

DIPLOMARBEIT

**Untersuchung der Schwerewellen-Aktivität in der
polaren Atmosphäre mit einem Rayleigh–Lidar auf
Andøya in Nord–Norwegen**

Eingereicht von Armin Schöch am 31. August 2001

Leibniz–Institut für Atmosphärenphysik
an der Universität Rostock

1. Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken
2. Gutachter: Dr. K. H. Fricke

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist gewesen, die Schwerewellenaktivität in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation ($69,3^\circ$ Nord, 16° Ost) in Nord-Norwegen zu untersuchen. Dazu werden mit dem ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman-Lidar gemessene Temperaturen im Höhenbereich 25–50 km (Sommer) bzw. 25–75 km (Winter) benutzt. Zunächst wird eine kurze Einführung in die Atmosphärenphysik und in die Theorie der Schwerewellen gegeben. Dann wird ein Verfahren zur Schwerewellenanalyse entwickelt und auf Daten elf ausgewählter Tage aus den Jahren 2000 und 2001 angewendet. Die Analyse zeigt an allen Tagen Schwerewellenaktivität, jedoch von sehr unterschiedlicher Stärke. Die dominanten vertikalen Wellenlängen liegen bei 6 km bis 13 km und die vertikalen Phasengeschwindigkeiten zwischen $-0,22$ m/s und $-0,53$ m/s gemessen. Die beobachteten Perioden betragen 4,0–7,5 Stunden, die abgeleiteten horizontalen Wellenlängen liegen zwischen 550 km und 900 km.

Abstract

The aim of this work has been to analyze the gravity wave activity above the ALOMAR observatory (69.3° North, 16° East) in Northern Norway. Temperatures measured by the ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman-lidar in the height range 25–50 km (summer) and 25–75 km (winter) are used for this analysis. First a short introduction to atmospheric physics and the theory of gravity waves is given. A method for gravity wave analysis is developed and applied to data from eleven selected days during the years 2000 and 2001. The analysis shows gravity wave activity on all days, though with very large variations in strength. Dominant vertical wavelengths between 6 km and 13 km and vertical phase speeds of -0.22 m/s to -0.53 m/s were measured. The observed periods have values of 4.0–7.5 hours and the calculated horizontal wavelengths span a range of 550 km to 900 km.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theorie	11
2.1	Grundlagen der Atmosphärenphysik	11
2.1.1	Wichtige physikalische Größen	11
2.1.2	Grundgleichungen der Dynamik	14
2.2	Schwerewellen	16
2.2.1	Ableitung der Dispersionsrelation	16
2.2.2	Beobachtung von Schwerewellen	18
2.2.3	Eigenschaften von Schwerewellen	18
2.2.4	Schwerewellen in der Atmosphäre	21
2.3	Streuung von Licht	23
3	Lidar-Instrument und Auswertemethoden	25
3.1	Das Lidar-Prinzip	25
3.2	Die Lidar-Gleichung	27
3.3	Technische Daten des ALOMAR RMR-Lidars	28
3.4	Rohdaten-Korrektur	31
3.5	Temperaturmessungen mit einem Lidar-Instrument	31
3.5.1	Verfahren zur Temperaturmessung mit einem Lidar-Instrument	31
3.5.2	Umrechnung von relativen Dichteprofilen in Temperaturprofile	32
3.5.3	Vergleich mit anderen Messungen	33
3.6	Beobachtung von Schwerewellen mit dem Lidar-Instrument	35
3.6.1	Einige Parameter von Schwerewellen	35
3.6.2	Schwerewellenspektrum	36
3.6.3	Schwerewellenindex	38
4	Messungen und Datenmaterial	41
4.1	Datenauswahl	41
4.2	Datenaufbereitung für Wellenanalyse	43
4.3	Die einzelnen Messungen	43
4.4	NCEP-Modelldaten	61

5	Ergebnisse und Diskussion	63
5.1	Bestimmung eines Wellenindex	63
5.2	Schwerewellenparameter an einigen Beispielen	67
5.3	Spektrale Analysen	69
5.4	Diskussion der Ergebnisse	74
5.5	Erfahrungen mit den angewendeten Verfahren	78
	Anhang A	81
A.1	Software für die Datenanalyse	81
	Anhang B	83
B.1	Arbeiten an den Teleskopen	83
	Literaturverzeichnis	83
	Abbildungsverzeichnis	86
	Tabellenverzeichnis	87
	Stichwortverzeichnis	88

Kapitel 1

Einleitung

Die Atmosphärenphysik beschäftigt sich mit den vielfältigen Vorgängen in der Atmosphäre. Anhand des Temperaturgradienten wird die Atmosphäre in verschiedene Stockwerke (*griech.* sfaira = Kugel, Sphäre) eingeteilt, deren Grenzen sich aus dem Verlauf des Temperaturprofils ergeben, das Minima und Maxima aufweist (siehe Abbildung 1.1). Wenn im Folgenden von Temperaturprofilen oder Dichteprofilen gesprochen wird, so ist damit immer die Höhenabhängigkeit einer Variablen gemeint. Das unterste Stockwerk ist die Troposphäre (*griech.* tropos = drehen, wirbeln), die sich von der Erdoberfläche bis zur Tropopause bei 9–12 km erstreckt. Darüber liegt die Stratosphäre, die aufgrund der mit der Höhe ansteigenden Temperatur stabil geschichtet ist (*griech.* strato = geschichtet) und an der Stratopause bei etwa 50 km endet. In der Mesosphäre (*griech.* meso = Mitte) nimmt die Temperatur bis zur Mesopause wieder mit der Höhe ab. Die Höhe der Mesopause liegt im Winter bei knapp 100 km und im Sommer zwischen 86 km und 90 km („2-Niveau Mesopause“ [von Zahn *et al.*, 1996]). Oberhalb der Mesopause beginnt die Thermosphäre (*griech.* thermos = Wärme), in der die Temperatur mit der Höhe stark zunimmt, allerdings auch sehr von der Sonneneinstrahlung (und damit von der Tageszeit) abhängt. Der Oberbegriff „Mittlere Atmosphäre“ (*engl.* middle atmosphere) bezeichnet den Höhenbereich zwischen der Tropopause und der Homopause in 110–120 km Höhe (siehe Abbildung 1.1), unterhalb derer die Atmosphäre fast ausschliesslich aus N_2 (80 %) und O_2 (20 %) besteht und das mittlere Molekulargewicht praktisch konstant ist [z. B. Brasseur und Solomon, 1986].

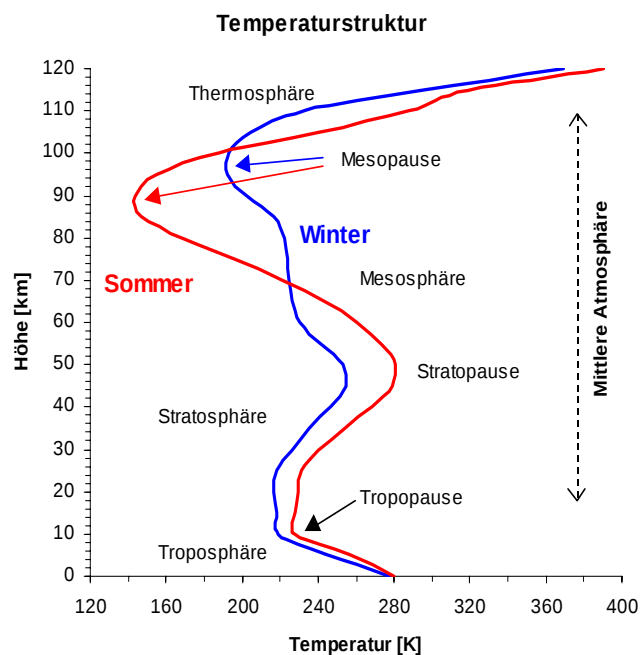


Abbildung 1.1: Variation der Temperatur mit der Höhe für 69° nördliche Breite mit Einteilung der Atmosphäre in verschiedene Schichten (Temperaturprofil aus der CIRA86 Referenzatmosphäre [nach Fleming *et al.*, 1990])

Während sich die Meteorologie hauptsächlich mit den Vorgängen in der Troposphäre beschäftigt, die einen direkten Einfluss auf das Wettergeschehen am Boden haben, soll es in der vorliegenden Arbeit um Prozesse gehen, die in der Mittleren Atmosphäre stattfinden. In diesem Bereich der Atmosphäre lassen sich periodische Dichteschwankungen gegenüber einem mittleren Dichteprofil beobachten. Solche Dichteschwankungen sind ein Zeichen für atmosphärische Wellen, die meistens tiefer in der Atmosphäre angeregt werden und sich nach oben fortpflanzen. Diese Wellen lassen sich auch anhand der Temperaturschwankungen untersuchen, die direkt mit den Dichteschwankungen verbunden sind.

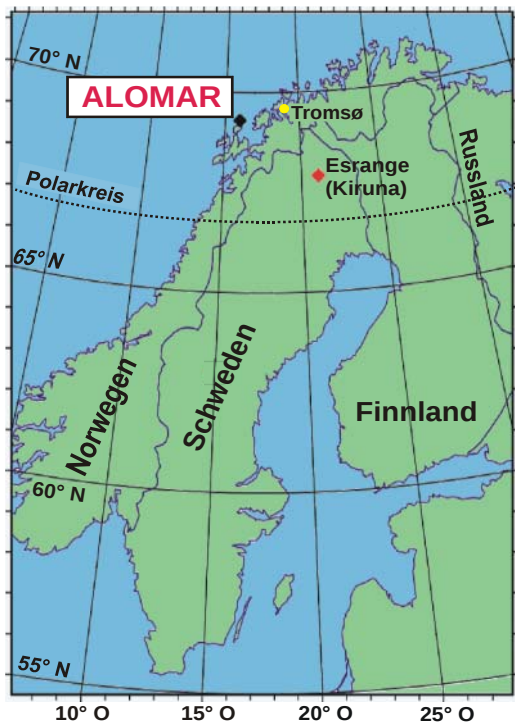


Abbildung 1.2: Skandinavienkarte mit der Lage der ALOMAR-Forschungsstation.

auch wenn hier die Abnahme nicht so groß ist wie auf der Südhemisphäre. Ein dynamisches Phänomen sind die Stratosphärenerwärmungen (**Sudden Stratospheric Warmings**, SSW), während derer sich die Temperaturstruktur zwischen 20 km und 70 km Höhe verändert und an der Stratopause Temperaturen von über 50° C auftreten können. Im Sommer können knapp unterhalb der Mesopause sogenannte leuchtende Nachtwolken (NLCs, **NoctiLucent Clouds**) beobachtet werden. Dabei handelt es sich um optisch dünne Wolken zwischen 80 km und 86 km Höhe, die visuell nur dann beobachtet werden können, wenn der Beobachtungsstandpunkt schon in der Dunkelheit liegt, die Wolken selber aber wegen ihrer großen Höhe noch von der Sonne angestrahlt werden (daher der Name). In der gesamten Mittleren Atmosphäre lassen sich die verschiedensten Wellenphänomene beobachten, die einen großen Einfluss auf die dynamischen Prozesse in der Atmosphäre haben. Wellen treten mit sehr unterschiedlichen Wellenlängen auf und transportieren in der Atmosphäre Energie und Impuls. Dort wo die Wellen brechen, werden Energie und Impuls deponiert und beeinflussen die gesamte Zirkulation der Atmosphäre. Auch die dynamische Entwicklung von NLCs [z. B. *Gerrard et al.*, 1998] und PSCs [z. B. *Dörnbrack et al.*, 2001] wird entscheidend von Wellen mitbestimmt.

Denn wenn die Luft von der Welle komprimiert oder expandiert wird, ändert sich gleichzeitig auch ihre Temperatur. Dabei ist die Temperatur eine anschaulichere Größe als die Dichte, insbesondere was die Größe der Wellenamplitude angeht. Im Winter, wenn mit dem Lidar-Instrument bis in größere Höhen gemessen werden kann, lässt sich die Ausbreitung dieser Wellen bis in die Mesosphäre verfolgen, während im Sommer der beobachtbare Höhenbereich nur bis in den Bereich der Stratopause reicht.

Gerade in der polaren Atmosphäre spielen sich wichtige und interessante Phänomene ab. Ein Beispiel für einen wichtigen chemischen Prozess in polaren Breiten ist der katalytische Abbau von Ozon im Frühjahr in einer Höhe von 20–30 km, bei dem die Polaren Stratosphärenwolken (PSCs, **Polar Stratospheric Clouds**) eine wichtige Rolle spielen [z. B. *Wayne*, 1991]. Dies führt in der Südhemisphäre zu einer dramatischen Abnahme der Ozonschicht (bekannt als „Ozonloch“) und tritt auf der Nordhemisphäre ebenfalls auf,



Abbildung 1.3: Blick auf das Gebäude der ALOMAR-Forschungsstation. In der Dachmitte ist die Dachluke zu erkennen, die für Messungen mit dem RMR-Lidar geöffnet wird. Die Berge im Hintergrund gehören zu der Insel Senja.

Das Instrument, mit dem die Daten für diese Arbeit gewonnen wurden, ist ein Teil der ALOMAR-Forschungsstation in Nord-Norwegen, wobei das Akronym **ALOMAR** für „**A**rctic **L**idar **O**bservatory for **M**iddle **A**tmosphere **R**esearch“ steht. Das ALOMAR-Observatorium befindet sich auf dem 370 m hohen Ramnan Berg an der Nordspitze der Insel Andøya in der Inselgruppe der Vesterålen und hat die geographischen Koordinaten $69,28^\circ$ nördliche Breite und $16,01^\circ$ östliche Länge (siehe Abbildung 1.2). Damit liegt die Station ca. 250 km nördlich des Polarkreises und gewährt dank ihrer Lage einen guten Einblick in die Physik der polaren Atmosphäre.

Um die Prozesse in der Atmosphäre möglichst gut zu untersuchen und zu verstehen gibt es auf der ALOMAR-Forschungsstation und auf der nahe gelegenen Andøya Rocket Range (ARR) unterschiedliche Geräte, die aktiv und passiv die Atmosphäre untersuchen. Dazu gehören Lidar¹-Instrumente (Laser-Instrumente), Radars, Radiometer, Spektrometer, Interferometer, Riometer, Magnetometer, Ionosonde und eine Wetterstation. Weiterhin können Ballone und Raketen von der ARR aus gestartet werden um in-situ Experimente durchzuführen. Die Ergebnisse der verschiedenen Messgeräte lassen sich kombinieren um ein möglichst vollständiges Bild der Vorgänge zu bekommen, die sich in der Atmosphäre abspielen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Temperaturprofile untersucht, die mit dem in internationaler Zusammenarbeit entstandenen ALOMAR **RMR**-Lidar² gewonnen wurden, benannt nach den Streumechanismen (siehe Abschnitt 2.3), die bei diesem Lidar-Instrument für die Messung ausgenutzt werden. Eine ausführliche Übersicht über das Gerät und seine Leistungsfähigkeit findet sich in *von Zahn et al.* [2000]. Ein Lidar-Instrument sendet kurze

¹Lidar = **L**ight **D**etection **A**nd **R**anging

²RMR-Lidar = **R**ayleigh/**M**ie/**R**aman-Lidar

Laserpulse aus und fängt das rückgestreute Licht mit einem Teleskop wieder auf. Aus der Laufzeit lässt sich die Höhe berechnen, in der das Licht gestreut wurde. Die Intensität des rückgestreuten Lichts ist ein Maß für die Anzahl der in einer bestimmten Höhe im Streuvolumen vorhandenen Teilchen, an denen das Licht gestreut wird. Sind keine Aerosol- oder Wolkenschichten in der Atmosphäre, so ist das Signal eines Lidar-Instruments proportional zur Anzahldichte der streuenden Luftmoleküle. Gemessen wird in diesem Fall ein relatives Dichteprofil, das dann in ein Temperaturprofil umgerechnet werden kann. Betrachtet man nacheinander gemessene Temperaturprofile, so kann man aus den Schwankungen der Temperatur Aussagen über die Amplitude und andere Parameter der Wellen in der Atmosphäre machen.

