UT

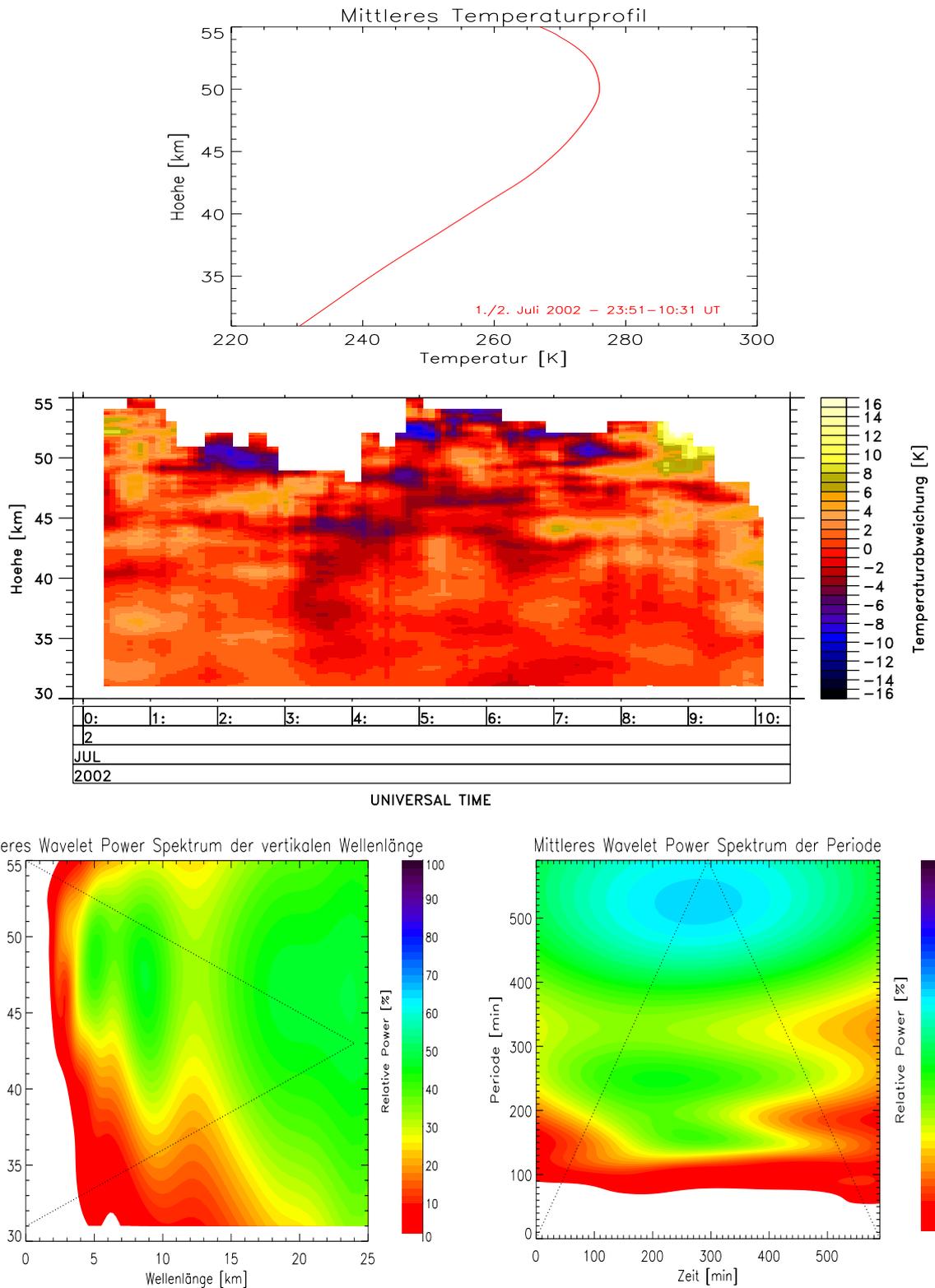


Abbildung A.8: Übersicht 1./2. Juli 2002 - 23:51-10:31 UT (Messung 08)

Messung 09: 2. Juli 2002 - 12:12-22:52 UT

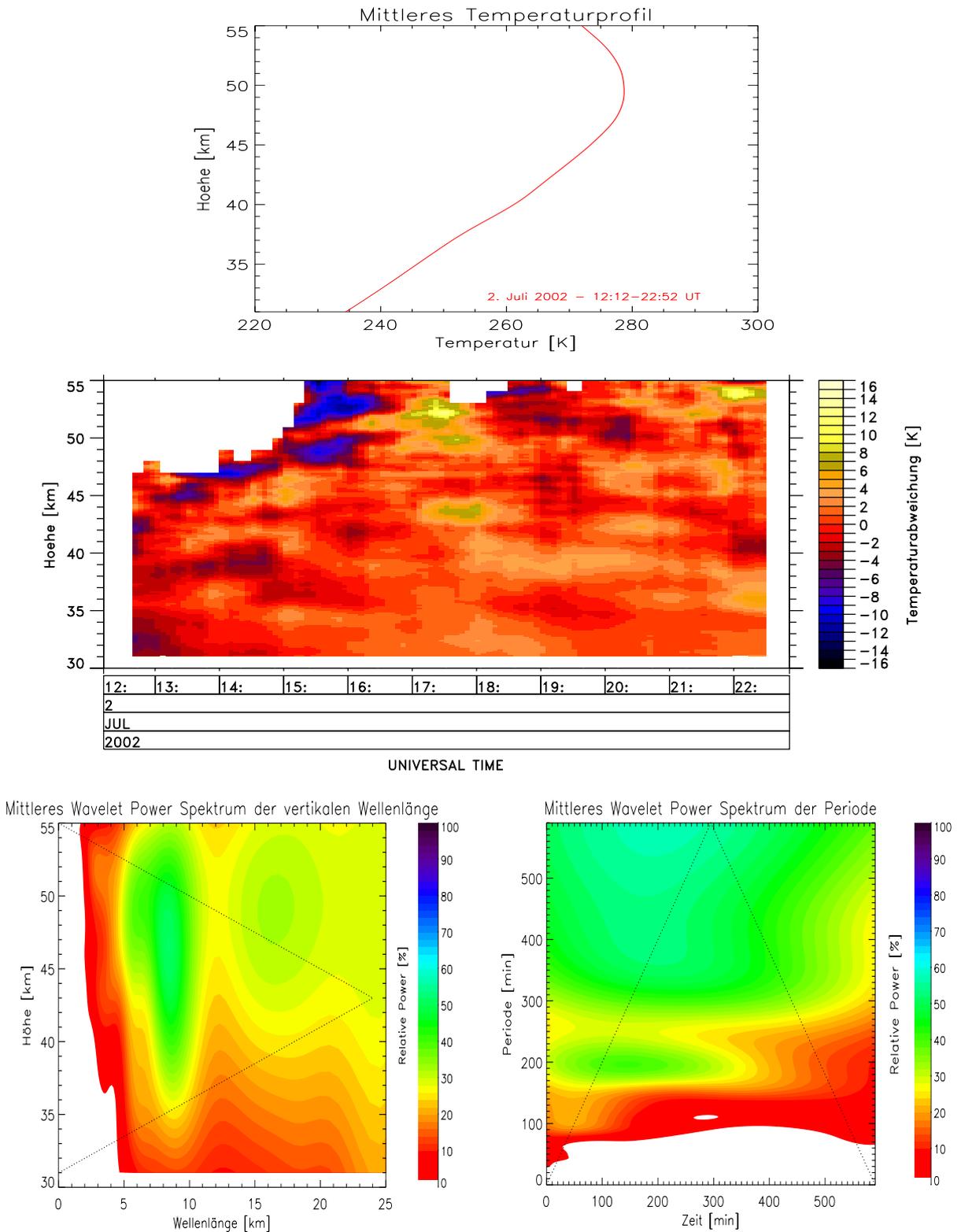


Abbildung A.9: Übersicht 2. Juli 2002 - 12:12-22:52 UT (Messung 09)

Messung 10: 4./5. Juli 2002 - 18:45-07:15 UT

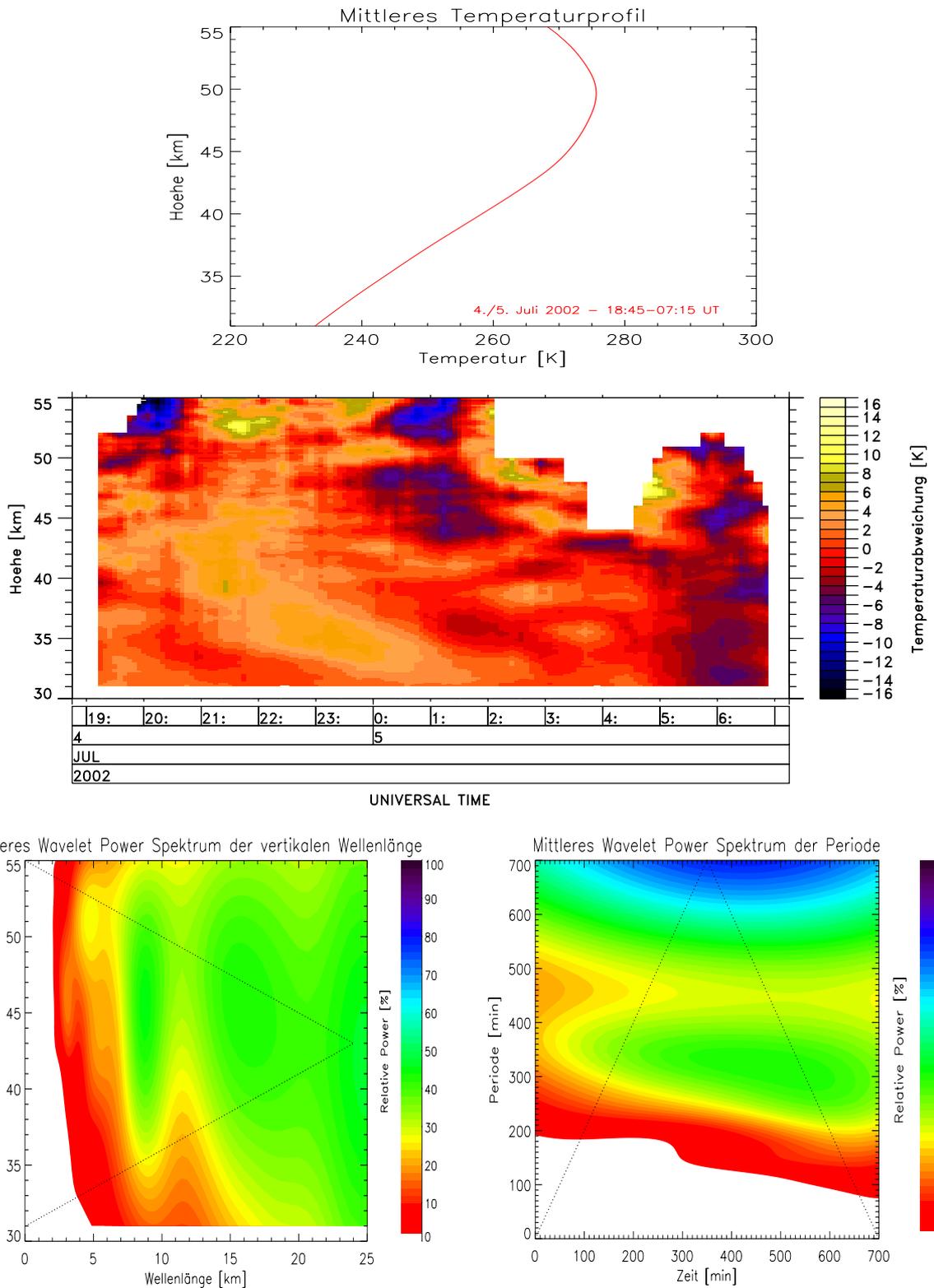


Abbildung A.10: Übersicht 4./5. Juli 2002 - 18:45-07:15 UT (Messung 10)

Messung 11a: 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:57 UT

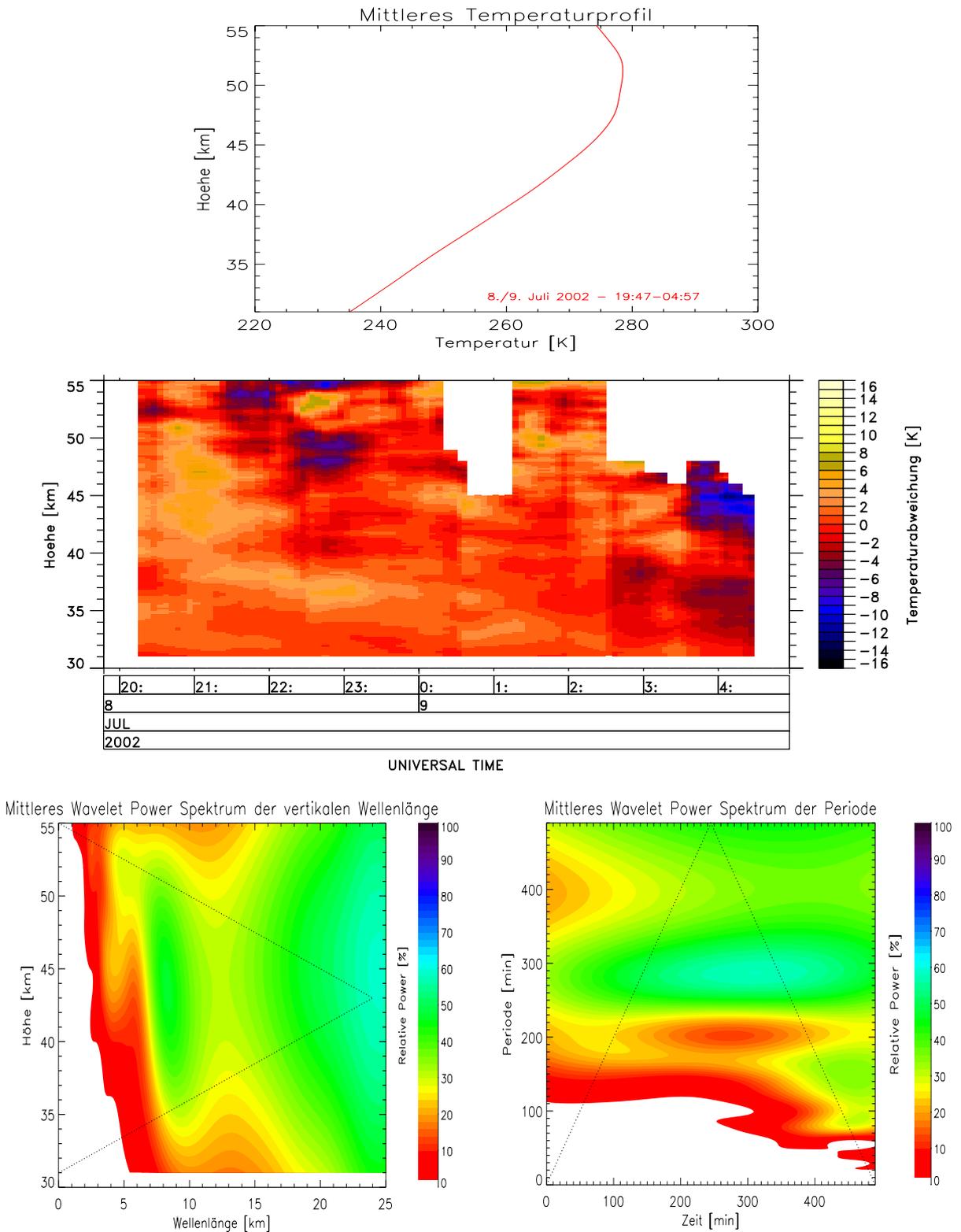


Abbildung A.11: Übersicht 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:57 UT (Messung 11a)