Die Wellenaktivität kann im Verlauf eines Jahres sehr unterschiedlich sein und hat ihrerseits wieder Auswirkungen auf andere Phänomene, die ebenfalls mit dem Lidar-Instrument untersucht werden können. Als Beispiel seien nur die leuchtenden Nachtwolken oder die Polaren Stratosphärenwolken erwähnt, deren Bildung und Struktur von extrem niedrigen Temperaturen abhängen. Wird die Temperatur durch Wellen moduliert, hat dies einen großen Einfluss auf die Entwicklung solcher Eiswolken, die sehr empfindlich auf kleine Temperaturschwankungen reagieren. Bereits eine geringe Erwärmung kann zum Schmelzen oder Sublimieren der Eisteilchen führen. Brechende Wellen sind auch die Ursache für das Auftreten von Stratosphärenerwärmungen (SSWs) [z.B. *Holton*, 1983; *Andrews et al.*, 1987].

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem aus Messungen des relativen Dichteprofiles mit einem Lidar-Instruments die Wellenaktivität in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation untersucht werden kann. Dazu sollen Wellenparameter wie Wellenlänge, Periode und Phasengeschwindigkeit bestimmt und die Wellenaktivität in Form einer einfachen Zahl, eines Wellenaktivitätsindex, quantifiziert werden. Nach einer Einführung in die Theorie der Schwerewellen und ihrer Eigenschaften in Kapitel 2, wird in Kapitel 3 die Funktionsweise eines Lidar-Instruments beschrieben und das verwendete ALOMAR RMR-Lidar in Nord-Norwegen genauer vorgestellt. Dort wird auch beschrieben, welche Schwerewellenparameter damit bestimmt werden können. Kapitel 4 enthält eine Beschreibung der ausgewählten Messdaten und der bei der Datenauswertung angewandten Methoden. Schließlich folgt in Kapitel 5 eine Vorstellung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse, ein Vergleich der hier ermittelten Wellenparameter mit anderen Messungen und eine kurze Zusammenfassung der Erfahrungen, die mit der hier entwickelten Verfahren gewonnen wurden.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Grundlagen der Atmosphärenphysik

Für die Interpretation der Lidar-Messungen werden Grundkenntnisse der wichtigsten Prozesse und Messgrößen in der Atmosphäre benötigt. Bevor in Kapitel 3 die Funktionsweise eines Lidar-Instruments und die Lidar-Gleichung erläutert werden, sollen daher einige Größen der Atmosphärenphysik und die Theorie der Schwerewellen eingeführt werden.

2.1.1 Wichtige physikalische Größen

Die Atmosphäre ist ein komplexes physikalisches System, das eine große Variabilität und Dynamik aufweist und durch ein nichtlineares und chaotisches Verhalten charakterisiert wird [Wallace und Hobbs, 1977]. Daher ist es bisher unmöglich, den Zustand der Atmosphäre vollständig zu beschreiben. Computermodelle, die zur Wettervorhersage oder für Klimasimulationen eingesetzt werden, benutzen deshalb ein diskretes Punktraster, an dessen Knotenpunkten die Atmosphäre durch ihre physikalischen Parameter beschrieben wird, wobei modellintern auch andere Beschreibungsweisen eingesetzt werden, wie zum Beispiel eine Darstellung der physikalischen Größen als Wellenentwicklung. Zu den wichtigen physikalischen Parametern, die für solche und andere Untersuchungen bekannt sein müssen, zählen Temperatur, Druck und Dichte, Wind, Luftfeuchtigkeit sowie die Strahlungsverhältnisse. In den nächsten Abschnitten sollen die für diese Arbeit wichtigen Parameter beschrieben werden.

Druck und Dichte

Die Atmosphäre ist in sehr guter Näherung im hydrostatischen Gleichgewicht, d.h. der Druck in einer bestimmten Höhe wird bestimmt durch die Masse der darüberliegenden Luftsäule (unabhängig davon, welches Dichteprofil vorliegt). Der formale Zusammenhang ist:

$$dp = -g(z) \cdot \rho(z) \cdot dz, \quad (2.1)$$

wobei $g(z)$ die Erdbeschleunigung in der Höhe z ist, $\rho(z)$ die Massendichte in der Höhe z und dp die Veränderung des Drucks im Höhenintervall dz . Da die prozentuale Zusammensetzung der Atmosphäre unterhalb von 100 km näherungsweise konstant ist (dieser Bereich heißt deswegen auch Homosphäre), darf das mittlere Molekulargewicht $M = 28,97 \text{ g/mol}$ [Wallace und Hobbs, 1977] der Luft in diesem Höhenbereich als konstant angenommen werden. Obige Gleichung lässt sich dann schreiben als

$$dp = -g(z) \cdot M \cdot n(z) \cdot dz, \quad (2.2)$$

wobei $n(z)$ die Anzahldichte der Luftmoleküle in der Höhe z ist.

Andererseits lässt sich der Druck auch durch das ideale Gasgesetz ausdrücken, das bei Verwendung der Boltzmann-Konstanten k_B für Druck und Teilchendichte wie folgt lautet:

$$p(z) = n(z) \cdot k_B \cdot T(z) \quad (2.3)$$

$$\Leftrightarrow n(z) = \frac{p(z)}{k_B \cdot T(z)} . \quad (2.4)$$

Nun kann Gleichungen 2.4 in Gleichung 2.2 eingesetzt werden, um die Teilchendichte zu eliminieren. Die entstehende Gleichung

$$\frac{dp(z)}{p(z)} = -g(z) \cdot \frac{M}{k_B \cdot T(z)} \cdot dz \quad (2.5)$$

lässt sich analytisch integrieren, wenn auch die Erdbeschleunigung näherungsweise als konstant angenommen wird. Für eine isotherme Atmosphäre ($T(z) = \text{konstant}$) ergibt sich dann für den Druck ein exponentieller Abfall mit der Höhe:

$$p(z) = p(z_0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{H}\right) . \quad (2.6)$$

Hierbei ist $H = \frac{k_B \cdot T}{g \cdot M}$ die Skalenhöhe, die für genauere Berechnungen mit einer Höhenabhängigkeit anzusetzen ist. Die anschauliche Bedeutung dieser Größe ist, dass der Druck pro Skalenhöhe um den Faktor $1/e$ abnimmt. Wenn typische Atmosphärenbedingungen eingesetzt werden, ergibt sich für die Skalenhöhe ein Wert von ca. 7 km. Anders ausgedrückt heisst das, dass der Druck etwa alle 16 km um eine Größenordnung abnimmt.

Für den Fall, dass Temperatur und Erdbeschleunigung eine Höhenabhängigkeit aufweisen, wird der formale Ausdruck etwas komplizierter, da dann die Integration von Gleichung 2.5 nicht mehr analytisch ausgeführt werden kann:

$$p(z) = p(z_0) \cdot \exp\left(-\frac{M}{k_B} \cdot \int_{z_0}^z \frac{g(z)}{T(z)} \cdot dz\right) . \quad (2.7)$$

Aber es ist möglich, dieses Integral numerisch zu lösen, wenn ein Modell für die Höhenabhängigkeit der Erdbeschleunigung $g(z)$ und ein Temperaturprofil (z. B. aus einer Messung) vorhanden sind.

Temperatur

Die im letzten Abschnitt benutzte Annahme einer isothermen Atmosphäre stellt eine starke Vereinfachung der Erdatmosphäre dar. Abbildung 1.1 zeigt den mittleren Verlauf der Temperatur in Abhängigkeit von der Höhe in der Erdatmosphäre. In der Troposphäre nimmt die Temperatur ab, weil die Wärmequelle am Erdboden ist. Im Strahlungsgleichgewicht würde die Temperatur exponentiell mit der Höhe abnehmen. In der Atmosphäre stellt sich jedoch durch Konvektion ein Temperaturgradient ein, welcher der adiabatischen Abkühlungsrate (*engl.* lapse rate) entspricht. Diese beträgt für trockene Luft 9,8 K/km und für feuchte Luft im Mittel 6,5 K/km (die latente Wärme des Wasserdampfes ist zu berücksichtigen) [Wallace und Hobbs, 1977]. In der Stratosphäre steigt die Temperatur wieder an, hauptsächlich durch Absorption solarer UV-Strahlung in der Ozonschicht zwischen 20 km und 40 km. Der Temperaturverlauf in der Mesosphäre wird wieder durch adiabatische Abkühlung bestimmt und zusätzlich von der Strahlungskühlung des CO_2 , während in der Thermosphäre durch O_2 große

Mengen solarer Strahlung absorbiert werden und zusammen mit zusätzlicher Photodissoziation und Photoionisation zu einer Erwärmung führen. In der Thermosphäre ist daher, im Gegensatz zu den darunterliegenden Luftschichten, ein großer Unterschied zwischen Tag und Nacht zu beobachten, da solare Strahlung nur tagsüber zur Verfügung steht. Nahe der Erdoberfläche ist ebenfalls ein Tagesgang der Lufttemperatur zu beobachten, die Unterschiede zwischen Tag und Nacht sind jedoch sehr viel kleiner als in der Thermosphäre.

Wird ein Luftpaket aus seiner Ruhelage nach oben oder unten ausgelenkt, so dehnt es sich aus oder zieht sich zusammen und ändert seine Temperatur entsprechend der Adiabatangleichung:

$$p \cdot V^\gamma = p \cdot \left(\frac{n}{\rho}\right)^{-\gamma} = \text{konstant}, \quad (2.8)$$

wobei $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v}$ der Adiabatenkoeffizient, c_p die Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck, c_v die Wärmekapazität bei konstantem Volumen und R die Gaskonstante sind. Für Luft gilt unter Atmosphärenbedingungen $\gamma = 1,4$.

Ein Maß für die Stabilität der Atmosphäre ist der Gradient der potenziellen Temperatur Θ . Diese gibt an, welche Temperatur die Luft hätte, wenn sie aus der Höhe z adiabatisch auf Meereshöhe gebracht würde. In ihre Berechnung geht daher der Adiabatenkoeffizient γ ein:

$$\Theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1-\frac{1}{\gamma}}. \quad (2.9)$$

Erfährt ein Luftpaket eine adiabatische Zustandsänderung, so bleibt die potenzielle Temperatur Θ des Luftpakets konstant und damit auch die Entropie des Luftpakets, weshalb auch von einer isentropischen Zustandsänderung gesprochen wird.

In der Atmosphäre ist die potenzielle Temperatur aber nicht konstant. Die Rückstellkraft, die ein Luftpaket in der neuen Lage erfährt, ist proportional zum Unterschied zwischen der Luftdichte im Luftpaket und jener der umgebenden Luft. Da ein Dichteunterschied direkt mit einem Temperaturunterschied gekoppelt ist, hängt die Größe der Rückstellkraft mit dem Gradient der Temperatur zusammen. Wenn die potenzielle Temperatur mit der Höhe zunimmt, hat ein nach oben ausgelenktes Luftpaket eine niedrigere Temperatur als die Umgebungsluft. Die damit verbundene höhere Dichte führt dazu, dass das Luftpaket wieder nach unten sinkt. Umgekehrt wird ein nach unten ausgelenktes Luftpaket wieder nach oben steigen. Die Brunt–Väisälä Frequenz N beschreibt genau diese Schwingung eines Luftpakets und ist direkt proportional zum Gradienten der potenziellen Temperatur Θ :

$$N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{g^2 M}{k_B T}. \quad (2.10)$$

Die Periode einer solchen Schwingung ergibt sich dann aus

$$T_{BV} = \frac{2\pi}{N}. \quad (2.11)$$

In einer Atmosphäre mit konstanter potenzieller Temperatur gäbe es solche Schwingungen nicht, da in diesem Fall der Gradient der potenziellen Temperatur und damit auch die Brunt–Väisälä Frequenz N null wären.

Für typische Verhältnisse in der Atmosphäre beträgt die Brunt–Väisälä Frequenz ungefähr $N = 2 \cdot 10^{-2}$ rad/s, was einer Periode von ca. 5 Minuten entspricht. Bei genauerer Betrachtung ist die Brunt–Väisälä Frequenz wie fast alle Größen in der Atmosphäre höhenabhängig, insbesondere da der Temperaturgradient eingeht, der sehr unterschiedliche Werte annimmt (siehe Abbildung 1.1).

2.1.2 Grundgleichungen der Dynamik

Für die mathematische Beschreibung der zeitlichen Veränderungen der physikalischen Messgrößen in der Atmosphäre gibt es zwei verschiedene Betrachtungsweisen.

Lagrange'sche Sichtweise:

Diese wird benutzt, wenn die Eigenschaften eines gedachten Luftpakets untersucht werden sollen. Alle Größen beziehen sich auf das gleiche Luftpaket, wobei zu berücksichtigen ist, dass sich das Luftpaket mit der Strömung fortbewegt. Betrachtet wird also die zeitliche Entwicklung der physikalischen Eigenschaften des Luftpakets, das sich entlang einer Stromlinie bewegt.

Euler'sche Sichtweise:

Hierbei wird die Veränderung an einem festen Ort betrachtet. In diesem Fall muss berücksichtigt werden, dass die Veränderung einer Messgröße, wie z. B. der Temperatur, nicht nur von der Entwicklung an dem festen Ort bestimmt wird, sondern auch von den herrschenden Winden. Dadurch wird Luft mit ganz anderen Eigenschaften von Dichte und Temperatur herbeigeführt. Es muss also zusätzlich ein Advektionsterm berücksichtigt werden, der zur Veränderung der Messgröße beiträgt.

Im Folgenden muss die Euler'sche Sichtweise benutzt werden, da bei den hier untersuchten Lidar-Messungen genau der Fall vorliegt, dass das Messgerät an einem festen Ort aufgebaut ist und an diesem Ort $\vec{x}$ eine Zeitreihe der physikalischen Messgröße X aufgenommen wird. Die Veränderung einer skalaren physikalischen Messgröße $X(\vec{x}, t)$ wird also bestimmt durch die intrinsische Veränderung der Messgröße und die Advektion durch ein Windfeld $\vec{U}(\vec{x}, t) = (u, v, w)$:

$$\frac{DX(\vec{x}, t)}{dt} = \frac{\partial X(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{U}(\vec{x}, t) \cdot \vec{\nabla} X(\vec{x}, t) . \quad (2.12)$$

Dies gilt ebenso für vektorielle Größen, bei denen dann der Gradient zur Divergenz wird.

Navier-Stokes Gleichung

Die wichtigste Größe für die Bestimmung der Dynamik in der Atmosphäre ist die Windgeschwindigkeit $\vec{U}$. Sie ist eine grundlegende Voraussetzung um die zeitliche Entwicklung anderer Messgrößen bestimmen zu können, da sie für die Berechnung des Advektionsterms gebraucht wird. Die wichtigste Gleichung der Dynamik der Atmosphäre ist die Navier-Stokes Gleichung. In der vollen Form lautet sie:

$$\frac{D\vec{U}(\vec{x}, t)}{dt} = -\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} p(\vec{x}, t) + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{U}(\vec{x}, t) + \vec{F}_r(\vec{x}, t) + \vec{X}(\vec{x}, t) , \quad (2.13)$$

wobei ρ die Luftdichte ist, p das Druckfeld, $\vec{g}$ die Erdbeschleunigung, $\vec{\Omega}$ die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation und $\vec{F}_r$ die Reibungskraft. Diese Formel beschreibt die gesamte Änderung des Windfeldes in Euler'scher Betrachtungsweise. Die Terme auf der rechten Seite repräsentieren folgende physikalischen Kräfte:

- $-\frac{1}{\rho} \cdot \vec{\nabla} p(\vec{x}, t)$ ist die Druckgradientenkraft, die sich aus räumlichen Druckunterschieden ergibt. In der Atmosphäre werden durch diese Kräfte Luftmassen in Bewegung gesetzt, die von Orten mit hohem Druck zu solchen mit niedrigem Druck strömen.
- $\vec{g}$ Die Erdbeschleunigung wirkt immer vertikal nach unten, hat in vektorieller Schreibweise also nur eine z-Komponente. Sie wird in vielen Fällen in erster Näherung als konstant über das gesamte Höhenintervall angenommen.

- $-2\vec{\Omega} \times \vec{U}(\vec{x}, t)$ beschreibt den Einfluss der Coriolis-Scheinkraft auf Bewegungen auf der rotierenden Erde. Dieser Term kann auch mit dem Coriolis-Parameter $f = 2\Omega \sin(\phi)$ ausgedrückt werden, der von der geographischen Breite ϕ abhängt (ergibt sich aus dem Kreuzprodukt) und ungefähr 10^{-4}s^{-1} beträgt.
- $\vec{F}_r(\vec{x}, t)$ ist die Reibungskraft, die aber in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann. Wichtig ist sie nur in den unteren Luftschichten, die von der Topographie der Erdoberfläche beeinflusst werden.
- $\vec{X}(\vec{x}, t)$ ist ein zusätzlicher Term, der den Einfluss von brechenden Wellen auf die Dynamik darstellt. Insbesondere in der Mittleren Atmosphäre kann dieser Term sehr wichtig sein, weil Wellen Energie und Impuls transportieren und dadurch einen wichtigen „Motor“ für die gesamte Zirkulation in der Atmosphäre darstellen.

Kontinuitätsgleichung

Eine weitere wichtige Gleichung ist die Kontinuitätsgleichung für kompressible und inkompressible Medien, die beschreibt, dass Materie (in diesem Falle Luftmassen) nicht einfach erzeugt oder vernichtet werden kann. Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\frac{D\rho(\vec{x}, t)}{dt} + \rho(\vec{x}, t) \cdot \vec{\nabla} \vec{U}(\vec{x}, t) = 0 \quad (\text{kompressibel}) \quad (2.14)$$

$$\rho(\vec{x}, t) \cdot \vec{\nabla} \vec{U}(\vec{x}, t) = 0 \quad (\text{inkompressibel}) . \quad (2.15)$$

Im inkompressiblen Fall entfällt der erste Term, da die Dichte konstant ist ($\frac{D\rho(\vec{x}, t)}{dt} = 0$). Die Änderung der Dichte ρ muss daher zusammenhängen mit der Divergenz des Windfeldes. Strömt in ein kleines Luftvolumen mehr Luft hinein als heraus, so steigt die Dichte. Entsprechend nimmt die Dichte ab, wenn mehr heraus als hinein fließt.

Energie-Gleichung

Schließlich wird noch eine Gleichung benötigt, die die Zustandsänderungen der Luft beschreibt und damit Druck p , Dichte ρ und Temperatur T miteinander verknüpft. Oft wird dabei von adiabatischen Zustandsänderungen ausgegangen, da ein Luftpaket bei Bewegungen in der Atmosphäre keine Wärme an die Umgebung abgeben kann, solange die Bewegung schnell genug erfolgt. Dies ist in der Mittleren Atmosphäre der Fall. Verwendet wird die differenzielle Form der Adiabatangleichung 2.8:

$$\frac{Dp(\vec{x}, t)}{dt} - \frac{\gamma p(\vec{x}, t)}{\rho(\vec{x}, t)} \cdot \frac{D\rho(\vec{x}, t)}{dt} = 0 . \quad (2.16)$$

Werden die Gleichungen 2.13, 2.15 und 2.16 kombiniert, so lassen sich Lösungen für das Windfeld $\vec{U}(\vec{x}, t)$, den Druck $p(\vec{x}, t)$ und die Dichte $\rho(\vec{x}, t)$ finden. In der vollen Form ist die Navier-Stokes Gleichung jedoch nicht analytisch, sondern nur numerisch lösbar. Allerdings kann die Gleichung stark vereinfacht werden, wenn eine Analyse auf ein bestimmtes Problem beschränkt wird und jeweils nur die wichtigsten Terme berücksichtigt werden. Bei dieser sogenannten Skalenanalyse wird die Größenordnung jedes Terms der Gleichung abgeschätzt und alle Terme vernachlässigt, die um einige Größenordnungen kleiner sind als die anderen. Eine so vereinfachte Gleichung liefert eine analytische Lösung, die für das betrachtete Problem eine Näherung darstellt und auch nur für dieses spezielle Problem gültig ist. Die Skalenanalyse zusammen mit einem Linearisierungsverfahren sollen im nächsten Abschnitt zur Herleitung der Dispersionsrelation von Schwerewellen benutzt werden.

2.2 Schwerewellen

In der Atmosphäre können sich viele verschiedene Arten von Wellen fortpflanzen, von Schallwellen mit Wellenlängen zwischen wenigen Zentimetern und einigen Metern bis hin zu planetaren Wellen mit einigen 1000 km oder sogar 10000 km Wellenlänge. Alle diese Wellen lassen sich aus der Navier-Stokes Gleichung ableiten.

Bei den im Folgenden untersuchten Wellen handelt es sich um sogenannte *interne Schwerewellen*, die sich *innerhalb* eines Mediums ausbreiten können. Das Gegenteil dazu wären Oberflächenwellen, die sich an der Grenzfläche zwischen zwei Medien (z. B. Wasser und Luft) ausbreiten. Interne Schwerewellen haben typische horizontale Wellenlängen von einigen 100 km und vertikale Wellenlängen im Bereich von einigen Kilometern. Im Englischen heißen solche Wellen „gravity waves“, da die Gravitation als Rückstellkraft auftritt. Mit Gravitationswellen, wie sie von der Allgemeinen Relativitätstheorie vorhergesagt werden, hat dies aber nichts zu tun. Ein anderer Name ist „buoyancy waves“, da die Auftriebskraft ebenfalls wichtig für diese Art von Wellen ist.

2.2.1 Ableitung der Dispersionsrelation

Schwerewellen werden bestimmt von der Erdbeschleunigung und der Druckgradientenkraft. Coriolis-Kräfte werden nur bei horizontalen Größenordnungen von 1000 km und mehr wichtig und sollen hier, ebenso wie die Reibung, vernachlässigt werden. Weiterhin wird angenommen, dass die Luft kompressibel und Zustandsänderungen adiabatisch seien. Das Koordinatensystem kann immer so gewählt werden, dass die X-Achse in Richtung der horizontalen Ausbreitungsrichtung zeigt; dann ist nur ein zweidimensionales Problem zu lösen. Es ergeben sich folgende Gleichungen für Schwerewellen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.19)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) - \frac{\gamma p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.20)$$

Um Lösungen für die vier Unbekannten u (horizontale Windgeschwindigkeit), w (vertikale Windgeschwindigkeit), p (Druck) und ρ (Dichte) zu erhalten, müssen die Gleichungen linearisiert werden. Da wellenartiges Verhalten dieser Größen zu erwarten ist, wird jede Größe x als Summe eines zeitunabhängigen Mittelwerts $\bar{x}$ und einer kleinen periodischen Störung $x'(t)$ dargestellt ($x = \bar{x} + x'(t)$). Dann werden alle Produkte von zwei Störungstermen vernachlässigt. Als weitere Vereinfachung sei die mittlere Windgeschwindigkeit gleich null und der Mittelwert von Druck und Dichte nur von der Höhe z abhängig, oder anders formuliert, er soll nur in solchen Termen als Variable auftauchen, in denen er kombiniert mit der Erdbeschleunigung g auftritt (das ist bei der vertikalen Impulsgleichung der Fall). Letztere Annahme wird Boussinesq-Näherung genannt. Es gelte also:

$$\begin{aligned} u &= u'(t) & (\bar{u} &= 0) & p &= \bar{p}(z) + p'(t) \\ w &= w'(t) & (\bar{w} &= 0) & \rho &= \bar{\rho}(z) + \rho'(t) \end{aligned} \quad .$$

Werden diese Annahmen in die Gleichungen 2.17-2.20 eingesetzt und alle Terme zweiter Ordnung vernachlässigt, so ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} &= 0 \\
 \frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\rho}} \rho' &= 0 \\
 \frac{\partial u'}{\partial x} - \frac{1}{H} \cdot w' + \frac{\partial w'}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial t} &= 0 \\
 \frac{(\gamma-1)}{H} \cdot w' + \frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial p'}{\partial t} - \gamma \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial t} &= 0 .
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Für alle Störungsterme wird nun ein Wellenansatz der Form $e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{x})}$ gemacht. Auf diese Weise und unter Benutzung der Beziehung $\bar{p} = \bar{\rho}kT/M = \bar{\rho}gH$ in der Form $1/\bar{\rho} = gH/\bar{p}$ wird obiges Gleichungssystem 2.21 auf ein lineares Gleichungssystem 4. Ordnung zurückgeführt, das nur dann eine Lösung hat, wenn die Determinante der Koeffizientenmatrix null ist. Aus

$$i \begin{vmatrix} \omega & 0 & -k_x g H & 0 \\ 0 & \omega & -k_z g H & i g \\ -k_x & -k_z - \frac{i}{H} & 0 & \omega \\ 0 & i \frac{(\gamma-1)}{H} & \omega & -\gamma \omega \end{vmatrix} = 0 \tag{2.22}$$

ergibt sich die gesuchte Dispersions-Relation für Schwerewellen:

$$\begin{aligned}
 \omega^4 - \left[(k_x^2 + k_z^2) g H \gamma - \frac{g}{H} \right] \omega^2 + k_x^2 g^2 (\gamma - 1) &= 0 \\
 \text{bzw.} \quad \omega^4 - \left[(k_x^2 + k_z^2) c_s^2 - \frac{\gamma g^2}{c_s^2} \right] \omega^2 + k_x^2 c_s^2 N^2 &= 0 ,
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

wobei $c_s = \sqrt{\gamma kT/M}$ die Schallgeschwindigkeit und $N^2 = (1-\gamma)g^2/c_s^2$ die Brunt-Väisälä Frequenz ist.

Oft wird auch eine vereinfachte Dispersionsrelation angegeben, indem inkompressible Luft angenommen wird. Das ist gleichbedeutend mit der Annahme einer unendlich großen Schallgeschwindigkeit c_s . Außerdem wird ein mittlerer Wind $\bar{u} \neq 0$ angesetzt, um den in der Mittleren Atmosphäre praktisch immer vorhandenen Wind zu berücksichtigen. Damit ergibt sich aus Gleichung 2.23 die vereinfachte Dispersionsrelation:

$$(k_x^2 + k_z^2) \hat{\omega}^2 - N^2 k_x^2 = 0 , \tag{2.24}$$

mit der beobachteten Frequenz ω und der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x$. Der Unterschied zwischen intrinsischer und beobachteter Frequenz ergibt sich aus der Doppler-Verschiebung $\bar{u}k_x$ durch den mittleren Wind $\bar{u}$. Aus dieser Gleichung ergibt sich für ω :

$$\omega = \hat{\omega} + \bar{u}k_x = \pm \frac{Nk_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} + \bar{u}k_x . \tag{2.25}$$

2.2.2 Beobachtung von Schwerewellen

Um Wellen in der Atmosphäre zu beobachten müssen Größen gefunden werden, die sich durch den Einfluss der Wellen verändern. Da Schwerewellen eine gewisse Ähnlichkeit zu Schallwellen besitzen, liegt es nahe, sie anhand der Schwankungen, die sie im Dichteprofil bewirken, zu untersuchen [Shibata *et al.*, 1986; Chanin und Hauchecorne, 1981]. Sie haben aber auch Auswirkungen auf andere physikalische Größen. In gemessenen Windprofilen lassen sich Wellen als Fluktuation von Windrichtung bzw. -geschwindigkeit nachweisen [z. B. Hertzog *et al.*, 2001]. Als anschauliche Größe bietet sich auch die Temperatur an, wo Wellen direkt als Schwankungen der Temperatur gegenüber der mittleren Temperatur zu beobachten sind [z.B. Siebert, 2000]. In dieser Arbeit werden die Schwerewellen anhand der Temperaturschwankungen untersucht. Für die Temperatur lässt sich auch sofort eine Bedingung für das Brechen von Schwerewellen angeben (siehe Abschnitt 2.2.4).

2.2.3 Eigenschaften von Schwerewellen

Abbildung 2.1 zeigt für den Fall einer kompressiblen Atmosphäre ohne mittleren Wind $\bar{u}$, für welche vertikale Wellenzahlen k_z sich Schwerewellen bei einer bestimmten Kombination von horizontaler Wellenzahl k_x und Frequenz ω vertikal ausbreiten. Die Bedingung für eine vertikale Ausbreitung ist, dass die Frequenz ω keinen Imaginärteil haben darf ($\omega^2 \geq 0$), weil dieser eine Dämpfung der Welle bewirken würde. Aus dieser Bedingung und Gleichung 2.23 ergeben sich die beiden Grenzfrequenzen (*engl.* cut-off frequencies) ω_A und ω_B :

$$\text{Akustische Grenzfrequenz} \quad \omega_A^2 = \gamma \frac{g^2}{c_s^2} \quad \hat{=} \quad T_A \approx 2,5 \text{ Minuten}$$

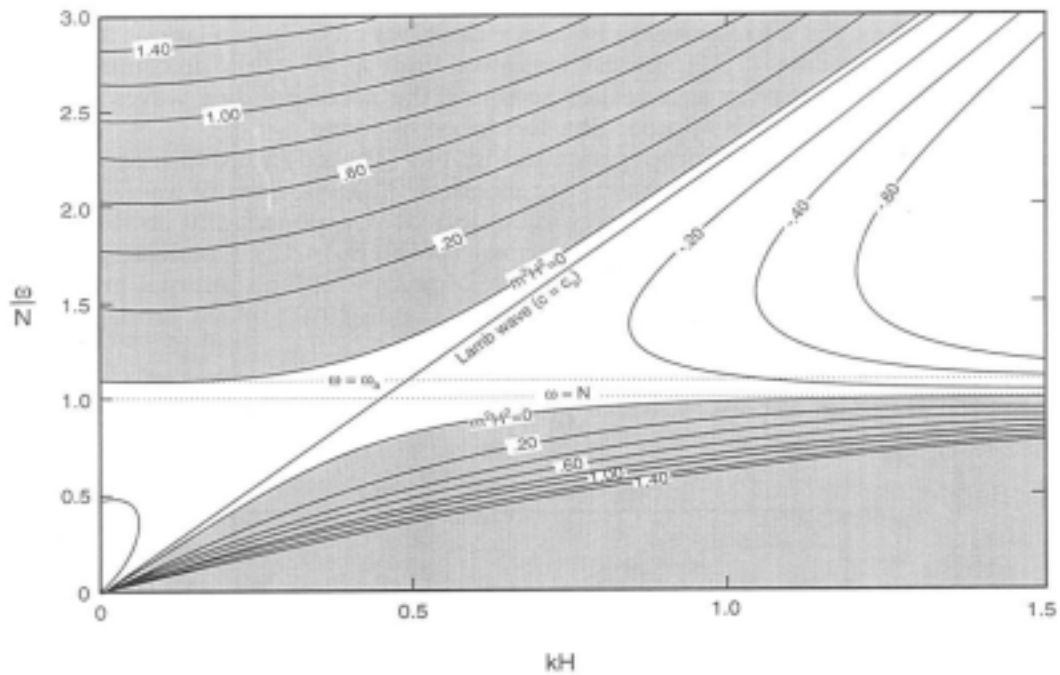
$$\text{Auftriebs- oder Brunt-Väisälä Frequenz} \quad \omega_B^2 = (\gamma - 1) \frac{g^2}{c_s^2} = N^2 \quad \hat{=} \quad T_B \approx 5 \text{ Minuten,}$$

wobei $c_s^2 = \gamma \frac{kT}{M}$ die Schallgeschwindigkeit und N die Brunt-Väisälä Frequenz aus Abschnitt 2.1.1 ist. Die angegebenen Werte für die Grenzfrequenzen beziehen sich auf typische Verhältnisse in der Mittleren Atmosphäre. Im oberen linken Teil von Abbildung 2.1 finden sich die akustischen Schallwellen, die eine Mindestfrequenz von ω_A haben. Im rechten unteren Teil sind die Schwerewellen zu finden, die eine Maximalfrequenz von $\omega_B = N$ haben. Bei kleiner horizontaler Wellenzahl $k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$, was einer großen Wellenlänge λ_x entspricht, ist diese Grenzfrequenz noch kleiner und geht für $\lambda_x \rightarrow \infty$ bzw. $k_x \rightarrow 0$ gegen null. Der genaue Verlauf der Grenzfrequenz ist abhängig von der vertikalen Wellenlänge λ_z bzw. der vertikalen Wellenzahl $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$.