Messung 11b: 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:17 UT

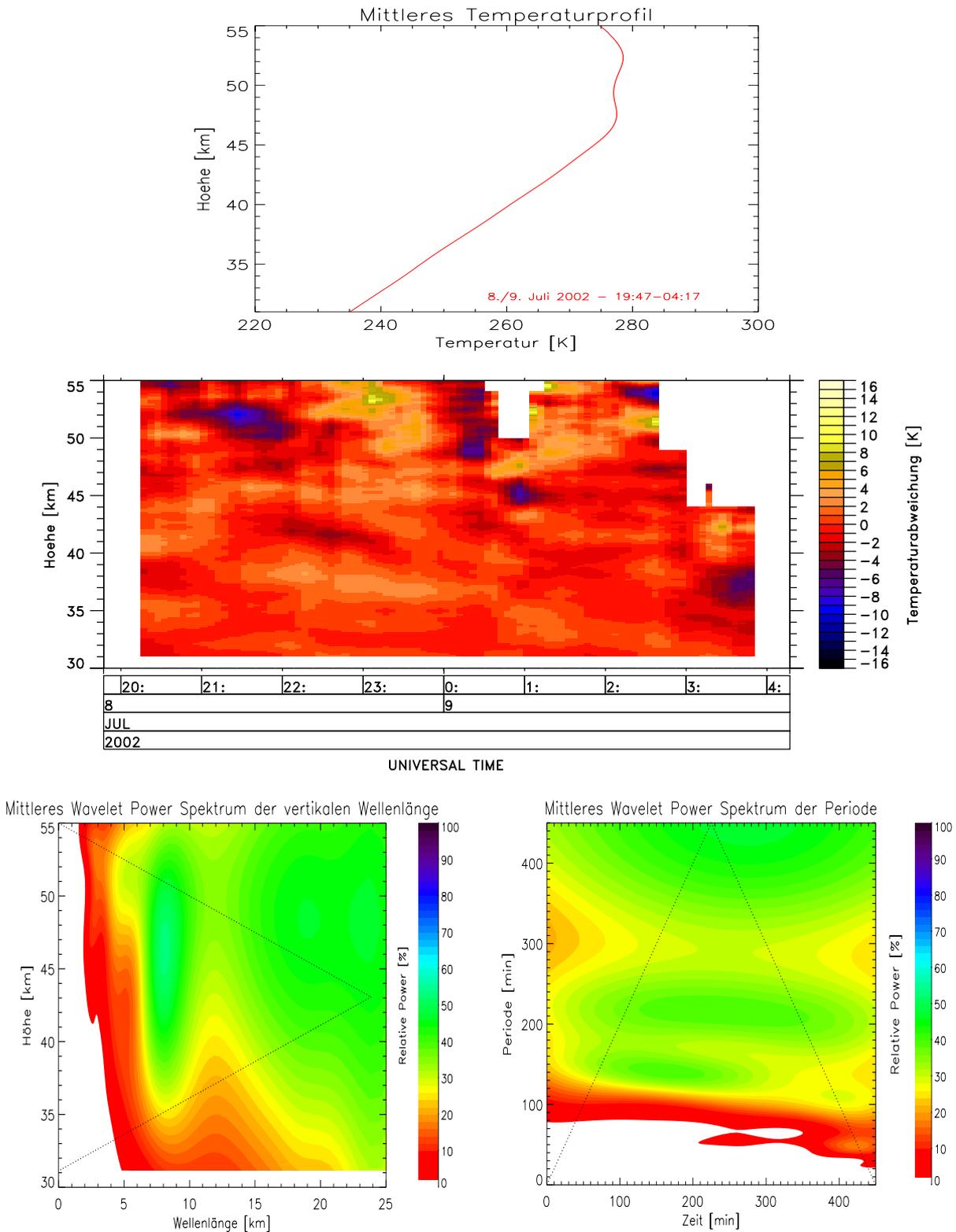


Abbildung A.12: Übersicht 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:17 UT (Messung 11b)

Messung 12a: 11./12. Juli 2002 - 03:20-03:20 UT

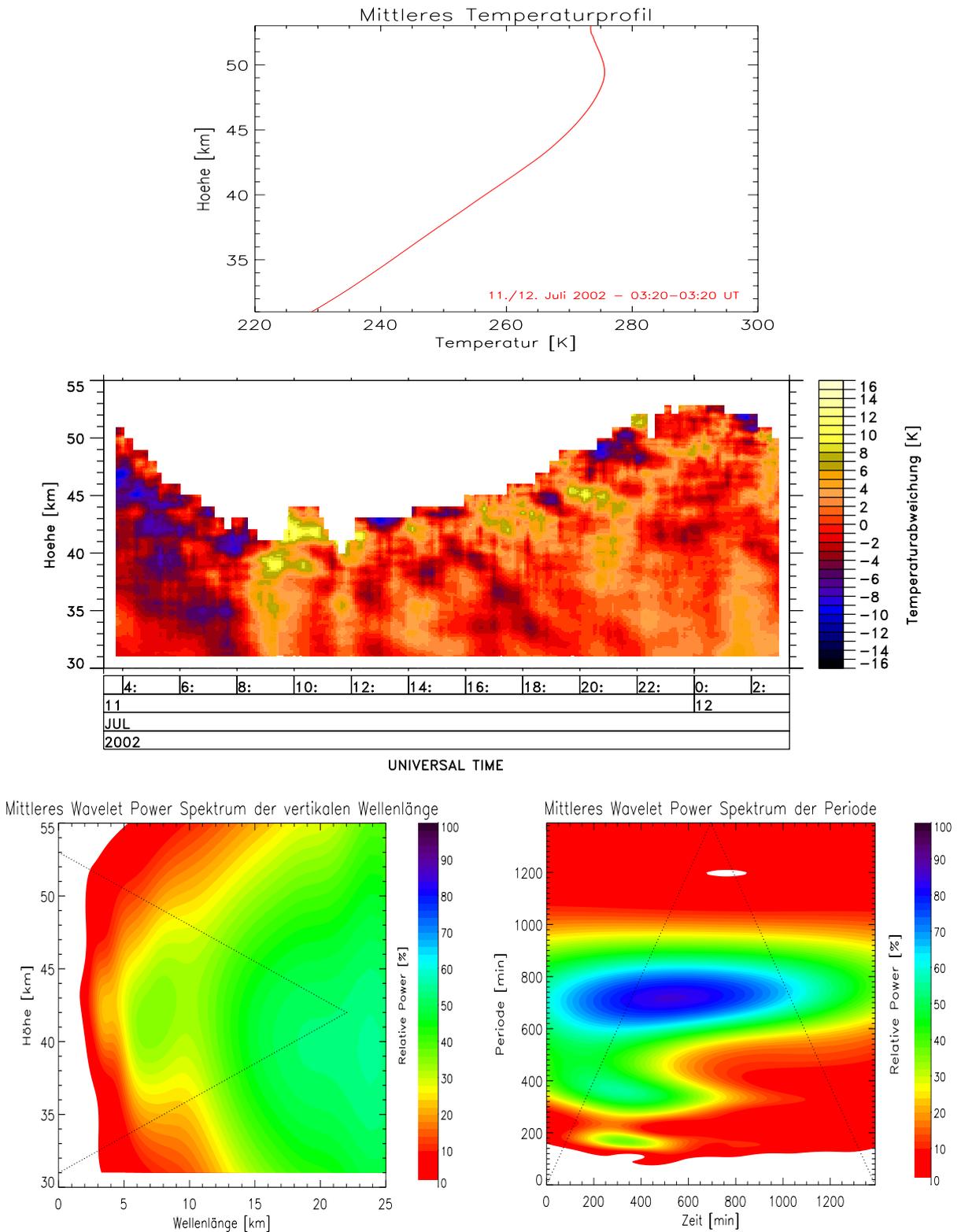


Abbildung A.13: Übersicht 11./12. Juli 2002 - 03:20-03:20 UT (Messung 12a)

Messung 12b: 11./12. Juli 2002 - 06:26-03:16 UT

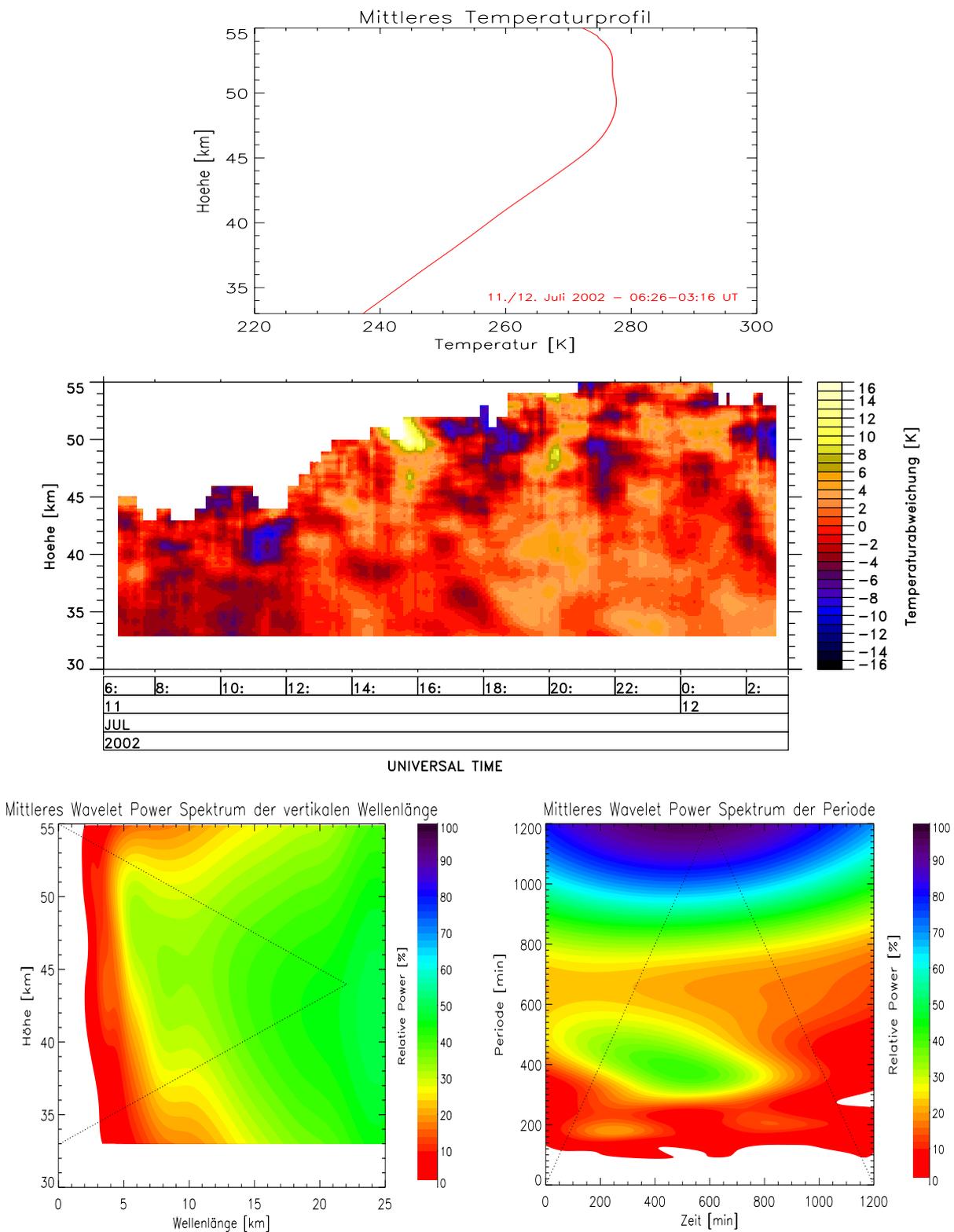


Abbildung A.14: Übersicht 11./12. Juli 2002 - 06:26-03:16 UT (Messung 12b)