Aus der Dispersionsrelation in Gleichung 2.23 bzw. 2.24 lassen sich entsprechend ihrer Definition Phasen- und Gruppengeschwindigkeit berechnen, indem die Dispersionsrelation nach der Frequenz ω aufgelöst wird. Die Ergebnisse für den inkompressiblen Fall (berechnet aus Gleichung 2.25) sind im Folgenden mit angegeben. Für Phasengeschwindigkeit c_{ph} und Gruppengeschwindigkeit c_{gr} gilt dann:

$$\begin{aligned} c_{ph,x} &\equiv \frac{\omega}{k_x} = \pm \frac{N}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} + \bar{u} & c_{gr,x} &\equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \pm \frac{N}{(k_x^2 + k_z^2)^{\frac{3}{2}}} (k_z^2) + \bar{u} \\ c_{ph,z} &\equiv \frac{\omega}{k_z} = \pm \frac{N}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} \frac{k_x}{k_z} + \bar{u} \frac{k_x}{k_z} & c_{gr,z} &\equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = \pm \frac{N}{(k_x^2 + k_z^2)^{\frac{3}{2}}} (k_x k_z) . \end{aligned} \quad (2.26)$$

Werden diese Gleichungen für verschiedene Wellenzahlen k_x und k_z untersucht, so ergibt sich, dass Phasengeschwindigkeit $\vec{c}_{ph}$ und Gruppengeschwindigkeit $\vec{c}_{gr}$ für weite Bereiche der Wellenzahlen fast senkrecht aufeinander stehen. Eine nach unten gerichtete Phasengeschwindigkeit führt so trotzdem zu einer nach oben gerichteten Gruppengeschwindigkeit. Daher



Abbildungung 2.1: Dispersions-Relation für interne Schwerewellen in Einheiten der Brunt-Väisälä Frequenz N und der Skalenhöhe H . Die grau schattierten Bereiche zeigen, für welche Kombination von horizontaler Wellenzahl k und Frequenz ω bei einer bestimmten vertikalen Wellenzahl m eine vertikale Ausbreitung der Schwerewelle möglich ist [aus *Salby*, 1996].

transportieren solche Wellen Energie- und Impulstransport von unten nach oben in der Atmosphäre. Dies ist eine typische Eigenschaft von Schwerewellen die immer bedacht werden muss, wenn solche Wellen untersucht werden.

Mittels der Dispersionsrelation aus Gleichung 2.23 und Abbildung 2.1 lassen sich auch einige Aussagen über Frequenz und horizontale sowie vertikale Wellenlänge der Schwerewellen machen. Welche Wellen wirklich in der Atmosphäre vorkommen und welche spektrale Verteilung zu erwarten ist, lässt sich jedoch nicht vorhersagen. Über die Amplituden kann eine allgemeine Aussage gemacht werden, die sich auf die Energieerhaltung stützt. Da der Druck p und damit auch die Dichte ρ exponentiell mit der Höhe z abnehmen (siehe Gleichung 2.6), muss die Amplitude entsprechend ansteigen, damit die Energie der Welle ($\sim \rho$) gleichbleibt. Da die Energie einer Welle proportional zum Quadrat der Amplitude ist, wird eine Zunahme der Wellenamplitude $\hat{A}$ gemäß

$$\hat{A} \sim \exp \frac{z}{2H} \quad (2.27)$$

erwartet. Eine solche Höhenabhängigkeit wird allerdings nur dann beobachtet, wenn sich die Welle ungedämpft ausbreitet. Sobald Schwerewellen auf ihrem Weg nach oben Energie verlieren, ist diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt und die Amplitude wächst langsamer oder wird kleiner. Letzteres trifft zu, wenn es zum Brechen der Schwerewellen kommt. Der damit verbundene Energie- und Impulsverlust macht Schwerewellen zu einem sehr wichtigen Faktor für die Dynamik der Mesosphäre, da sie Energie und Impuls von unten nach oben in der Atmosphäre transportieren und die großräumige Zirkulationen antreiben.

Wird die Atmosphäre, wie mit einem Lidar-Instrument, an einem festen Ort über längere Zeit beobachtet, so lässt sich die vertikale Phasengeschwindigkeit $c_{ph,z}$ der Welle direkt an der zeitlichen Entwicklung des Temperaturprofils ablesen, indem die Geschwindigkeit gemessen wird, mit der sich ein Ort konstanter Phase (z. B. ein Temperaturmaximum) nach oben oder unten bewegt; unter der Annahme, dass der mittlere vertikale Wind vernachlässigt werden kann. Ist gleichzeitig die vertikale Wellenlänge bekannt, so lässt sich die beobachtete Periode $T_{beob.}$ bzw. Frequenz ω berechnen zu [z. B. *Gardner et al.*, 1989]:

$$T_{beob.} = \frac{\lambda_z}{c_{ph,z}} \quad \text{bzw.} \quad \omega = 2\pi \frac{c_{ph,z}}{\lambda_z} . \quad (2.28)$$

Bei einer Messung an einem festen Ort können aus den Messdaten direkt nur die vertikale Wellenlänge λ_z und die beobachtete Frequenz ω bestimmt werden. Schwerewellen pflanzen sich aber schräg in der Atmosphäre fort und die horizontale Wellenlänge ist um eine Größenordnung größer als die vertikale Wellenlänge. Zwischen vertikaler und horizontaler Wellenlänge gibt es eine einfache Beziehung [z. B. *Chanin und Hauchecorne*, 1981], die es ermöglicht, aus der gemessenen vertikalen Wellenlänge die horizontale Wellenlänge abzuschätzen zu:

$$\lambda_x \simeq \lambda_z \frac{N}{\omega} = \lambda_z \frac{T_{beob.}}{T_{BV}} , \quad (2.29)$$

wobei $T_{beob.}$ die beobachtete Periode der Welle ist und T_{BV} die Brunt-Väisälä Periode ist. Diese Beziehung folgt direkt aus Gleichung 2.25, indem eine große horizontale Wellenlänge λ_x angenommen wird (kleine Wellenzahl k_x).

Wenn zusätzlich zu der Temperatur- oder Dichtemessung noch Daten über das Wind vorliegen (z.B. aus einer Messung mit einem Radar, einer Radiosonde oder als Datensatz aus einem Modell), kann aus der beobachteten Frequenz ω , die noch durch die Doppler-Verschiebung aufgrund des mittleren Windes in der Atmosphäre beeinflusst wird, auch noch die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ der Schwerewelle bestimmt werden:

$$\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x = \omega - \bar{u} \frac{2\pi}{\lambda_x} . \quad (2.30)$$

Alle hier aufgeführten Gleichungen und Eigenschaften gelten streng mathematisch nur für den Fall, dass es sich um eine monochromatische Welle handelt, die sich ungestört in der Atmosphäre ausbreitet, insbesondere ohne mit anderen Wellen wechselzuwirken. Diese fehlende Wechselwirkung ist auch die Rechtfertigung für die im Abschnitt 2.2 angewandte Linearisierung. In der Atmosphäre dagegen ist praktisch immer eine Überlagerung vieler Wellen unterschiedlichster Zeit- und Längenskalen zu beobachten, die sich gleichzeitig ausbreiten und miteinander wechselwirken können. Eine genaue Behandlung dieses Problems ist aber in vielen Fällen nicht notwendig. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen in der Atmosphäre auftretenden Wellen findet sich in *Salby* [1996] und *Holton* [1990].

Eine Zusammenstellung von in der Atmosphäre gemessenen Werten für die hier vorgestellten Parameter von Schwerewellen, wie Wellenlängen, Phasengeschwindigkeit und Periode, findet sich in Tabelle 5.3 und wird in Abschnitt 5.4 näher erläutert.

2.2.4 Schwerewellen in der Atmosphäre

Nachdem bisher nur die Beobachtung und die Eigenschaften von Schwerewellen beschrieben wurden, soll in diesem Abschnitt etwas näher erörtert werden, wie Schwerewellen in der Atmosphäre entstehen und welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit sie sich ausbreiten können. Anschließend wird eine Übersicht über verschiedene Untersuchungen des Jahresgangs der Schwerewellenaktivität gegeben.

Eine wichtige Quelle für Wellenbewegungen in der Atmosphäre sind orographische Effekte, die sich aus der Topographie der Erdoberfläche ergeben. Strömt Luft zum Beispiel über eine Bergkette, wird sie angehoben. Hinter dem Gebirge sinkt die Luft wieder ab. Diese Wellenbewegung kann sich auch noch hinter dem Gebirge fortsetzen, wenn sie erst einmal angeregt wurde. Dann können sich sogenannte Lentikulariuswolken in fast äquidistantem Abstand [z. B. *Holton*, 1990, S. 284] von der Bergkette bilden. Aber auch nach oben ist eine vertikale Ausbreitung dieser Wellen möglich. Je nach Windgeschwindigkeit und Temperaturstruktur der

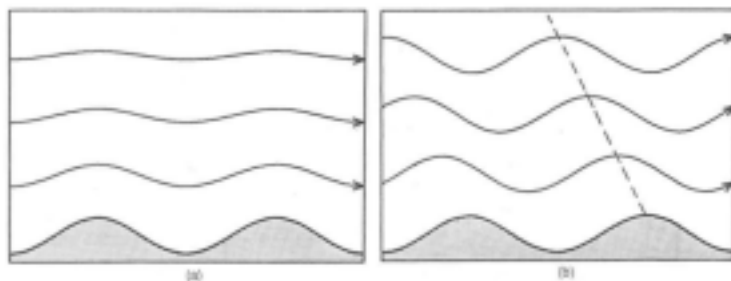


Abbildung 2.2: Anregung von Schwerewellen an einem Bergücken an der Erdoberfläche. Je nach Windgeschwindigkeit und Temperaturstruktur der Troposphäre erfolgt eine gedämpfte oder ungedämpfte Ausbreitung nach oben [aus *Holton*, 1990].

Troposphäre erfolgt eine gedämpfte oder ungedämpfte vertikale Ausbreitung. Eine solche Situation ist in Abbildung 2.2 dargestellt für die beiden Fälle von vertikaler Ausbreitung und Dämpfung.

In den nördlichen Breiten sind es vor allem die knapp 4000 m hohen Rocky Mountains, das rund 3000 m hohe grönländische Inlandeis sowie der knapp 9000 m hohe Himalaya, die zur Ausbildung von sogenannten planetaren

Wellen mit sehr großen horizontalen Wellenlängen führen. Schwerewellen mit horizontalen Wellenlängen von einigen hundert Kilometern werden auch an kleineren Bergkämmen angeregt, so zum Beispiel am skandinavischen Bergrücken. Die ALOMAR-Forschungsstation liegt zwar westlich des skandinavischen Bergrückens und damit in Hauptströmungsrichtung noch vor der Erhebung, aber bei der vertikalen Ausbreitung kann es zu einer stromaufwärts geneigten Phasenlage kommen (siehe die gestrichelte Gerade in Abbildung 2.2), so dass in der Strato- und Mesosphäre auch Wellen zu beobachten sind, die am Boden weiter stromabwärts angeregt wurden.

Schwerewellen können aber auch an Wetterfronten angeregt werden, wenn sich dort Luftmassen sehr unterschiedlicher Temperatur treffen und es zu starker Konvektionstätigkeit kommt. Diese Konvektionszellen können dann ebenfalls zum Hindernis für die Windströmung werden und zur Anregung von Schwerewellen führen.

Wie in Abbildung 2.2 werden zwei Fälle unterschieden, nämlich gedämpfte oder ungedämpfte vertikale Wellenausbreitung. Eine genauere Abhandlung der Ausbreitung von Schwerewellen in einem inhomogenen Medium findet sich in *Salby* [1996]. Einige einfache Bedingungen sollen hier wiedergegeben werden. Aus der Dispersionsrelation für Schwerewellen (Gleichung 2.23 bzw. 2.24 und Abbildung 2.1) wurde schon ersichtlich, dass es zu einer Dämpfung mit steigender Höhe kommt, wenn das Quadrat der vertikalen Wellenlänge k_z

negativ ist. Außerdem gilt, dass sich Schwerewellen mit kleiner horizontaler Wellenlänge λ_x weniger gut nach oben ausbreiten als solche mit großer horizontaler Wellenlänge. Wird eine Schwerewelle in der Atmosphäre gedämpft ($k_z^2 < 0$), kommt es weiterhin zu einer teilweisen Reflektion der Welle. Eine nach oben sich ausbreitende Welle erfährt an einer solchen Schicht eine Umkehrung und wird teilweise nach unten propagieren.

Eine zusätzliche Bedingung für die vertikale Auslenkung folgt aus Gleichung 2.30 für die intrinsische Frequenz $\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x$. Je nach Wellenzahl und Windprofil kann es dazu kommen, dass die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ null wird. Dies führt dazu, dass die vertikale Wellenlänge λ_z ebenfalls verschwindet. Die Höhe, in der dies passiert, wird als „kritische Höhe“ (*engl.* critical level) bezeichnet. Dort kommt es zu einer Absorption der Schwerewelle, dem sogenannten „critical level filtering“.

Die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen wird ebenfalls durch das Brechen der Welle begrenzt. Zum Brechen der Schwerewellen kommt es, wenn die Amplitude der Welle zu groß wird. Dabei wird unter dem Brechen einer Welle der Übergang von einer geordneten Wellenbewegung in eine turbulente Strömung verstanden. Aus Gleichung 2.10 ergibt sich als Bedingung für das Auftreten von Auftriebsschwingungen, dass das Quadrat der Brunt–Väisälä Frequenz positiv sein muss. Daraus folgt für den Temperaturgradienten:

$$\frac{dT}{dz} \geq -\frac{g}{cp} = -9.8 \frac{K}{km} . \quad (2.31)$$

Nimmt die Temperatur mit der Höhe schneller ab, so liegt eine instabile Schichtung vor und die Welle bricht ebenfalls, das heißt, die Energie geht von der Wellenbewegung in Turbulenz über, wodurch die Amplitude der Wellenbewegung abnimmt. Aus einem gemessenen mittleren Temperaturprofil lässt sich also sofort ableiten, in welcher Höhe eine Welle brechen wird. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die von der Welle hervorgerufenen Temperaturschwankungen auch dazu führen können, dass lokal der Temperaturgradient größer als dieser Grenzwert wird und die Welle deshalb bricht. In *Fritts* [1984] findet sich eine ausführliche Übersicht über das Brechen von Wellen und wie dies mathematisch beschrieben werden kann.

Jahresgang der Schwerewellenaktivität

Da die Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen je nach Jahreszeit und geographischer Breite sehr unterschiedlich sind, soll im Folgenden ein kurzer Überblick über einige Untersuchungen der jahreszeitlichen Variation der Schwerewellenaktivität gegeben werden. In einer von *Hirota* [1986] aufgestellten Klimatologie für die Schwerewellenaktivität in der Mittleren Atmosphäre wird in einem Höhenbereich von 20–65 km aus den Daten einer Station auf 77° Nord in Thule auf Grönland ein deutlicher Jahresgang abgeleitet, der im Winter ein Maximum und im Sommer ein Minimum aufweist. Die Wellenamplituden sind im Winter etwas mehr als doppelt so groß wie im Sommer. Von anderen Messstationen in niedrigeren Breiten wird dagegen in derselben Untersuchung kein ausgeprägter Jahresgang beobachtet. Gleichzeitig wird von einer großen Variabilität zwischen aufeinander folgenden Tagen berichtet.

Shibata et al. [1986] berichten dagegen für eine Station in Fukuoka in Japan auf 33° Nord im Höhenbereich von 30–65 km über eine halbjährliche Variation mit Minima der Schwerewellenaktivität im April und September. Die schon von *Hirota* [1986] berichtete große tägliche Variabilität wird bestätigt. *Chanin und Hauchecorne* [1981] beschreiben für Messungen am OHP¹ in Frankreich auf 44° Nord im Höhenbereich 30–80 km ebenso keine jahreszeitliche Variation wie *Gardner et al.* [1989] für Messungen in Urbana, Illinois in den USA auf 40° Nord

¹OHP = Observatoire de Haute Provence

und den Höhenbereich 35–50 km. Auch in Windmessungen am OHP mit einem Doppler-Lidar im Höhenbereich 13–40 km beobachten *Hertzog et al.* [2001] keine jahreszeitliche Variation der Schwerewellenaktivität, dagegen ist auch in diesen Daten eine starke Variabilität auf Zeitskalen von weniger als einem Monat zu beobachten.

Aus all diesen Arbeiten ergibt sich also ein geteiltes Bild, mit einem deutlich ausgeprägten Jahresgang in hohen Breiten und nur geringen jahreszeitlichen Variationen in mittleren Breiten. Außerdem wird in allen Untersuchungen von einer starken Variabilität der Schwerewellenaktivität innerhalb kürzerer Zeiträume berichtet.

2.3 Streuung von Licht

Das Signal eines Lidar-Instruments entsteht durch Rückwärtsstreuung des ausgesendeten Lichts (Streuwinkel 180°). Je nach Größe des Streuzentrums (Atom, Molekül, Cluster, Eisteilchen), Wellenlänge des Lichts und ob das Licht mit der gleichen Wellenlänge empfangen wird, mit der es ausgesendet wurde, sind dafür verschiedene Streuprozesse verantwortlich. Da es verschiedene Typen von Lidar-Instrumenten gibt (siehe Abschnitt 3.5.1), soll hier eine Übersicht über eine Reihe verschiedener Streuprozesse gegeben werden, die alle bei Lidar-Instrumenten zur Verwendung kommen. Dazu wird im Folgenden die Notation nach *Young* [1981] verwendet.

Rayleigh Streuung:

Nach *Young* [1981] bezeichnet der Begriff „Rayleigh-Streuung“ die Summe von zentraler Cabannes-Linie und den Rotations-Raman Linien (siehe unten). Rayleigh-Streuung tritt auf, wenn die Größe des streuenden Partikels deutlich kleiner als die Wellenlänge des einfallenden Lichts ist. Der Wirkungsquerschnitt σ ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge,

$$\sigma \sim \frac{1}{\lambda^4} ,$$

das heißt, je kleiner die Wellenlänge ist, umso effektiver wird die Rayleigh-Streuung. Blaues Licht wird also um ein Vielfaches stärker gestreut als rotes Licht (das ist auch die Erklärung dafür, dass der Himmel eine blaue Farbe hat und die Abend- und Morgensonne rötlich erscheint). Der Wirkungsquerschnitt ist schwach winkelabhängig mit kleinen Maxima für Vorwärts- und Rückwärtsstreuung.

Cabannes-Linie:

Sie ergibt sich, wenn ein Elektron des Streuzentrums (Atom oder Molekül) durch das einfallende Photon aus seinem Energieniveau in ein höherliegendes virtuelles Niveau gehoben wird. Von dort relaxiert es nach kurzer Zeit wieder in den Ausgangszustand unter Aussendung eines Photons, das die gleiche Wellenlänge hat wie das vorher absorbierte. Die Cabannes-Linie hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt und macht den größten Teil des Signals eines RMR-Lidars aus.

Rotations-Raman Streuung:

Hierbei relaxiert das Elektron nicht in den Zustand, aus dem es angehoben wurde, sondern in einen Zustand mit anderer Rotations-Quantenzahl j . Liegt der neue Zustand höher als der frühere, so ist die Wellenlänge des ausgesandten Photons größer als die des einfallenden Photons und seine Energie ist niedriger. In diesem Fall handelt es sich um eine sogenannte Stokes-Linie. Liegt der neue Zustand tiefer, ist die Wellenlänge des ausgesandten Photons kleiner, die Energie entsprechend größer und es handelt sich

um eine Anti-Stokes-Linie. Die typische Verschiebung in der Wellenlänge liegt in der Größenordnung von 1 nm und der Wirkungsquerschnitt ist um einen Faktor 10^4 kleiner als der der Cabannes-Linie.

Vibrations-Raman Streuung

tritt auf, wenn sich die Energien des einfallenden und des abgestrahlten Photons um ein Vibrationsquant unterscheiden. Die Wellenlängenverschiebung liegt für O_2 bzw. N_2 unter Atmosphärenbedingungen bei 50–100 nm (für einfallendes grünes Licht der Wellenlänge 532 nm) und der Wirkungsquerschnitt ist um etwa drei Größenordnungen kleiner als der der Cabannes-Linie.

Resonanz-Streuung:

Wird ein Elektron durch das einfallende Photon auf ein reelles Niveau angeregt und relaxiert wieder in den Ausgangszustand, so handelt es sich um resonante Streuung. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist um viele Größenordnungen höher als für die Cabannes-Linie, bei der das Elektron auf ein virtuelles Niveau angeregt wird.

Aerosol-Streuung (Mie-Streuung):

Dieser Begriff wird verwendet, wenn die Streuung an Aerosolen in der Atmosphäre stattfindet. Aerosole sind eine Suspension fester oder flüssiger Teilchen in der Atmosphäre, deren Größe zwischen $10^{-4} \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ liegt und die keine Atome oder Moleküle sind. Bei diesem Streuprozess ändert sich die Wellenlänge des Lichts nicht. Die Größe sowie Winkelverteilung des Streuquerschnitt ist sehr stark von Teilchengröße und Teilchenform abhängig [z. B. *Baumgarten*, 2001]. Er kann numerisch berechnet werden, wenn Annahmen über diese beiden Größen gemacht werden. Für den Spezialfall großer sphärischer Teilchen, deren Größe d im Bereich der Wellenlänge λ des gestreuten Lichts oder darüber liegt ($d \geq \lambda$), wird von Mie-Streuung gesprochen. Für andere Teilchenformen gibt es keine einheitliche Bezeichnung.

Kapitel 3

Lidar-Instrument und Auswertemethoden

3.1 Das Lidar-Prinzip

Das Akronym „Lidar“ ist eine Abkürzung, die das Messprinzip des Instruments beschreibt. Lidar steht für **L**ight **D**etection and **R**anging und beschreibt, auf welche Weise dieses Instrument Messdaten gewinnt. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung eines Lidar-Instruments. Ähnlich wie bei einem Radar, das jedoch mit Radiowellen arbeitet, sendet

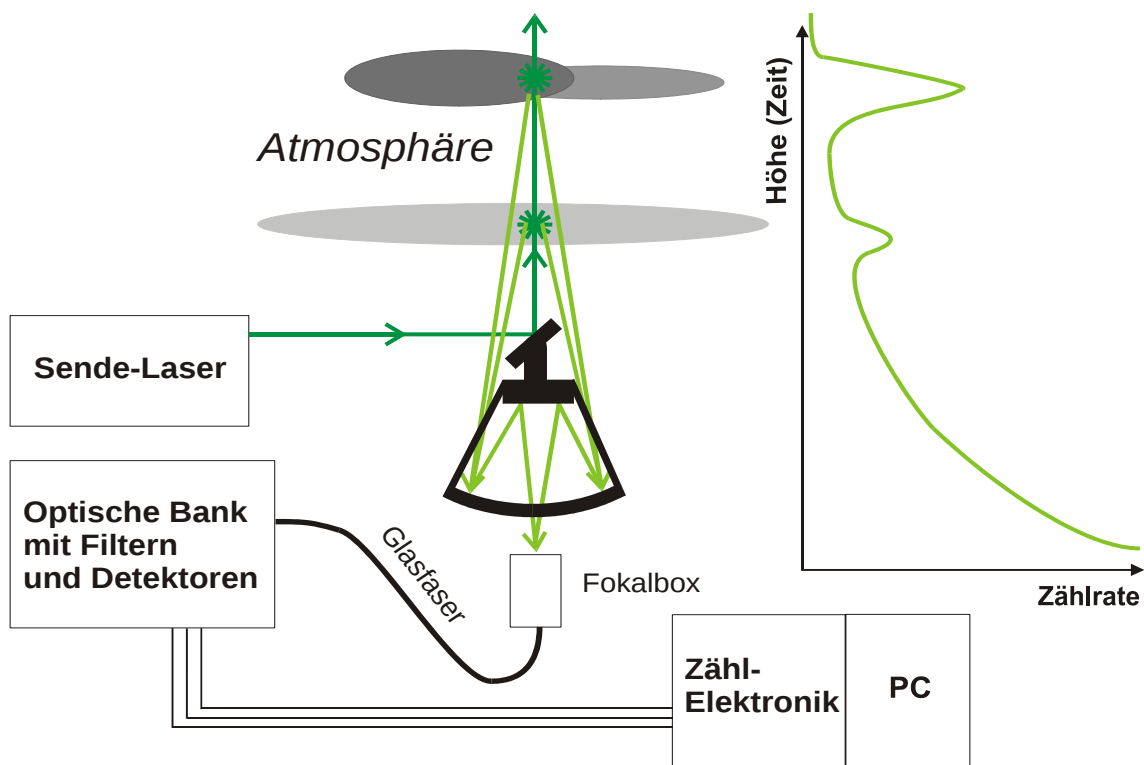


Abbildung 3.1: Schemazeichnung der Funktionsweise eines Lidar-Instruments mit Sende-Laser, Teleskop-Empfangssystem, Detektoren, Auswertelektronik und einem Rohdatenprofil

beim Lidar-Instrument ein Laser kurze Lichtpulse aus (Pulslänge ca. 10 ns bzw. 3 m), die über Spiegel in die Atmosphäre abgestrahlt werden. Das ausgesendete Licht wird an Molekülen und Teilchen (z. B. Wolkenpartikeln) gestreut, wobei verschiedene Streumechanismen eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 2.3). Das unter einem Streuwinkel von 180° gestreute Licht wird mit einem Teleskop aufgefangen und durch eine Glasfaser zur sogenannten optischen Bank geführt. Dort wird das Licht nach Wellenlängen aufgespalten und gefiltert um den störenden Hintergrund (hauptsächlich Sonnenlicht) zu unterdrücken. Als Detektoren kommen Photomultiplier und Photodioden zum Einsatz, die so empfindlich sind, dass einzelne Photonen gezählt werden können. Dies ist notwendig, da die Streuquerschnitte sehr klein sind; der größte Teil des ausgesendeten Laserlichts durchdringt die Atmosphäre ohne nennenswert gestreut zu werden. Deshalb muss ein möglichst starker Laser eingesetzt werden, damit der Laserpuls eine hohe Energie (viele Photonen) hat. Auch wird eine große Empfangsfläche benötigt, damit möglichst viele der rückgestreuten Photonen nachgewiesen werden können. Das Signal der Detektoren wird dann elektronisch gezählt und von einem Computer ausgelesen und abgespeichert. Alle weitere Datenverarbeitung wird später offline gemacht. Dabei sind noch einige Eigenschaften des Systems und der Detektoren zu beachten, wie in Abschnitt 3.4 noch ausführlicher beschrieben wird. Abbildung 3.1 enthält neben der Darstellung des Lidar-Instruments auch ein idealisiertes Rohdatenprofil, das einerseits den exponentiellen Abfall der Luftdichte mit der Höhe wiedergibt, andererseits Maxima in der Höhe der Wolkenschichten aufweist, da die Wolkenteilchen einen größeren Rückstreuoeffizienten haben als die Luftmoleküle.

Ein Lidar-Instrument wird gemäß den verschiedenen Aufgaben in drei Bereiche gegliedert: Sendezweig, Empfangszweig und Nachweiszweig. Der Sendezweig umfasst den Sende-Laser und die Auskoppelspiegel, die den Laserstrahl in die Atmosphäre leiten. Der Empfangszweig besteht aus dem Teleskop mit der Fokalbox, in der das Licht in die Glasfaser eingekoppelt wird, und der Glasfaser selber. Die Komponenten auf der optischen Bank bilden zusammen mit der Zähl Elektronik den Nachweiszweig.

Die Zähl Elektronik wertet nicht nur die Intensität der rückgestreuten Strahlung aus, sondern auch die Zeit, die seit der Aussendung des Laserpuls vergangen ist. Aus ihr lässt sich über die Laufzeit die Höhe berechnen, in der das Photon gestreut wurde, da dieses die Strecke vom Laser zum Streuzentrum und zurück zum Detektor durchlaufen muss. Beim ALOMAR RMR-Lidar wird ein Zeitraster von $1 \mu\text{s}$ verwendet, was einer Höhenauflösung von 150 m entspricht.

Ein wichtiger Anteil des Signals eines Lidar-Instruments wird durch Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen verursacht. Dadurch kann ein Dichteprofil der Atmosphäre gemessen werden. Der Hauptanteil davon stammt von der Cabannes-Linie (siehe Abschnitt 2.3) und ist proportional zu r^6 , wobei r der Radius des streuenden Teilchens ist. Das führt dazu, dass Teilchen mit sehr kleinem Radius nur dann nennenswert zum Signal beitragen, wenn sehr viele von ihnen vorhanden sind, wie dies bei den Luftmolekülen der Fall ist. Bei Eisteilchen, deren Anzahl dichte um viele Größenordnungen kleiner ist, ergibt sich deshalb eine untere Grenze für den Radius der mit einem Lidar-Instrument beobachtbaren Teilchen von einigen 10 nm.

Der Signaluntergrund hängt nicht von der Ausgangsleistung des Lasers ab. Allerdings lässt sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessern, indem die Energiedichte im Laserpuls durch eine größere Ausgangsleistung des Sende-Lasers erhöht wird. Der Untergrund kann durch eine Verkleinerung des Gesichtsfelds des Teleskops vermindert werden. Je kleiner der Himmelsausschnitt ist, den das Teleskop erfasst, desto geringer ist das Untergrundsignal durch die solaren Photonen. Allerdings muss dabei stets gewährleistet werden, dass der Laserstrahl vollständig im Gesichtsfeld des Teleskops verläuft, da sonst ein höhenabhängiger

Fehler entsteht. Beim ALOMAR RMR-Lidar wird dies durch eine Strahlaufweitung, die die Divergenz des Laserstrahls verringert, und eine automatische Strahlstabilisierung erreicht [siehe *Wagner*, 2000].

Je nachdem, welche Höhenregion und welche Prozesse untersucht werden sollen, unterscheiden sich die Anforderungen und Spezifikationen, die an ein Lidar-System gestellt werden. Für das ALOMAR RMR-Lidar werden diese Anforderungen und die daraus resultierenden Besonderheiten in Abschnitt 3.3 im Einzelnen aufgeführt.