Messung 13a: 14./15. Juli 2002 - 15:54-01:54 UT

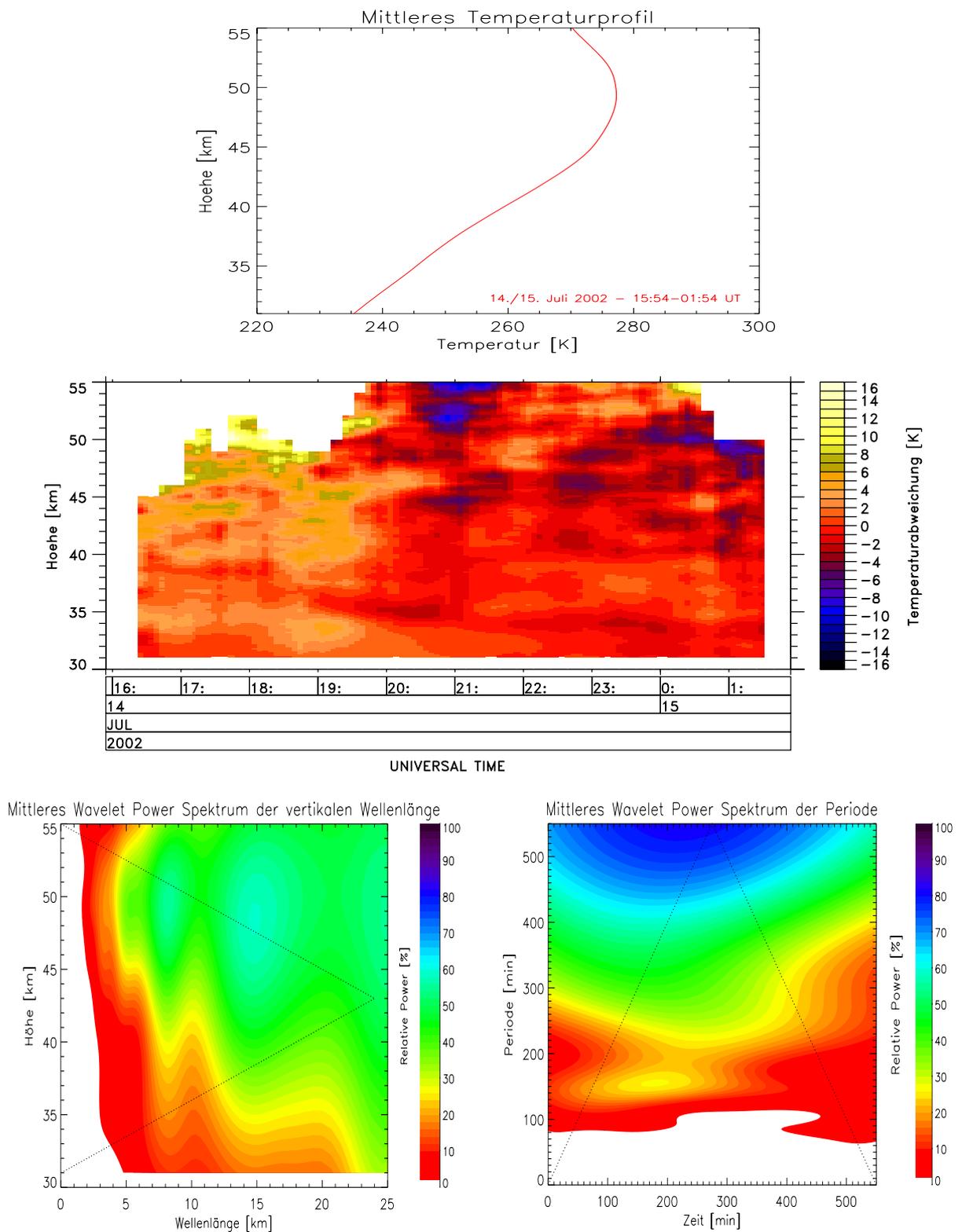


Abbildung A.15: Übersicht 14./15. Juli 2002 - 15:54-01:54 UT (Messung 13a)

Messung 13b: 14./15. Juli 2002 - 15:48-01:48 UT

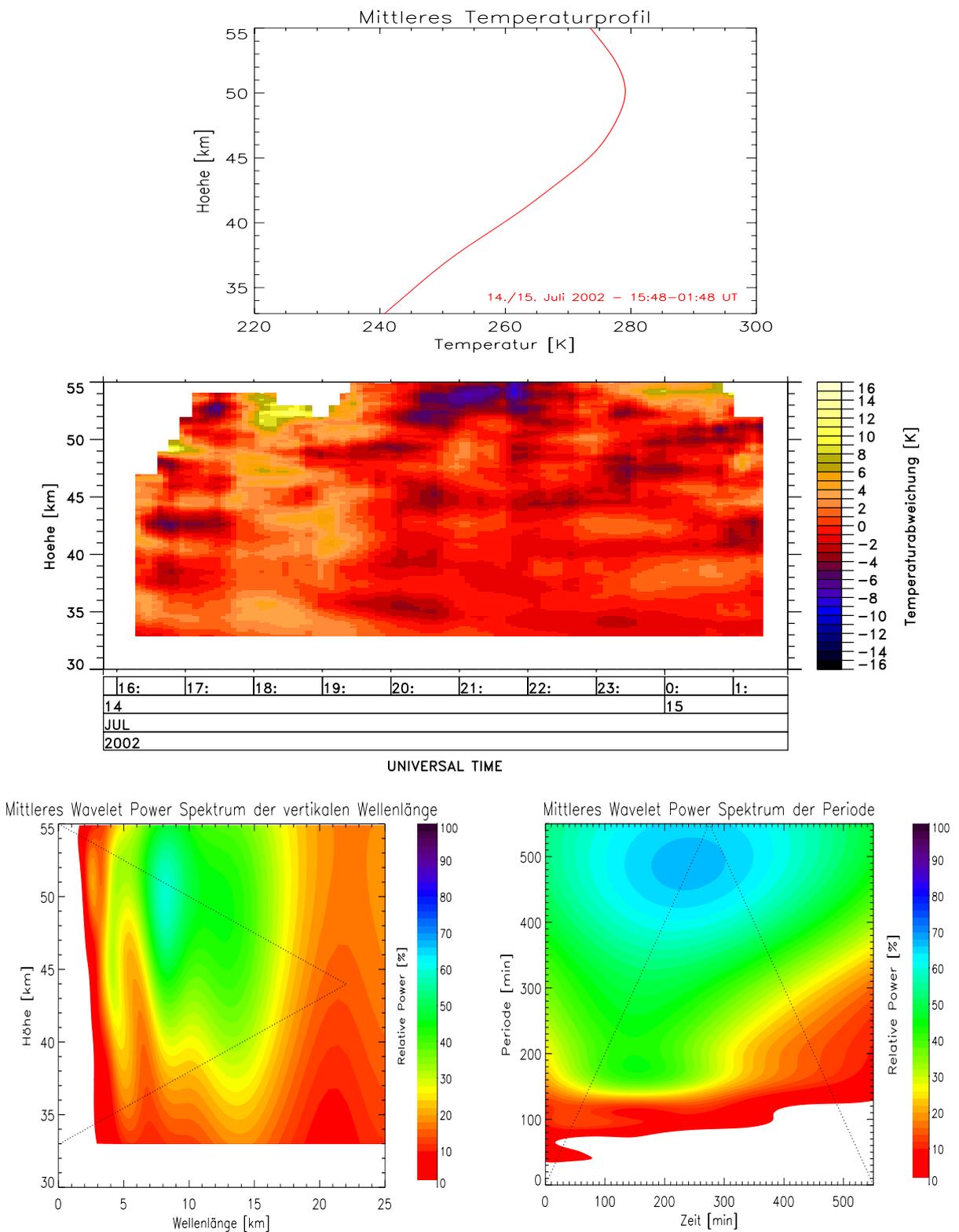


Abbildung A.16: Übersicht 14./15. Juli 2002 - 15:48-01:48 UT (Messung 13b)

Messung 14a: 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT

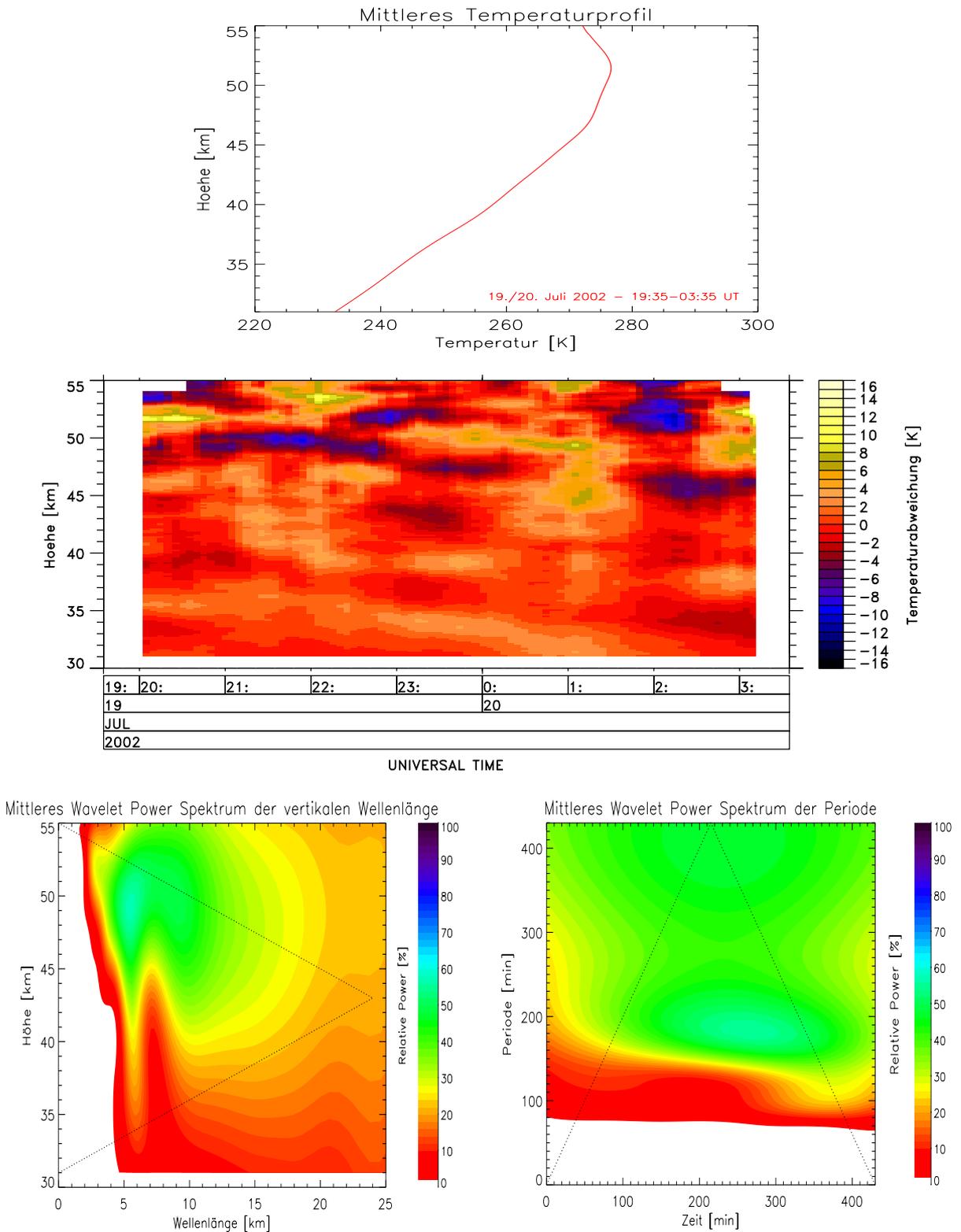


Abbildung A.17: Übersicht 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT (Messung 14a)

Messung 14b: 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT

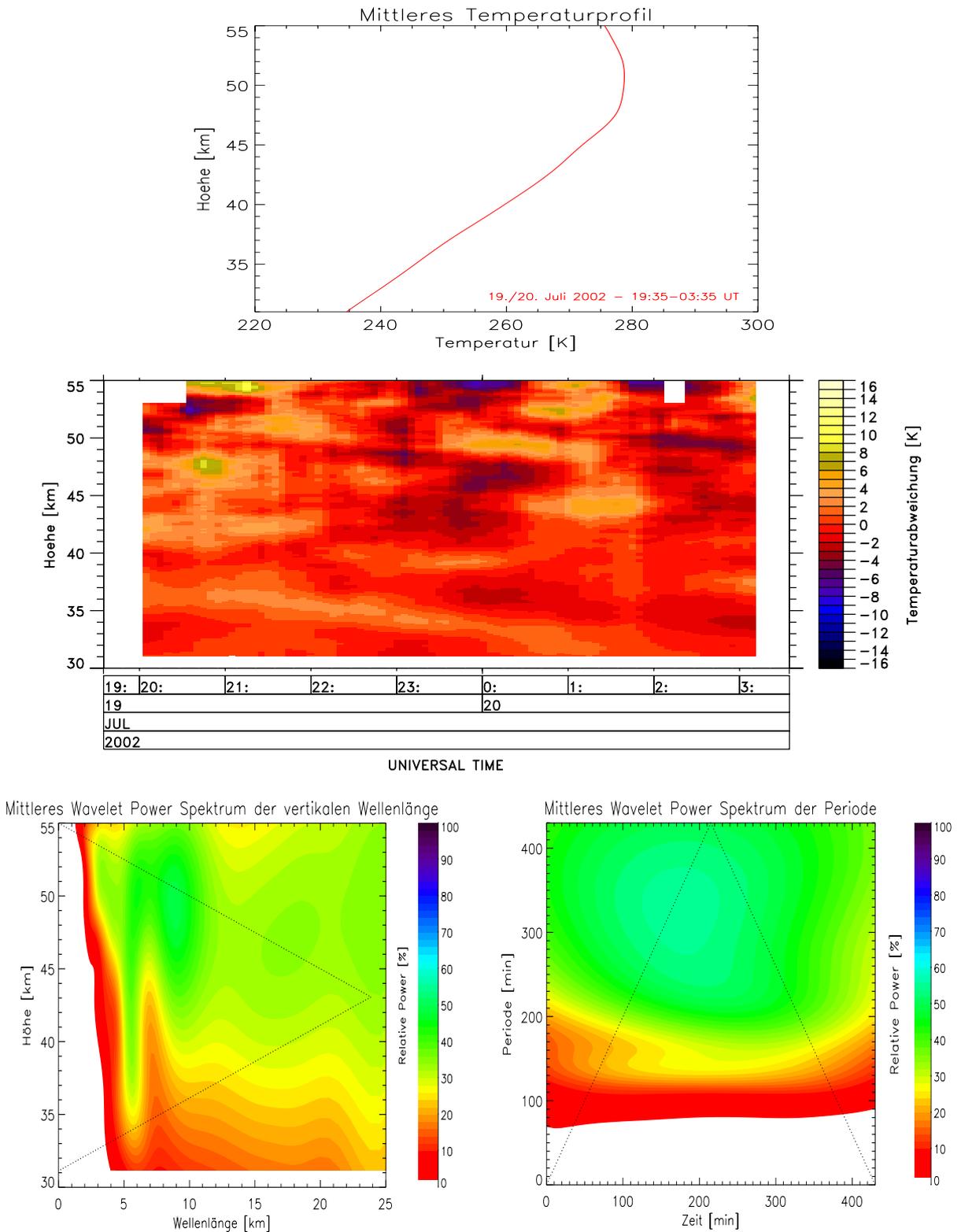


Abbildung A.18: Übersicht 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT (Messung 14b)