3.2 Die Lidar-Gleichung

Um das Signal eines Lidar-Instruments auswerten zu können wird für das Gesamtsystem Laser-Atmosphäre-Teleskop-Detektor eine sogenannte Lidar-Gleichung aufgestellt, die beschreibt, welche physikalischen Größen und Prozesse das empfangene Signal beeinflussen. In einer einfachen Form lautet diese:

$$I(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z) = C(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z) \cdot \frac{\beta(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)}{z^2} \cdot \mathcal{T}^{\uparrow}(\lambda^{\uparrow}, z) \cdot \mathcal{T}^{\downarrow}(\lambda^{\downarrow}, z) + I_{\text{Untergrund}} \quad (3.1)$$

Dabei haben die einzelnen Parameter folgende physikalische Bedeutung:

- $I(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$ ist das Signal, das vom Computer in Abhängigkeit der Höhe z aufgezeichnet wird. Die Lidar-Gleichung beschreibt, wie dieses Signal zustandekommt und von welchen Parametern es abhängt.
- $C(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$ steht für die Gerätekonstante, welche die Eigenschaften im Sende-, Empfangs- und Nachweiszweig charakterisiert. Im Sendezweig sind die Ausgangsleistung des Lasers und die Reflektivität der Auskoppelspiegel zu beachten. Die effektive Empfangsfläche und die geometrischen Verhältnisse im Teleskop sowie der Überlapp zwischen Laserstrahl und Gesichtsfeld des Teleskops sind wichtige Parameter im Empfangszweig. Dabei können ein unvollständiger Überlapp und die geometrischen Verhältnisse im Teleskop zu einer Höhenabhängigkeit der Gerätekonstanten führen. Transmissions- und Reflektionswerte von Spiegeln und Linsen im Nachweiszweig sowie die Quanteneffizienz der Detektoren sind typischerweise wellenlängenabhängig und müssen bei der Auswertung des Signals berücksichtigt werden.
- $\beta(\lambda^{\uparrow\downarrow}, z)$ Der Volumen-Rückstreuoeffizient stellt die eigentliche Messgröße dar, in die insbesondere die Luftdichte eingeht, die letztlich mit dem Lidar-Instrument gemessen werden soll. Er kann je nach Streuprozess sehr unterschiedliche Werte annehmen (siehe Abschnitt 2.3).
- $1/z^2$ Ein geometrischer Faktor, der sich aus der Tatsache ergibt, dass das Teleskop des Lidar-Instruments nur einen kleinen Teil des in der Atmosphäre gestreuten Lichts auffangen kann. Dabei nimmt der Raumwinkel, den die Teleskopfläche ausmacht, mit dem Quadrat der Höhe ab.
- $\mathcal{T}^{\uparrow}(\lambda^{\uparrow}, z)$ ist die Transmission zwischen dem Auskoppelspiegel und der Höhe z . Das Licht wird nicht nur in einer bestimmten Höhe durch Streuung in der Atmosphäre beeinflusst, sondern es kommt auch auf dem Weg dorthin zu Transmissionsverlusten durch Extinktion in der Luft und – je nach Wellenlänge und Höhenintervall – auch durch Aerosole und die Ozonschicht. Wie die Korrektur im Einzelnen durchgeführt wird, ist unterschiedlich. In dieser Arbeit werden die Transmissionsverluste in der Atmosphäre anhand von Standardprofilen der Luftdichte und der Ozonkonzentration berücksichtigt.

- $\mathcal{T}^\downarrow(\lambda^\downarrow, z)$ Auf dem Weg vom Streuzentrum zurück zum Teleskop des Lidar-Instruments treten ebenfalls Verluste durch Extinktion auf, die berücksichtigt werden müssen. Da eingestrahktes und rückgestreutes Licht nicht unbedingt die gleiche Wellenlänge haben, können sich für beide Richtungen unterschiedliche Werte für die Transmissionsverluste ergeben.
- $I_{\text{Untergrund}}$ Schließlich muss noch der Untergrund berücksichtigt werden, der teils von der Zähl elektronik im Nachweiszweig und teils durch das in der Atmosphäre gestreute Sonnenlicht entsteht und höhenunabhängig ist.

3.3 Technische Daten des ALOMAR RMR-Lidars

Die technischen Daten des ALOMAR RMR-Lidars sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Sie ergeben sich aus den Eigenschaften, die beim Aufbau des Systems von den beteiligten Instituten gefordert wurden:

- Das Lidar-Instrument soll über einen möglichst großen Höhenbereich in der Atmosphäre Messungen durchführen. Deshalb wird ein starker Laser und ein großes Teleskop benötigt, damit auch aus Höhen bis 95 km noch ein Signal empfangen werden kann. Um ab 15 km messen zu können wird der Laserstrahl coaxial zum Gesichtsfeld des Teleskops abgestrahlt; so werden Probleme durch unvollständige Überlappung von Laserstrahl und Gesichtsfeld des Teleskops in niedrigen Höhen vermieden.
- Obwohl der ausgesandte Laserpuls ca. 10^{18} Photonen enthält, werden nur sehr wenige davon (je nach Höhenintervall einige 100 bis 1000) in Rückwärtsrichtung gestreut und von den Teleskopen aufgefangen. Um trotz des kleinen Wirkungsquerschnitts das rückgestreute Licht nachweisen zu können müssen sehr empfindliche Detektoren zum Einsatz kommen. Benutzt werden Photomultiplier (PMTs) im Photonen Zählmodus und seit einiger Zeit auch Avalanche-Photodioden (APDs), die für bestimmte Wellenlängen eine höhere Quanteneffizienz als Photomultiplier besitzen.
- Der statistische Fehler in den Dichteprofilen soll möglichst klein sein. Um dies zu erreichen muss über viele Laserpulse summiert werden. Diese Summation geschieht zum einen direkt in der Zähl elektronik, die über jeweils 250 Pulse summiert, zum anderen auf dem Computer, der die Elektronik 20 Mal ausliest und die Rohdaten summiert, ehe sie abgespeichert werden. Jeder so abgespeicherte Rohdatensatz ist also über 5000 Pulse summiert. Daraus ergibt sich bei einer Puls-Frequenz von 30 Hz, dass jedes Einzelprofil eine Mittelung über knapp drei Minuten darstellt.
- Um nur die Dichte zu messen und daraus die Temperatur zu berechnen würde ein Lidar-System ausreichen, das nur eine Wellenlänge benutzt. Wenn weitere Aussagen über die streuenden Teilchen gemacht werden sollen, wie zum Beispiel Größe und Größenverteilung der Teilchen in einer NLC oder einer PSC, so müssen die Rückstreuintensitäten auf mehreren Wellenlängen gemessen werden. Der Laser des ALOMAR RMR-Lidars emittiert deshalb Licht der Wellenlängen 1064 nm (IR), 532 nm (VIS) und 355 nm (UV). Der Einfluss von Aerosolen in der unteren Stratosphäre auf das Lidar-Signal lässt sich minimieren, indem auch noch Licht auf der Wellenlänge 387 nm detektiert wird, das aus der Vibrations-Raman Streuung von Licht mit 355 nm Wellenlänge an N_2 Molekülen stammt. Das Signal auf dieser Wellenlänge repräsentiert daher die Luftdichte, da die eventuell vorhandenen Aerosole zwar das ausgesendete Licht streuen, aber kein Signal

Das Sendesystem			
Laser:			
2x	Power-Laser (Spectra Physics GCR-6-30)	Über Seeder-Laser spektral stabilisiert und aktive Regelung zur Stabilisierung der Strahlrichtung. Pulsrate: je 30.3 Hz (versetzt)	
1x	Seeder-Laser (Lightwave 140) 1064 nm, 532 nm	Stabilisiert auf Jod-Absorptionslinie bei 532.132 nm	Spektrale Stabilität: $\Delta\lambda < 10 \text{ fm}$ bzw. $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-8}$
abgestrahlte Wellenlängen:			
Grundwellenlänge		1064 nm (IR)	cw [†] -Leistung: 11 W
Frequenzverdoppelte von 1064 nm		532 nm (VIS)	11 W
Frequenzverdreifachte von 1064 nm		355 nm (UV)	6,5 W
Alle Wellenlängen werden koaxial in einem Strahl ausgesendet.		Strahlparameter (nach Aufweitung): Strahldurchmesser 20 cm (Gauß-Profil) Restdivergenz $< 100 \mu\text{rad}$ Richtungsstabilität $< 1 \mu\text{rad}$	
Das Empfangssystem			
2x	Teleskop	Cassegrain-Ausführung	f = 8.345 m
	Primärspiegel (beschichtet)	Durchmesser Gewicht	1.80 m (sphärisch) 1450 kg (Al-Substrat)
	Sekundärspiegel (beschichtet)	Durchmesser Gewicht	0.50 m asphärisch 60 kg (Al-Substrat)
Jedes Teleskop ist bis 30° aus der Vertikalen schwenkbar.			
Der Nachweiszweig			
Chopper zum Schutz der Detektoren vor Überlastung, Faser-Selektor zum Betrieb mit zwei Teleskopen. Filterung erfolgt mit Interferenzfiltern und Etalons.			
Empfangskanäle: (10 für Rückstreuraten, 24 für Windmessung)			
APD		1064 nm*(IR)	Rayleigh- und Aerosol-Streuung
DH,DM,DL		532 nm [‡] (VIS)	Rayleigh- und Aerosol-Streuung
AH,AL		355 nm [‡] (UV)	Rayleigh- und Aerosol-Streuung
TR1,		529.4 nm, [‡]	Rotations-Raman
TR2		530.1 nm [‡]	Streuung (zu 532 nm)
AU,		387 nm (zu 355 nm) [‡]	Vibrations-Raman
DS		608 nm (zu 532 nm) [‡]	Streuung
DWTS		24 Kanäle zur Windmessung anhand der Dopplerver- schiebung der Cabannes-Linie des ausgesendeten Signals [§]	
Weitere technische Daten			
Anzahl Computer		ca. 10 Computer steuern das System	
Betrieb:		Ein Operator genügt um das gesamte System zu bedienen. Im Messbetrieb läuft fast alles automatisch.	

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der technischen Daten des ALOMAR RMR-Lidars. Eine detailliertere Tabelle findet sich in *Baumgarten* [2001].

[†] cw = **c**ontinuous **w**ave, Dauerstrich-Leistung

* Nachweis mit Avalanche-Photodiode.

[‡] Nachweis mit Photomultiplier.

[§] Ring-Anode-Image-Plane-Detector [siehe *Rees et al.*, 1999]

- auf dieser Wellenlänge liefern. Eine andere Methode benutzt die beiden Rotations-Raman Kanäle des Detektorsystems um die Temperatur unterhalb von 30 km zu bestimmen [z. B. *Nedeljkovic et al.*, 1993].
- Eine zusätzliche Aussage über die Form der streuenden Teilchen ist durch Analyse der Polarisierung des rückgestreuten Lichts möglich. Bei der Streuung an sphärischen Teilchen bleibt die Polarisationsrichtung des Lichts unverändert, während Streuung an asphärischen Teilchen dazu führt, dass ein Teil des rückgestreuten Lichts eine Veränderung der Polarisationsrichtung aufweist. Die Polarisationsanalyse muss noch vor der Einkopplung des empfangenen Lichts in die Glasfaser, die zu den Detektoren führt, erfolgen, weil die Glasfaser die Polarisationssebene des transmittierten Lichts verändert. In *Baumgarten* [1997] und *Baumgarten* [2001] wird das dazu benutzte Verfahren ausführlich beschrieben und auf verschiedene Messungen angewandt.
- Das Instrument soll es ermöglichen, auch bei Tageslicht Beobachtungen durchführen zu können. Eine solche Tageslichtfähigkeit ist nötig, damit auch im Sommer mit dem Lidar-Instrument gemessen werden kann, wenn die Sonne in Nord-Norwegen für zwei Monate nicht untergeht. Dies bedingt, dass vor den Detektoren sehr schmalbandige Filter angeordnet sein müssen, die möglichst viel des störenden Sonnenuntergrunds unterdrücken. Beim ALOMAR RMR-Lidar werden dazu Interferenzfilter und ein einfaches Etalon für den IR-Kanal sowie Doppeletalons für den VIS- und UV-Kanal benutzt.
- Das System soll unter Ausnutzung des Doppler-Effekts bei der Streuung Winde messen können [z. B. *Rees et al.*, 1999]. Um die Doppler-Verschiebung messen zu können muss der Sende-Laser eine sehr genau bekannte Wellenlänge haben. Dazu wird ein externer Seeder-Laser eingesetzt, der über Absorptions-Spektroskopie an einer Jod-Zelle stabilisiert wird. Das Licht des Seeder-Lasers wird dann in die Power-Laser eingekoppelt, die so ebenfalls eine hohe Wellenlängenstabilität besitzen (*Fiedler und von Cossart* [1999] enthält eine genaue Beschreibung des Sendesystems des RMR-Lidars). Um beide Komponenten des Windfeldes messen zu können werden zwei identische Systeme gebraucht, die gleichzeitig messen. Da die vertikale Windgeschwindigkeit um einige Größenordnungen kleiner ist als die horizontale Windgeschwindigkeit, kann letztere aus zwei Messungen bestimmt werden, wenn beide in unterschiedlicher Richtung erfolgen und die vertikale Windgeschwindigkeit vernachlässigt wird. Deshalb besteht das ALOMAR RMR-Lidar aus zwei praktisch identischen Systemen, mit denen gleichzeitig gemessen werden kann und die bis zu 30° aus der Vertikalen geschwenkt werden können. Es gibt zwei Teleskope und zwei Sende-Laser, die versetzt getaktet sind, damit das Signal beider Teleskope mit nur einer optischen Bank nachgewiesen werden kann.
- Aussagen über klimatologische Trends können nur dann getroffen werden, wenn viele Messdaten über einen langen Zeitraum vorliegen. Das erfordert eine große Anstrengung auf der technischen Seite, damit alle Teile des Systems über Monate hinweg zuverlässig arbeiten. Ein hoher Automatisierungsgrad [siehe *Fiedler und von Cossart*, 1999] hilft dabei, diese Zuverlässigkeit zu gewährleisten.

Eine ausführliche Beschreibung des ALOMAR RMR-Lidars, seiner Leistungsdaten und der damit durchgeführten Untersuchungen findet sich in *von Zahn et al.* [2000], das Sendesystem wird auch in *Fiedler und von Cossart* [1999] beschrieben, der Empfangszweig mit den Teleskopen in *Baumgarten* [2001].

3.4 Rohdaten-Korrektur

Die von der Datenaufnahmeelektronik abgespeicherten Profile der Zählrate sind Rohdaten, die noch systembedingte Fehler und Anteile enthalten. Folgende Korrekturen müssen mit den Rohdaten durchgeführt werden, ehe die Zählratenprofile wirklich ein relatives Dichteprofil angeben.

Zuerst muss ein Ausgleich für die Beobachtungsgeometrie durchgeführt werden. Ein Lidar-Instrument beobachtet das unter einem Winkel von 180° gestreute Licht. Die Stärke des Signals hängt von der Fläche des Teleskops ab; insbesondere davon, welchen Raumwinkel das Teleskop einnimmt. Dieser wird mit steigender Entfernung zwischen Teleskop und Streuzentrum immer kleiner (proportional zum Quadrat des Abstands). Um dies zu kompensieren, wird das Signal mit einem Faktor $(z - z_0)^2$ multipliziert, wobei z die Höhe des Streuzentrums ist und z_0 die Höhe des Teleskops.

Auch wenn durch Filter ein Großteil des in der Atmosphäre gestreuten Sonnenlichts abgeblockt wird, führt es zu einem Untergrund im Zählratenprofil, der abgezogen werden muss. Dazu wird oberhalb von 115 km, wo das Signal nur noch aus dem Untergrund besteht, ein Polynom angepasst, das dann nach unten extrapoliert wird. Das Polynom stellt den Hintergrund dar und wird von den Daten abgezogen.

Wenn ein Photomultiplier ein Elektron nachgewiesen hat, braucht er eine kurze Zeit, ehe er das nächste Photon nachweisen kann. Kommt dieses vor Ablauf dieser sogenannten Totzeit, so wird es nicht gezählt. Mit einigen statistischen Annahmen lässt sich die dadurch hervorgerufene Verminderung der Zählrate korrigieren. Details hierzu finden sich in *Hübner* [1998].

3.5 Temperaturmessungen mit einem Lidar-Instrument

Wie in den beiden vorherigen Abschnitten gezeigt wurde, misst ein Lidar-Instrument grundsätzlich zunächst ein Höhenprofil des Rückstreuoeffizienten β , der proportional zur Dichte ist. Um daraus Temperaturprofile zu berechnen gibt es mehrere, sehr unterschiedliche Verfahren, die im Folgenden vorgestellt werden sollen.