Messung 15a: 30./31. Juli 2002 - 21:36-05:06 UT

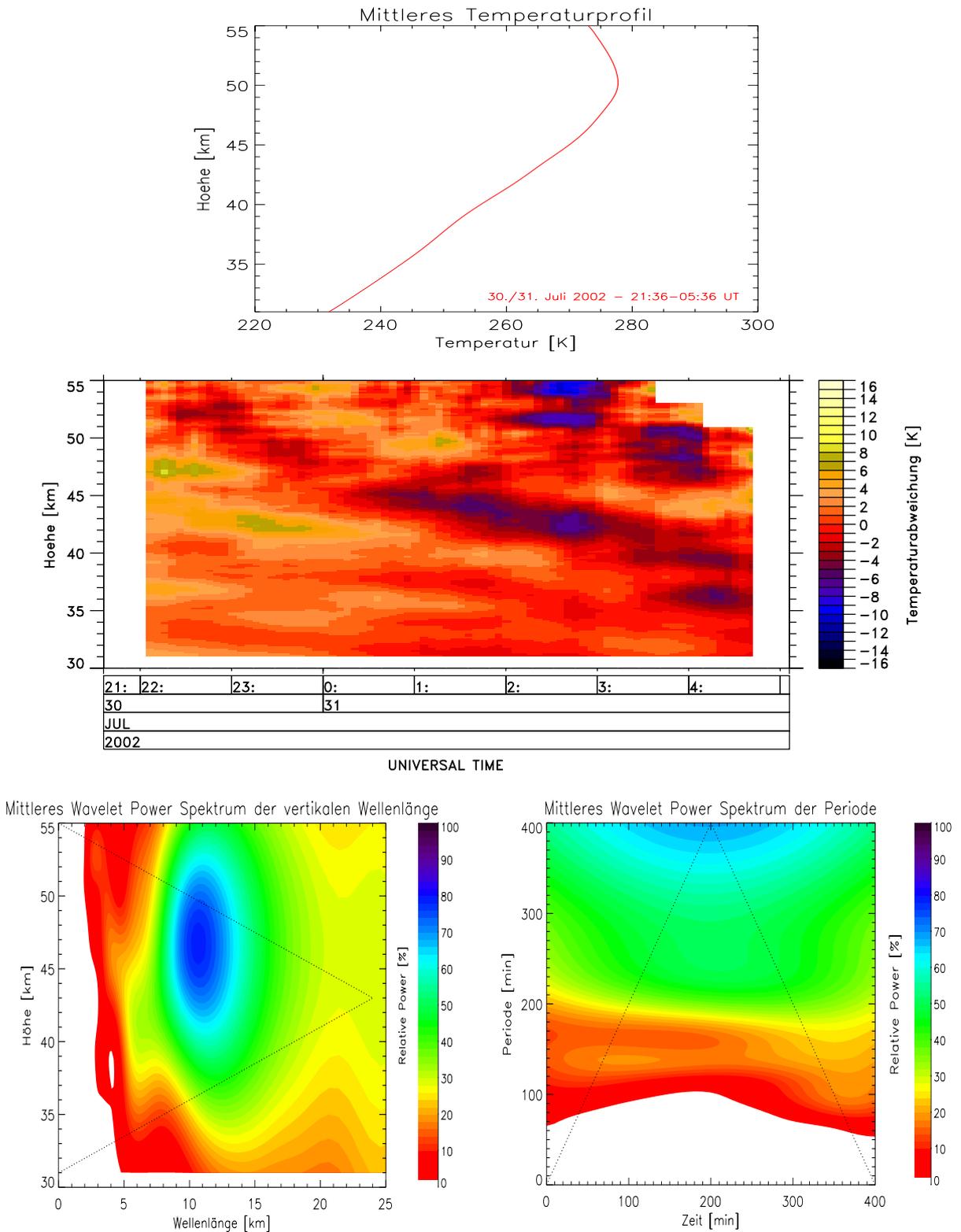


Abbildung A.19: Übersicht 30./31. Juli 2002 - 21:36-05:06 UT (Messung 15a)

Messung 15b: 30./31. Juli 2002 - 21:40-05:10 UT

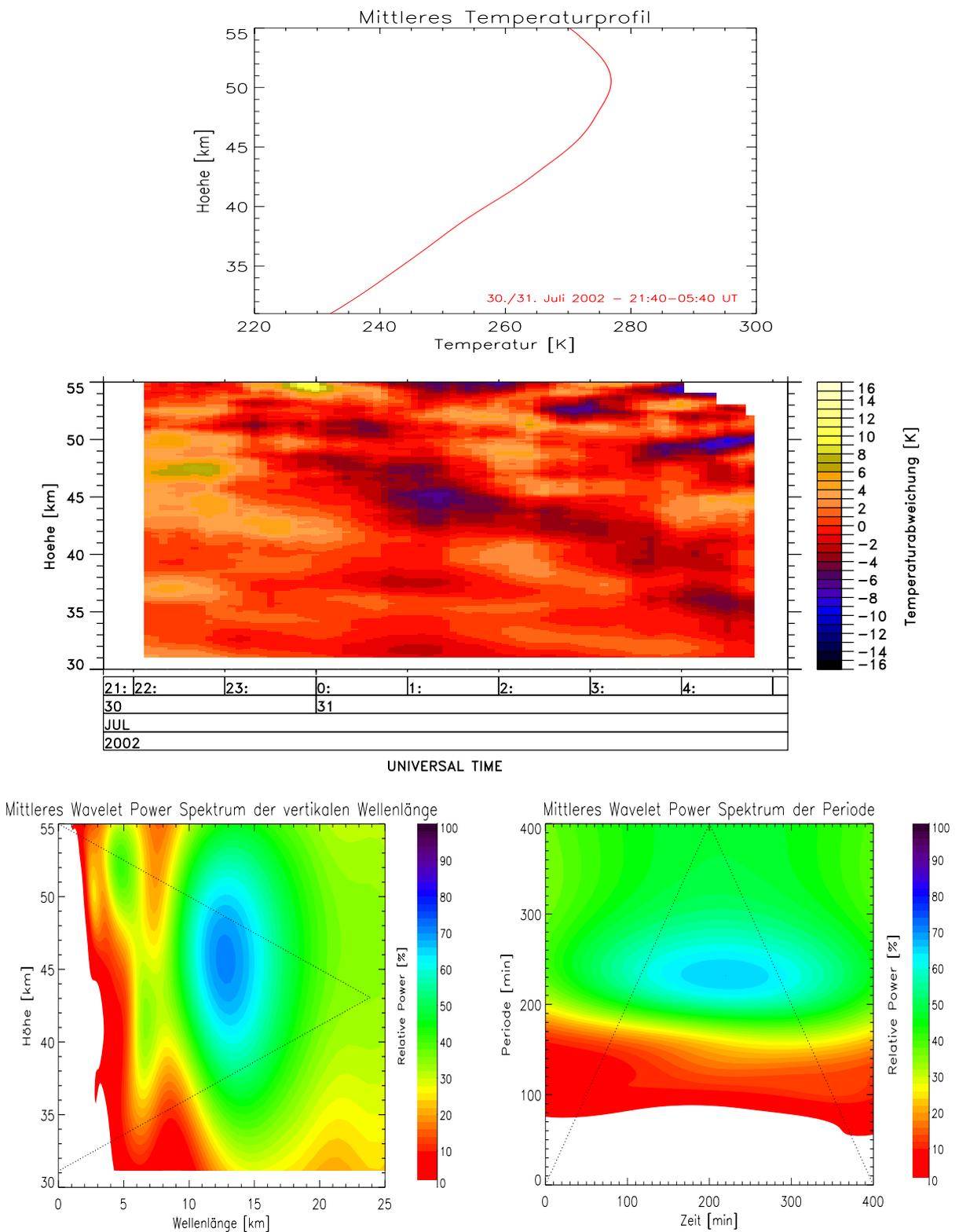


Abbildung A.20: Übersicht 30./31. Juli 2002 - 21:40-05:10 UT (Messung 15b)

## A.4 Zusammenfassung der Schwerwellen-Parameter

Nr.	Zeitraum	dominante Wellenlängen in km				dominante Perioden in h		
		$\lambda_{z1}$	$\lambda_{z2}$	$\lambda_{z3}$	$\lambda_{z4}$	$T_1$	$T_2$	$T_3$
01	04.06. 00:57 - 04.06. 08:47	(5,0 ± 1,0)	(7,0 ± 1,0)	(11,0 ± 2,0)	-	(3,0 ± 0,5)	(11,3 ± 3,0)	-
02	08.06. 15:05 - 08.06. 23:05	(3,0 ± 0,5)	(5,0 ± 1,0)	-	-	(3,0 ± 1,0)	-	-
03	09.06. 07:00 - 09.06. 19:20	(3,0 ± 0,5)	(5,0 ± 1,0)	(8,0 ± 1,0)	-	(4,0 ± 1,0)	(6,5 ± 1,0)	-
04	09.06. 19:47 - 10.06. 09:07	(5,0 ± 1,0)	(7,0 ± 1,0)	(14,0 ± 2,0)	-	(4,0 ± 1,0)	(7,0 ± 1,0)	(11,0 ± 1,5)
05	10.06. 23:19 - 11.06. 09:09	(5,0 ± 1,0)	(15,0 ± 2,0)	-	-	(3,5 ± 1,0)	(7,0 ± 1,0)	-
06	12.06. 12:15 - 12.06. 19:55	(3,5 ± 1,0)	(6,5 ± 1,0)	(12,0 ± 2,0)	-	(3,5 ± 1,0)	-	-
07	25.06. 11:13 - 25.06. 23:33	(4,0 ± 1,0)	(8,0 ± 2,0)	-	-	(3,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	-
08	01.07. 23:51 - 02.07. 10:31	(3,0 ± 1,0)	(5,0 ± 1,0)	(9,0 ± 1,0)	-	(3,0 ± 1,0)	(9,0 ± 1,5)	-
09	02.07. 12:12 - 02.07. 22:52	(4,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	(8,5 ± 1,0)	-	(3,5 ± 1,0)	(5,0 ± 0,5)	-
10	04.07. 18:45 - 05.07. 07:15	(3,0 ± 1,0)	(5,0 ± 1,0)	(8,5 ± 1,5)	-	(5,0 ± 1,5)	-	-
11a	08.07. 19:47 - 09.07. 04:57	(4,5 ± 1,0)	(8,0 ± 2,0)	-	-	(2,5 ± 0,5)	(4,5 ± 1,0)	-
11b	08.07. 19:47 - 09.07. 04:17	(5,0 ± 1,0)	(8,0 ± 2,0)	-	-	(2,5 ± 0,5)	(3,5 ± 0,5)	-
12a	11.07. 03:20 - 12.07. 03:20	(3,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	(9,0 ± 2,0)	-	(3,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	(12,0 ± 2,0)
12b	11.07. 06:26 - 12.07. 03:16	(3,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	(9,0 ± 2,0)	-	(3,0 ± 1,0)	(6,5 ± 1,5)	-
13a	14.07. 15:54 - 15.07. 01:54	(3,0 ± 0,5)	(5,0 ± 1,0)	(8,5 ± 1,5)	-	(2,5 ± 1,0)	-	-
13b	14.07. 15:48 - 15.07. 01:48	(3,0 ± 0,5)	(4,5 ± 1,0)	(8,5 ± 1,5)	(14,0 ± 2,0)	(3,0 ± 1,0)	(8,0 ± 2,0)	-
14a	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(3,0 ± 1,0)	(5,5 ± 1,0)	(10,0 ± 2,0)	-	(3,0 ± 1,0)	(6,0 ± 1,0)	-
14b	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(3,5 ± 1,0)	(5,5 ± 1,0)	(10,0 ± 1,0)	-	(2,5 ± 0,5)	(5,5 ± 1,5)	-
15a	30.07. 21:36 - 31.07. 05:06	(6,5 ± 1,0)	(11,0 ± 2,0)	-	-	(2,5 ± 0,5)	(6,5 ± 1,0)	-
15b	30.07. 21:36 - 31.07. 05:06	(3,5 ± 1,0)	(5,0 ± 1,0)	(6,5 ± 1,0)	(12,0 ± 2,0)	(2,0 ± 0,5)	(4,0 ± 1,0)	-