3.5.1 Verfahren zur Temperaturmessung mit einem Lidar-Instrument

Je nach Typ des Lidar-Instruments und dem zu untersuchenden Höhenbereich gibt es drei wichtige Verfahren:

Rayleigh-Streuung

Bei diesem Verfahren wird aus dem mit einem Rayleigh-Lidar gemessenen relativen Dichteprofil das zugehörige Temperaturprofil berechnet (siehe Abschnitt 3.5.2. Diese Methode funktioniert allerdings nur, wenn das Rückstreuungssignal ausschließlich durch Luftmoleküle erzeugt und nicht durch andere Streuzentren (z. B. Aerosole, Staub, Ozon) beeinflusst wird. Diese Methode wird im nächsten Abschnitt ausführlich erläutert, da sie die Grundlage aller Analysen ist, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Rotations-Raman Streuung

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde, führt die Rotations-Raman Streuung zu einer Vielzahl von Linien, die leicht gegenüber der eingestrahlten Wellenlänge verschoben sind. Die Form der Einhüllenden aller Linien ist temperaturabhängig. Aus dem Verhältnis der Intensitäten der Einhüllenden bei zwei verschiedenen Wellenlängen kann

die Temperatur berechnet werden [z. B. *Nedeljkovic et al.*, 1993]. Der große Vorteil dieser Methode liegt darin, dass sie auch bei Anwesenheit von Aerosolen angewendet werden kann, da das Rotations-Raman Signal nur von den Luftmolekülen stammt. Ein Nachteil ist, dass der Wirkungsquerschnitt deutlich kleiner als der anderer Streumechanismen (z. B. Rayleigh-Streuung) ist, so dass sich diese Methode nur im unteren Teil der Atmosphäre anwenden lässt, wo die Dichte noch relativ hoch und das Lidar-Signal entsprechend groß ist.

Resonanz-Streuung (Metall-Lidar)

Bei dieser Methode, die sich auf viele verschiedene Metalle bzw. Metallionen anwenden lässt, die in der Atmosphäre vorkommen (z.B. Na, K, Fe, Ca, Ca^+ , ...), wird die Linienbreite einer bestimmten Linie des entsprechenden Elements bzw. Ions gemessen. Die Linienbreite ist über die Dopplerverbreiterung ebenfalls eine Funktion der Temperatur und kann benutzt werden um in der Atmosphäre Temperaturen zu messen. Nähere Erläuterungen hierzu finden sich für Natrium zum Beispiel in *Fricke und von Zahn* [1985] und für Kalium in *von Zahn und Höffner* [1996]. Dieses Verfahren lässt sich nur in den Höhenbereichen der Atmosphäre anwenden, wo sich eine Schicht des entsprechenden Elements oder Ions befindet, in der dessen Konzentration groß genug ist. Solche Schichten treten im Höhenbereich der Mesopause auf. Sie können sehr stark variieren und reichen teilweise bis in Höhen von 120 km.

3.5.2 Umrechnung von relativen Dichteprofilen in Temperaturprofile

Um ein Dichteprofil, das mit dem Lidar-Instrument gemessen wurde, in ein Temperaturprofil umzurechnen müssen das ideale Gasgesetz aus Gleichung 2.3 und die integrale Form von Gleichung 2.2 kombiniert werden, da sich so der Druck $p(z)$ aus den Gleichungen eliminieren lässt und nur noch Dichte, Temperatur und Erdbeschleunigung als höhenabhängige Größen übrig bleiben. Der resultierende Ausdruck ist:

$$T(z) = -\frac{M}{k_B} \int_z^\infty g(z') \cdot \frac{n(z')}{n(z)} \cdot dz' . \quad (3.2)$$

Auch hier darf das mittlere Molekulargewicht der Luft M als konstant angenommen werden. Die Höhenabhängigkeit der Erdbeschleunigung $g(z)$ lässt sich aus einem Modell entnehmen und die relative Dichte $n(z')/n(z)$ wird mit dem ALOMAR RMR-Lidar gemessen. Auf diese Weise kann die Temperatur als Funktion der Höhe berechnet werden.

Je nach Messmethode kann das Dichteprofil nur in einem bestimmten Höhenintervall gemessen werden. Für die Messung mit dem Lidar-Instrument existiert eine obere Grenze, oberhalb derer das Signal ins Rauschen übergeht. Diese maximale Höhe sei z_0 . Das Integral in Gleichung 3.2 kann dann auch nur bis in die Höhe z_0 bestimmt werden, daher wird das Integral aufgeteilt:

$$T(z) = -\frac{M}{k_B} \left(\int_{z_0}^\infty g(z') \cdot \frac{n(z')}{n(z)} \cdot dz' + \int_z^{z_0} g(z') \cdot \frac{n(z')}{n(z)} \cdot dz' \right) . \quad (3.3)$$

Nach Berücksichtigung des ersten Integrals durch eine Starttemperatur T_0 ergibt sich daraus:

$$T(z) = \frac{n_0}{n(z)} \cdot T_0 + \frac{M}{k_B} \int_{z_0}^z g(z') \cdot \frac{n(z')}{n(z)} \cdot dz' , \quad (3.4)$$

mit $T_0 \equiv T(z_0) = -\frac{M}{k} \frac{1}{n_0} \int_{z_0}^\infty g \cdot n \cdot dz = \frac{M}{k} \frac{1}{n_0} \int_\infty^{z_0} g \cdot n \cdot dz$ und $n_0 \equiv n(z_0)$.

Wie aus den Gleichungen 3.2–3.4 zu entnehmen ist, gehen nur Dichteverhältnisse in die Temperaturberechnung ein. Daher genügt es, wenn relative Dichteprofile bestimmt werden und die Gerätekonstante C aus der Lidar-Gleichung 3.1 muss gar nicht bekannt zu sein. Allerdings wird ein Startwert T_0 für die Temperatur am oberen Integrationsrand benötigt. Dieser wird einer Referenzatmosphäre wie zum Beispiel CIRA86¹ oder MSISE90² bzw. der extra für Andenes erstellten aus *Lübken und von Zahn* [1991] oder für die Sommermonate aus *Lübken* [1999] entnommen. Mehr dazu findet sich im nächsten Abschnitt und in Tabelle 3.2.

Für die Anwendung auf eine Lidar-Messung, die ein diskretes Signal liefert, wird das Integral durch eine Summe über Schichten einer Dicke Δz , die der Höhenauflösung des Lidar-Instruments entspricht, ersetzt. Da Dichte und Temperatur am oberen und unteren Rand der Schichten unterschiedlich sind, wird der geometrische Mittelwert der Dichte am oberen und unteren Rand benutzt, um die Temperatur in der Mitte der Schicht zu bestimmen. Die Grenzen der Höhenintervalle seien mit z_i bezeichnet und von oben gezählt, wobei z_0 die Starthöhe ist. Dann gilt für die Temperatur in der Mitte der Schicht i von oben:

$$T_i = T\left(z_i - \frac{\Delta z}{2}\right) = \frac{n_0}{\sqrt{n(z_{i+1})n(z_i)}} \cdot T_0 + \frac{M}{k_B} \sum_{j=1}^i g\left(z_j - \frac{\Delta z}{2}\right) \cdot \frac{n(z_j)}{n\left(z_i - \frac{\Delta z}{2}\right)} \cdot \Delta z \quad (3.5)$$

Die Starttemperatur T_0 , die für die Integration bzw. Summation der Temperatur benutzt wird, ist immer nur eine Näherung für die richtige Temperatur in der Starthöhe z_0 und führt zu einem Fehler am oberen Rand des berechneten Temperaturprofils. Dies muss bei der Berechnung der Fehlerbalken berücksichtigt werden. Wird die numerische Integration von oben nach unten durchgeführt, konvergiert das hier vorgestellte Verfahren nach ein bis zwei Skalenhöhen zu der richtigen Temperatur, unabhängig davon, welche Starttemperatur T_0 benutzt wurde. Alle in dieser Arbeit verwendeten Temperaturprofile haben am oberen Rand eine Unsicherheit von maximal 5 K.

Noch besser wäre es natürlich, wenn dieser Startwert aus einer anderen Messung bestimmt werden könnte. Dies wird demnächst möglich sein, wenn das neue Na-Lidar in den Routinebetrieb geht. Es misst Temperaturen in der Natriumschicht im Höhenbereich der Mesopause (siehe Absatz über „Metall-Lidar“ in Abschnitt 3.5). Da in dieser Höhe (90–110 km) gerade noch ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Luft und den Metallatomen besteht, darf eine mit dem Na-Lidar ermittelte Temperatur als Startwert für die Integration des Dichteprofiles des RMR-Lidars benutzt werden, obwohl beide Systeme unterschiedliche Streuprozesse an verschiedenen streuenden Partikeln ausnutzen.

Bevor aus einem relativen Dichteprofil des ALOMAR RMR-Lidars ein Temperaturprofil berechnet wird, muss über viele Rohdatensätze gemittelt werden, damit das statistische Rauschen am oberen Integrationsrand nicht zu groß wird. Typische Integrationszeiten, um ein Temperaturprofil zu berechnen, das im Sommer bis 55 km Höhe und im Winter bis 95 km Höhe reicht, sind daher eine bis vier Stunden.

Die für die Berechnung der Temperatur benutzten Programme sind am IAP³ als Teil der Doktorarbeit von *Hübner* [1998] entstanden und von J. Fiedler weiterentwickelt worden.

3.5.3 Vergleich mit anderen Messungen

Bei der Messung von Temperaturen mit einem Lidar-Instrument liegen zwischen dem Ausenden des Laserpuls und dem aus den Rohdaten berechneten Temperaturprofil sehr viele Einzelschritte. Alle Teile des Instruments müssen sehr genau justiert sein und die Software

¹CIRA86 = Commission Internationale pour la Recherche de l'Atmosphère 1986, *Fleming et al.* [1990]

²MSISE90 = Mass Spectrometer and ground-based Incoherent Scatter - Extended 1990, *Hedin* [1991]

³IAP = Leibniz-Institut für AtmosphärenPhysik, Kühlungsborn

Datenquelle	Beschreibung
Radiosonden	Dies sind kleine mit Wasserstoff oder Helium gefüllte Ballone, die einen Funksender haben. Dieser funkt während des gesamten Aufstiegs des Ballons jede Sekunde die aktuellen Werte von Druck, Temperatur, relativer Feuchtigkeit und je nach Version auch noch die aktuelle Position des Ballons an eine Bodenstation. Die etwas größeren Modelle (Durchmesser am Boden ca. 2 m) erreichen Höhen von über 35 km.
meteorologische Raketen	Solche Kleinraketen steigen bis in etwa 110 km Höhe auf und stoßen dort eine aluminiumbeschichtete, selbstaufblasende Kugel aus. Mit einem Radar wird vom Boden aus der Fall der Kugel verfolgt. Aus der Fallgeschwindigkeit kann ein Dichteprofil bestimmt werden. Daraus wird, wie beim Lidar-Instrument, ein Temperaturprofil berechnet, das bei guten Bedingungen nach unten bis 30 km reicht.
ECMWF	Das Modell des E uropean C enter for M edium-Range W eather F orecast ist das weltweit anerkannteste Wettervorhersagemodell. Die Simulation der Atmosphäre erfolgt mit assimilierten Temperaturdaten von verschiedenen Messstationen. Dabei wird der Höhenbereich von 0–60 km abgedeckt. Zum Vergleich mit Lidar-Messungen stehen Datensätze im Abstand von 6 Stunden zur Verfügung.
NCEP (CPC)	Das Modell des N ational C enter for E nvironmental P rediction (Climate Prediction Center) ist das amerikanische Gegenstück zum europäischen ECMWF und deckt den Höhenbereich von 0–55 km ab. Hier steht für Vergleiche mit Lidar-Messungen ein Datensatz pro Tag zur Verfügung.
Lübken 1999	Ein anderer Ansatz besteht darin, aus der Mittelung über viele Messungen einen mittleren Zustand der Atmosphäre zu berechnen. Für den Höhenbereich von 35 km bis 95 km in polaren Breiten (69,3° N) im Sommer (April–September) ist ein solcher Datensatz in <i>Lübken</i> [1999] zu finden. Er wurde aus 89 Raketenmessungen verteilt über 10 Jahre zusammengestellt und beinhaltet Temperatur- und Dichteprofile.
Lübken/von Zahn 1991	Eine Zusammenstellung von fast 180 Messungen von Dichte- und Temperaturprofilen mit Lidar-Instrumenten und Raketen auf 69,3° nördlicher Breite im Höhenbereich von 50 km bis 120 km findet sich in <i>Lübken und von Zahn</i> [1991]. Insbesondere für den oberen Höhenbereich und im Winter ist dieser Datensatz eine gute Referenz zum Vergleich mit den Messungen des ALOMAR RMR-Lidars.
MSISE90	Das M ass S pectrometer and ground-based I ncoherent S catter - E xtended 1990 Modell von <i>Hedin</i> [1991] beruht auf einer großen Anzahl von Messungen mit Raketen, Satelliten und Incoherent Scatter Radars. Anhand der Analyse dieser Daten wurden die Parameter des Modells optimiert.
CIRA86	Dies ist eine globale Referenzatmosphäre, die von <i>Fleming et al.</i> [1990] erstellt wurde. Sie enthält für alle Breiten Monatsmittel von Temperatur, Zonalwind und Geopotenzial. Im Gegensatz zu <i>Lübken</i> [1999] oder <i>Lübken und von Zahn</i> [1991] ist CIRA86 nicht speziell für polare Breiten berechnet worden, deckt diese aber ebenfalls mit ab.

Tabelle 3.2: Übersicht über verschiedene Datenquellen, die benutzt werden können, um die aus den Lidar-Daten berechneten Temperaturen zu validieren. Für den unteren Höhenbereich eignen sich besonders gut Radiosonden und die Modelldaten von ECMWF und NCEP. Im oberen Höhenbereich sind die Referenzatmosphären *Lübken* [1999] ergänzt durch *Lübken und von Zahn* [1991] und das MSISE90-Modell eine gute Vergleichsgrundlage.

muss gründlich getestet werden, damit das berechnete Temperaturprofil auch wirklich den Zustand der Atmosphäre wiedergibt. Schon kleine Abweichung von der idealen Justierung oder die Annahme einer geringfügig vom richtigen Wert abweichenden Konstante (z.B. der höhenabhängigen Erdbeschleunigungskonstanten $g(z)$) können zu deutlichen Fehlern beim berechneten Temperaturprofil führen. Dabei ist zu bedenken, dass die angestrebte Genauigkeit der Temperaturmessung mit dem ALOMAR RMR-Lidar im Bereich von einigen Kelvin liegt.

Um eventuelle Abweichungen von der richtigen Temperatur zu bemerken ist es wichtig, immer wieder Vergleiche zwischen den aus den Lidar-Daten berechneten Temperaturprofilen und anderen unabhängigen Messungen der Temperatur in der Mittleren Atmosphäre zu machen. Einige verschiedene Datenquellen für solche Vergleiche sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

3.6 Beobachtung von Schwerewellen mit dem Lidar-Instrument

In dieser Arbeit sollen Schwerewellen anhand von Temperaturprofilen untersucht werden, die mit dem ALOMAR RMR-Lidar gemessen wurden. Wie mit einem Lidar-Instrument Temperaturprofile gewonnen werden können, wurde im vorigen Abschnitt erklärt. Nun soll erläutert werden, wie aus den Temperaturprofilen Rückschlüsse auf das Auftreten von Schwerewellen gezogen und einige Parameter der Schwerewellen bestimmt werden können.

Schwerewellen machen sich im Temperaturprofil durch Schwankungen um einen Mittelwert bemerkbar. Um die Wellenstruktur aus dem Temperaturprofil zu erhalten wird als Mittelwert das Temperaturprofil benutzt, das sich ergibt, wenn über alle relativen Dichteprofile einer Messung gemittelt und daraus ein Temperaturprofil berechnet wird. Je länger die Mittelung ist, umso weniger verrauscht wird das daraus berechnete Temperaturprofil sein. Für die Wellenanalyse werden nun im Abstand von 10 Minuten Temperaturprofile mit einer Integrationszeit von einer halben Stunde bis zwei Stunden berechnet; die gewählte Integrationszeit hängt von der Signalstärke ab. Von jedem Einzelprofil der Temperatur wird dann das mittlere Temperaturprofil abgezogen. Übrig bleibt die zeitliche Variabilität der Temperatur als Funktion der Höhe, die von Wellenphänomenen verursacht wird.