Tabelle A-3: Zusammenfassung der ermittelten dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden während der untersuchten Messzeiträume im Juni und Juli 2002

Nr	Zeitraum der Analyse	$\lambda_z$ in km	$T_{Beob}$ in h	$v_{Phase,z}$ in m/s	$\lambda_x$ in km
01	04.06. 00:57 - 04.06. 08:47	( 11 ± 1,5)	(11,3 ± 3)	-(0,27 ± 0,05)	(1500 ± 500)
04	09.06. 19:47 - 10.06. 09:07	( 7 ± 1)	( 11 ± 1,5)	-(0,18 ± 0,04)	(925 ± 200)
05	10.06. 23:19 - 11.06. 09:09	( 5 ± 1)	( 7 ± 1)	-(0,20 ± 0,05)	(400 ± 125)
14a	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(5,5 ± 1)	( 6 ± 1)	-(0,26 ± 0,07)	(400 ± 100)
14b	19.07. 19:35 - 20.07. 03:35	(5,5 ± 1)	( 5,5 ± 1,5)	-(0,28 ± 0,10)	(375 ± 125)
15a	30.07. 21:36 - 31.07. 05:06	(6,5 ± 1)	( 6,5 ± 1)	-(0,28 ± 0,07)	(500 ± 125)

Tabelle A.4: Weitere ermittelte Schwerewellen-Parameter im Juni/Juli 2002



# Abkürzungsverzeichnis

ALOMAR	Arctic <b>L</b> IDAR <b>O</b> bservatory for <b>M</b> iddle <b>A</b> tmosphere <b>R</b> esearch
ARR	<b>A</b> ndøya <b>R</b> ocket <b>R</b> ange
BGM	<b>B</b> eam <b>G</b> uiding <b>M</b> irror
CCD	<b>C</b> harged <b>C</b> oupled <b>D</b> evice
CIRA	<b>C</b> ommission <b>I</b> nternationale pour la <b>R</b> echerche de l' <b>A</b> tmosphere
CNRS	<b>C</b> entre <b>N</b> ational de la <b>R</b> echerche <b>S</b> cientifique
DWTS	<b>D</b> oppler <b>W</b> ind and <b>T</b> emperature <b>S</b> ystem
ECMWF	<b>E</b> uropean <b>C</b> enter for <b>M</b> edium <b>R</b> ange <b>W</b> eather <b>F</b> orecast
ESRANGE	<b>E</b> uropean <b>S</b> pace <b>R</b> ANGE (heute faktisch der Name des Ortes)
GWPED	<b>G</b> ravity <b>W</b> ave <b>P</b> otential <b>E</b> nergy <b>D</b> ensity
IAP	<b>I</b> nstitut für <b>A</b> tmosphären <b>P</b> hysik
LASER	<b>L</b> ight <b>A</b> mplification by <b>S</b> timulated <b>E</b> mission of <b>R</b> adiation
LIDAR	<b>L</b> ight <b>D</b> etection <b>A</b> nd <b>R</b> anging
MSISE	<b>M</b> ass <b>S</b> pectrometer and ground-based <b>I</b> ncoherent <b>S</b> catter <b>E</b> xtended
ND:YAG	<b>N</b> eo <b>D</b> ym- <b>Y</b> ttrium- <b>A</b> luminium- <b>G</b> ranat
NLC	<b>N</b> octi <b>L</b> ucent <b>C</b> loud
PMT	<b>P</b> hoto <b>M</b> ultiplier <b>T</b> ube
PSC	<b>P</b> olar <b>S</b> tratospheric <b>C</b> loud
RMR	<b>R</b> ayleigh- <b>M</b> ie- <b>R</b> aman
UT	<b>U</b> niversal <b>T</b> ime
UWO	<b>U</b> niversity of <b>W</b> estern <b>O</b> ntario



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Vertikale Einteilung der Atmosphäre . . . . .	8
2.1	Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der Schwerewelle . . . . .	16
2.2	Vertikale Struktur einer Schwerewelle . . . . .	17
2.3	Vertikalprofil und Zeitreihe der Temperaturabweichung . . . . .	21
2.4	Kontourplot der Temperaturabweichung . . . . .	22
3.1	Lidar-Prinzip . . . . .	24
3.2	Geographische Lage der ALOMAR-Forschungsstation . . . . .	26
3.3	Luftbild der ALOMAR-Forschungsstation . . . . .	27
3.4	Teleskope des ALOMAR RMR-Lidars . . . . .	29
3.5	Rohdatenprofile . . . . .	34
3.6	Vertikalprofile der Temperatur . . . . .	36
4.1	Leuchtende Nachtwolke . . . . .	39
4.2	Analysierte Messzeiträume im Juni/Juli 2002 . . . . .	40
4.3	Schema der Wavelet-Transformation . . . . .	43
4.4	Zeit-Frequenz-Auflösung der Wavelet-Transformation . . . . .	44
4.5	Beispiele für die Wavelet-Transformation . . . . .	45
4.6	Morlet-Wavelet . . . . .	46
5.1	Absoluttemperaturen 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	50
5.2	Mittleres Temperaturprofil 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	50
5.3	Temperaturabweichungen 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	51
5.4	Beispiele Wavelet-Transformation der Vertikalprofile der Temperaturabweichung 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	52
5.5	Beispiele Wavelet-Transformation der Zeitreihen der Temperaturabweichung 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	54

5.6	Bestimmung der vertikalen Phasengeschwindigkeit - Kontur der Temperaturabweichung mit Ausgleichsgeraden . . . . .	55
5.7	Bestimmung der vertikalen Phasengeschwindigkeit - Ergebnisbeispiel . .	56
5.8	Mittleres Wavelet Power Spektrum der vertikalen Wellenlänge 4. Juni 00:57-08:47 UT (Messung 01) . . . . .	58
5.9	Temperaturabweichungen 4. Juni 00:57-08:47 UT (Messung 01) . . . . .	58
5.10	Dominante vertikale Wellenlängen und Perioden im Juni/Juli 2002 . . .	60
5.11	Vertikalprofile der <i>GWPED</i> . . . . .	64
5.12	Mittlere <i>GWPED</i> . . . . .	65
5.13	Vertikalprofile des Zonalwindes . . . . .	68
5.14	Kritische Höhe - Schwerewelle 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) .	68
5.15	Veränderung der Wellenlänge mit der Höhe . . . . .	71
A.1	Übersicht 4. Juni 2002 - 00:57-08:47 UT (Messung 01) . . . . .	80
A.2	Übersicht 8. Juni 2002 - 15:05-23:05 UT (Messung 02) . . . . .	81
A.3	Übersicht 9. Juni 2002 - 07:00-19:20 UT (Messung 03) . . . . .	82
A.4	Übersicht 9./10. Juni 2002 - 19:47-09:07 UT (Messung 04) . . . . .	83
A.5	Übersicht 10/11. Juni 2002 - 23:19-09:19 UT (Messung 05) . . . . .	84
A.6	Übersicht 12. Juni 2002 - 12:15-19:55 UT (Messung 06) . . . . .	85
A.7	Übersicht 25. Juni 2002 - 11:13-23:33 UT (Messung 07) . . . . .	86
A.8	Übersicht 1./2. Juli 2002 - 23:51-10:31 UT (Messung 08) . . . . .	87
A.9	Übersicht 2. Juli 2002 - 12:12-22:52 UT (Messung 09) . . . . .	88
A.10	Übersicht 4./5. Juli 2002 - 18:45-07:15 UT (Messung 10) . . . . .	89
A.11	Übersicht 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:57 UT (Messung 11a) . . . . .	90
A.12	Übersicht 8./9. Juli 2002 - 19:47-04:17 UT (Messung 11b) . . . . .	91
A.13	Übersicht 11./12. Juli 2002 - 03:20-03:20 UT (Messung 12a) . . . . .	92
A.14	Übersicht 11./12. Juli 2002 - 06:26-03:16 UT (Messung 12b) . . . . .	93
A.15	Übersicht 14./15. Juli 2002 - 15:54-01:54 UT (Messung 13a) . . . . .	94
A.16	Übersicht 14./15. Juli 2002 - 15:48-01:48 UT (Messung 13b) . . . . .	95
A.17	Übersicht 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT (Messung 14a) . . . . .	96
A.18	Übersicht 19./20. Juli 2002 - 19:35-03:35 UT (Messung 14b) . . . . .	97
A.19	Übersicht 30./31. Juli 2002 - 21:36-05:06 UT (Messung 15a) . . . . .	98
A.20	Übersicht 30./31. Juli 2002 - 21:40-05:10 UT (Messung 15b) . . . . .	99

# Tabellenverzeichnis

5.1	Dominante Wellenlängen 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	53
5.2	Dominante Perioden 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	53
5.3	Schwerewellen-Parameter 9./10. Juni 19:47-9:07 UT (Messung 04) . . . . .	57
5.4	Schwerewellen-Parameter Juni/Juli 2002 . . . . .	61
5.5	Monatsmittel der <i>GWPED</i> im Juni und Juli 2002 . . . . .	66
5.6	Kritische Höhe . . . . .	69
5.7	Änderung der vertikalen Wellenlänge durch den Hintergrundwind . . . . .	72
A.1	Zusammenfassung des ALOMAR RMR-Lidars . . . . .	78
A.2	Analysezeiträume der Messungen im Juni/Juli 2002 . . . . .	79
A.3	Zusammenfassung der ermittelten dominanten vertikalen Wellenlängen und Perioden . . . . .	100
A.4	Weitere ermittelte Schwerewellen-Parameter . . . . .	101



# Literaturverzeichnis

- Bacmeister, J.T., M.R. Schoeberl, L.R. Lait, P.A. Newman und B.L. Gary, ER-2 Mountain wave encounter over Antarctica: Evidence for blocking, *Geophysical Research Letters*, *17*, 349–352, 1990.
- Baumgarten, G., Leuchtende Nachtwolken an der polaren Sommermesopause: Untersuchungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman Lidar, Dissertation, Universität Bonn, 2001.
- Brasseur, G., und S. Solomon, *Aeronomy of the middle atmosphere*, Dr. Reidel Publishing Company, Dordrecht Boston Lancaster Tokyo, 1998.
- Dunkerton, T.J., Inertia-gravity waves in the stratosphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *41*, 3396–3404, 1984.
- Fleming, E.L., S. Chandra, J.J. Barnett und M. Corney, Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, COSPAR International reference atmosphere: 1986, Part II: Middle atmosphere models, *Advances of Space Research*, *10*, 11–59, 1990.
- Foufoula-Georgiou, E., und P. Kumar, *Wavelets in geophysics*, Academic Press, San Diego New York Boston London Sydney Tokyo Toronto, 1994.
- Fritts, D.C., und M.J. Alexander, Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Reviews of Geophysics*, *41*, 3.1–3.64, 2003.
- Fritts, D.C., und P.K. Rastogi, Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations, *Radio Science*, *20*, 1247–1277, 1985.
- Gardner, C.S., M.S. Miller und C.H. Liu, Rayleigh lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere at Urbana, Illinois, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *46*, 1838–1854, 1989.
- Griffiths, M., und M.J. Reeder, Stratospheric inertia-gravity waves generated in a numerical model of frontogenesis part1: Model solutions, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *122*, 1153–1174, 1996.
- Hedin, A.E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, *96*, 1159–1172, 1991.

- Hines, C.O., Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights, *Canadian Journal of Physics*, *38*, 1441–1481, 1960.
- Hines, C.O., Nonlinearities and linearities in internal gravity waves of the atmosphere and ocean, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, *69*, 1–30, 2002.
- Hirota, I., Climatology of gravity waves in the middle atmosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *46*, 767–773, 1984.
- Hübner, F., Temperaturen der mittleren polaren Atmosphäre (15–80 km): Beobachtungen mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman-Lidar 1995 und 1996 und Vergleiche, Dissertation, Universität Rostock, 1998.
- Jenkins, D., D. Wareing, L. Thomas und G. Vaughan, Upper stratospheric and mesospheric temperatures derived from lidar observations at Aberystwyth, *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, *49*, 287–298, 1987.
- Lübken, F.J., Thermal structure of the arctic summer mesopause, *Journal of Geophysical Research*, *106*, 9135–9149, 1999.
- Lübken, F.J., und U. von Zahn, Thermal structure of the mesopause region in polar latitudes, *Journal of Geophysical Research*, *96*, 20841–20857, 1991.
- Lübken, F.J., K.H. Fricke und M. Langer, Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer, *Journal of Geophysical Research*, *101*, 9489–9508, 1996.
- Nastrom, G.D., D.C. Fritts und K.G. Sage, An investigation of terrain effects on the mesoscale spectrum of atmospheric motions, *Journal of Atmospheric Sciences*, *49*, 101–110, 1987.
- Niemöller, A., Die Wavelet-Analyse als chemometrisches Werkzeug: Analytische Anwendungen in der NIR-Spektrometrie, Dissertation, Universität Duisburg, 1999.
- Rees, D., M.V.N. Meredith, E. Griffin und Y. Chaxell, The Doppler Wind and Temperature System of the ALOMAR lidar facility: overview and initial results, *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, *58*, 1827–1842, 1996.
- Salby, M.L., *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press, San Diego, 1996.
- Schöch, A., Untersuchung der Schwerewellen-Aktivität in der polaren Atmosphäre mit einem Rayleigh-Lidar auf Andøya in Nord-Norwegen, Diplomarbeit, Universität Rostock, 2001.
- Siebert, J.S., Lidarbeobachtungen von Aerosolen, Temperaturen und Wellen in der polaren, mittleren Atmosphäre über der Esrange (69°N, 21°O), Nordschweden, Dissertation, Universität Bonn, 2000.

- Stockwell, R.G., und R.P. Lowe, Airglow imaging of gravity waves part1: results from a small network of OH nightglow scanning imagers, *Journal of Geophysical Research*, *106*, 17185–17203, 2001.
- Torrence, C., und G.P. Compo, A practical guide to wavelet analysis, *Bullentin of the American Meteorological Society*, *79*, 61–78, 1998.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken und R.H. Ware, A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data, *Journal of Geophysical Research*, *105*, 7257–7273, 2000.
- von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska und M. Alpers, The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide?, *Geophysical Research Letters*, *23*, 3231–3234, 1996.
- Whiteway, J.A., und A.I. Carswell, Lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere over Toronto, *Journal of Geophysical Research*, *100*, 14113–14124, 1995.
- Young, A.T., Rayleigh scattering, *Applied Optics*, *20*, 533–535, 1981.
- Zink, F., Gravity waves and turbulence in the lower atmosphere, Dissertation, University of Adelaide, 2000.



Hiermit bestätige ich, die vorgelegte Arbeit alleine und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Hilfsmittel erstellt zu haben.

Berlin, den 8. Mai 2003

(Stefan Loßow)



# Ein Dankeschön an ...

- ... Ulrike für deinen Glauben an mich, deine Geduld, deine Rücksicht und deine Unterstützung. Und natürlich für das Korrekturlesen. Ich weiß, es hat dir nicht sonderlich Spaß gemacht.
- ... meine Eltern und meine Schwester Kristina für eure tatkräftige Unterstützung während des Studiums in vielerlei Hinsicht.
- ... Franz Josef Lübken für die Ermöglichung dieser Arbeit.
- ... Armin und Gerd für eure Hilfe, Anregungen, Weitblick und Kritik. Gelegentlich war ich von euch genervt, aber bitte auf keinen Fall persönlich nehmen. Man weiß ja, wofür es gut ist.
- ... Roswitha Mehl, die immer ein offenes Ohr für Probleme hat und ihr Engagement bei verschiedensten organisatorischen Angelegenheiten.
- ... alle meine Freunde, die immer wieder versucht haben mich von dem typischen Alltag auf vielfältige Weise abzulenken.
- ... Robbie Williams für die guten Vibrations während dieser Zeit.
- ... alle die, die ich noch vergessen habe.