Um einen schnellen Überblick über eine bestimmte Messung zu erhalten bietet es sich an, mit einem zeitlichen Abstand von 10 Minuten berechnete Profile der Temperaturschwankung als farbige Temperaturkontur darzustellen. So lässt sich auf einen Blick erfassen, wie hoch die Wellenaktivität war und welche Besonderheiten aufgetreten sind. Insbesondere lässt sich erkennen, ob eine geordnete Wellenstruktur vorlag mit einer dominanten Wellenlänge oder ob viele verschiedene Wellen auftraten, die in der Summe zu einem mehr oder weniger chaotischen Bild führen. Wenn es eine deutliche Wellenstruktur gibt, können aus der graphischen Konturdarstellung die Wellenamplitude, die dominante vertikale Wellenlänge und die vertikale Phasengeschwindigkeit abgeschätzt werden.

3.6.1 Einige Parameter von Schwerewellen

Einer der naheliegenden Parameter zur Charakterisierung der Schwerewellen in der Atmosphäre ist die **Amplitude**. Dazu können direkt die berechneten Einzelprofile der Temperaturschwankung betrachtet werden. Zu beachten ist dabei, dass die Amplitude exponentiell mit der Höhe ansteigen sollte, wenn sich die Schwerewelle ungedämpft fortpflanzt (siehe Abschnitt 2.2.3). Daher ist es ebenfalls interessant, die Temperaturschwankung als Funktion der Zeit auf einer festen Höhe zu betrachten. Beispiele für Zeitreihen der Temperaturschwankung auf festen Höhen finden sich in Kapitel 4, wo die einzelnen Messtage vorgestellt werden.

Aus den Höhenprofilen der Temperaturschwankung lässt sich auch die dominante **vertikale Wellenlänge** direkt ablesen, wenn eine solche vorhanden ist. Entsprechend kann aus der Zeitreihe auf konstanter Höhe eine dominante Periode bestimmt werden. Dabei ist aber zu beachten, dass in der Atmosphäre nur selten monochromatische Wellen zu beobachten sind. Meistens liegt eine Überlagerung vieler Wellen mit unterschiedlichsten Wellenlängen und Perioden vor. Um aus einer solchen Überlagerung die vorherrschenden Wellenlängen und Perioden zu bestimmen muss eine spektrale Analyse durchgeführt werden. Darum soll es im folgenden Abschnitt 3.6.2 gehen.

Aus der Konturdarstellung der Temperaturvariation lässt sich zusätzlich die **Phasengeschwindigkeit** der Schwerewelle ablesen. Dazu wird in der Konturdarstellung durch die Maxima oder Minima, die ihre Höhe während der Messung verändern, eine Gerade gelegt. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich dann die Phasengeschwindigkeit und aus der Lage der Geraden die absolute Phase, bezogen auf die Tageszeit. Die absolute Phasenlage ist bei Schwerewellen sehr variabel und es ist bislang kein physikalischer Prozess bekannt, der Schwerewellen mit einer bestimmten Phasenlage erzeugt. Das ist einer der grundlegenden Unterschiede zwischen Schwerewellen und anderen periodischen Temperaturschwankungen in der Atmosphäre, wie zum Beispiel die klassischen Gezeiten, die eine feste Phasenlage aufweisen.

Sind vertikale Wellenlänge und Periode einer Schwerewelle bestimmt, so lässt sich mit Gleichung 2.2.3 die **horizontale Wellenlänge** abschätzen. Hier gilt, dass diese Berechnung für jede Kombination von Wellenlänge und Periode, die sich aus einer spektralen Analyse ergeben, wiederholt werden muss. Als erste Einschätzung der Schwerewellenaktivität während einer Messung ist es ausreichend, diese Analyse nur für die dominante Wellenlänge und Periode durchzuführen.

3.6.2 Schwerewellenspektrum

Aus der Dispersionsrelation für Schwerewellen in Gleichung 2.23 bzw. Gleichung 2.24 lässt sich kein Spektrum für Schwerewellen ableiten. Es ergeben sich zwar Beziehungen, die erfüllt sein müssen, damit sich die Schwerewelle vertikal ausbreiten kann, aber Aussagen über die spektrale Verteilung sind nicht möglich. Aus einer theoretischen Beschreibung der Turbulenz [z. B. *De-wan und Good, 1986*] ist abzuleiten, dass das Spektrum im Bereich von Wellenlängen, die typisch für Schwerewellen sind, proportional zu k_z^{-3} sein sollte, wobei $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ die vertikale Wellenzahl ist. Diese Proportionalität lässt sich anhand eines gemessenen Spektrums überprüfen. Da die in der Atmosphäre beobachteten Schwerewellen meistens aus einer ganzen Reihe von Wellen verschiedener Frequenzen bestehen, muss eine spektrale Analyse erfolgen. Drei Verfahren für eine solche spektrale Analyse werden im Folgenden näher erläutert.

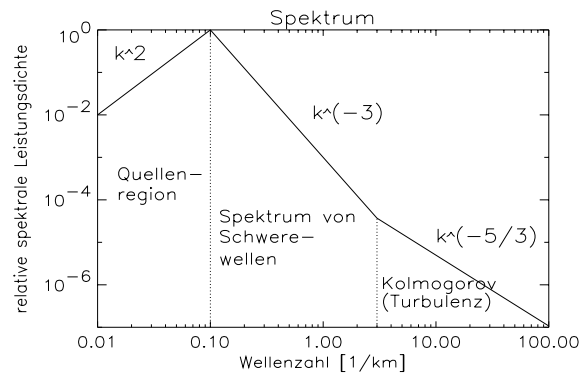


Abbildung 3.2: Dieses Diagramm zeigt ein idealisiertes Spektrum der vertikalen Wellenlängen von Schwerewellen. Dabei sind die verschiedenen Regionen des Spektrums markiert und die Abhängigkeit von der (vertikalen) Wellenzahl k_z .

Fourier-Transformation .

Dieses Verfahren wurde 18. Jahrhundert vom französischen Mathematiker J. Baron de Fourier entwickelt und erlaubt es, das Spektrum einer Zeitreihe zu berechnen bzw. umgekehrt aus einem Spektrum den dazugehörigen zeitlichen Verlauf. Ihre mathematische Definition lautet

$$\vec{F}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{f}(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (3.6)$$

$$\vec{f}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}(\omega) \cdot e^{i\omega t} dt , \quad (3.7)$$

wobei $\vec{F}(\omega)$ die Fourier-Transformierte der Funktion $\vec{f}(t)$ ist und der Vorfaktor je nach Definition etwas variieren kann.

Für die Anwendung mittels Computern bietet sich das von *Cooley und Tukey* [1965] entwickelte Verfahren der Fast-Fourier-Transform (FFT) an. Es reduziert den Rechenaufwand für eine komplexe Fourier-Transformation eines diskreten Signals mit N Punkten von N^2 Schritten auf $N \ln N$ Schritte. Bei großem N ist das eine bedeutende Zeitersparnis.

Im streng mathematischen Sinne darf die Fourier-Transformation nur dann angewendet werden, wenn die Funktion $f(t)$ im Unendlichen gegen null strebt oder periodisch ist. Beide Bedingungen sind bei einer endlich langen Zeitreihe eines beliebigen physikalischen Problems nicht unbedingt gegeben. Daher ist die Fourier-Transformation für die spektrale Analyse des Signals so direkt nicht einsetzbar.

Autokovarianz

Hierbei handelt es sich mathematisch gesehen um eine Faltung des Signals $f(t_i)$ mit sich selbst. Anschaulich gesehen wird das Signal mit einer verschobenen Version des gleichen Signals multipliziert und über das Produkt summiert. Dies wird für jede mögliche Verschiebung λ_i gemacht. Für ein diskretes Signal $f(t_i)$ mit N Punkten ist dann:

$$I_f(\lambda_i) = \sum_{j=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} (f(t_j + \lambda_i) \cdot f(t_j)) , \quad (3.8)$$

wobei $I_f(\lambda_i)$ die Autokovarianz des Signals $f(t_i)$ ist. Beträgt die Verschiebung ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge, so ergibt sich für den Wert I des Integrals ein Maximum. Die Autokovarianz I klingt für große λ_i nach null ab, denn für $\lambda_i > N/2$ verschwindet die Autokovarianz I . Außerdem ist sie periodisch, denn sie hat immer dann ein Maximum, wenn die Verschiebung ein ganzzahliges Vielfaches der dominierenden Wellenlänge ist. Damit hat die Autokovarianz ähnliche spektrale Eigenschaften wie die Ausgangsfunktion. Wird die Autokovarianz mit der Varianz σ^2 auf 1 normiert, so ergibt sich die Autokorrelation AK:

$$AK_f = \frac{1}{\sigma_f^2} I_f . \quad (3.9)$$

Fourier-Transformation der Autokovarianz

Die Autokovarianz I erfüllt die Anforderungen, die an eine Funktion gestellt werden müssen, damit die Fourier-Transformation möglich und sinnvoll ist. Daher kann nun die Fourier-Transformation der Autokovarianz I des Signals berechnet werden, um

eine spektrale Analyse der Schwerewellenaktivität in der Atmosphäre während einer Messung zu erhalten. Gleichzeitig wird sichergestellt, dass keine Artefakte analysiert werden, die sich aus der Rechenmethode ergeben, sondern wirklich der spektrale Inhalt des Signals berechnet wird.

Eine weitere Möglichkeit für die spektrale Analyse wäre eine Wavelet-Analyse, wie sie von *Zink und Vincent* [2001] auf Schwerewellenbeobachtungen angewendet wurde. Dieses Verfahren entwickelt das zu analysierende Signal nicht nach harmonischen Schwingungen wie eine Fourier-Transformation, sondern direkt nach Wellenpaketen, die ein Maximum haben und an den Rändern gegen null gehen. Solche Wellenpakete entsprechen eher einem physikalischen Signal als eine harmonische Schwingung, die nie null wird. Das Verfahren ist jedoch mathematisch etwas komplizierter als eine Fourier-Analyse und wurde in dieser Arbeit nicht verwendet.

3.6.3 Schwerewellenindex

Um die Schwerewellenaktivität in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation zum Zeitpunkt der Messung zu untersuchen und festzustellen, ob während der betrachteten Messung Schwerewellen auftraten und wie stark diese waren, soll eine Methode entwickelt werden, die zu einem Index für die Schwerewellenaktivität führt. Ein solcher Parameter sollte die Schwerewellenaktivität möglichst vollständig charakterisieren und andererseits auf eine oder einige wenige Zahlen reduzieren, damit ein einfacher Vergleich mit anderen Messungen möglich ist. Einige Vorschläge für solche Parameter sollen in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden. Dabei wird immer davon ausgegangen, dass ein Feld $T(t_i, h_j)$ der Temperaturschwankung berechnet wurde, wobei der Abstand der t_i jeweils 10 Minuten beträgt und das Höhenraster der h_j 150 m ist. Die Anzahl der Temperaturprofile sei N_t , die Anzahl der Höhenkanäle sei N_h .

Mittlere absolute Abweichung

Als Maß für die Amplitude der Schwerewellen kann die mittlere absolute Abweichung betrachtet werden. Der Absolutwert ist nötig, weil der Mittelwert einer gleichmäßigen Schwingung oder einer Mischung solcher Schwingungen null ergeben würde. Mit der im vorigen Abschnitt eingeführten Notation für die Temperaturwerte berechnet sich die mittlere absolute Abweichung als Funktion der Höhe zu:

$$\bar{d}_{GW}(h_j) = \frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} |T(t_i, h_j)| \quad , \quad (3.10)$$

wobei der Index „GW“ für „gravity waves“ steht, dem englischen Begriff für Schwerewellen.

Da die Wellenamplitude laut Gleichung 2.27 exponentiell mit der Höhe z zunehmen sollte, erscheint es nicht sinnvoll, diese Größe als Funktion der Zeit t mit Mittelung über die Höhe h zu berechnen. Andererseits zeigte sich, dass in dem in dieser Arbeit untersuchten Höhenbereich diese Zunahme der Amplitude nur in wenigen Fällen und nur in der Mesosphäre zu beobachten war. In diesem Fall kann die mittlere absolute Abweichung auch als Funktion der Zeit berechnet werden. Die entsprechende Formel ist:

$$\bar{d}_{GW}(t_i) = \frac{1}{N_h} \sum_{j=1}^{N_h} |T(t_i, h_j)| \quad . \quad (3.11)$$

Standardabweichung

Eine andere Größe, die zur Charakterisierung der Stärke der Temperaturschwankungen (und damit der Schwerewellen) benutzt werden kann, ist die Standardabweichung σ . Sie ist ein Maß für die Breite einer Verteilung von Werten um einen Mittelwert. Für das oben eingeführte Temperaturschwankungsfeld $T(t_i, h_j)$ berechnet sie sich zu:

$$\sigma_{GW}^2(h_j) = \frac{1}{N_t - 1} \sum_{i=1}^{N_t} \left(|T(t_i, h_j)| - \overline{|T(t_i, h_j)|}^t \right)^2 . \quad (3.12)$$

Die Notation $\overline{|T(t_i, h_j)|}^t$ drückt die zeitliche Mittelung aus. Mit den gleichen Argumenten wie bei der mittleren absoluten Abweichung lässt sich auch die Standardabweichung als Funktion der Zeit mit Mittelung über die Höhe angeben:

$$\sigma_{GW}^2(t_i) = \frac{1}{N_h - 1} \sum_{j=1}^{N_h} \left(T(t_i, h_j) - \overline{T(t_i, h_j)}^h \right)^2 . \quad (3.13)$$

Maximale Abweichung

Ein weiteres Maß für die Wellenaktivität könnte die maximale Abweichung einer Nacht auf konstanter Höhe bzw. die größte Abweichung im Höhenprofil zu einem festen Zeitpunkt sein. Da diese Größe aber sehr empfindlich auf Ausreißer in den Daten reagiert und auf Fehler am oberen Integrationsrand, wo der Fehler durch die Starttemperatur T_0 noch nicht vernachlässigt werden kann, ist diese Größe kein sinnvolles Maß zur Charakterisierung der Wellenaktivität. Sie wird deshalb bei der Darstellung der Messergebnisse zwar nochmal erwähnt werden, um zu zeigen, welche maximalen Ausschläge auftraten, soll aber nicht weiter untersucht werden.

Energiedichte

Die oben berechnete Standardabweichung lässt sich auch physikalisch interpretieren. Aus der Navier–Stokes Gleichung 2.13 lässt sich ein Ausdruck für die potenzielle Energie pro Volumen einer Schwerewelle ableiten:

$$E_{pot,V} = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \frac{\rho'^2}{\rho_0} , \quad (3.14)$$

wobei N hier wieder die Brunt–Väisälä Frequenz ist.

Da ein Lidar-Instrument normalerweise nur ein relatives Dichteprofil bestimmt, ist es günstiger, diese Gleichung als potenzielle Energie pro Masse auszudrücken. Diese Größe wird auf Englisch als **G**ravity **W**ave **P**otential **E**nergy **D**ensity (GWPED) bezeichnet; auf Deutsch heisst diese Größe „Energiedichte der potenziellen Energie“ von Schwerewellen. Für sie gilt:

$$E_{pot,M} = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right)^2 = \text{GWPED} . \quad (3.15)$$

Die relative Dichteschwankung ρ'/ρ_0 ist direkt proportional zur relativen Temperaturschwankung T'/T_0 (siehe Gleichung 3.4). Da bei einer Welle die Energie mit der Frequenz der Welle zwischen kinetischer und potenzieller Energie hin und her wechselt, darf nicht der

Absolutwert der Temperaturschwankung in die Gleichung für die GWPED eingesetzt werden, sondern es muss der zeitliche Mittelwert der Temperaturschwankung eingesetzt werden :

$$\text{GWPED}(h_j) = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \overline{\left(\frac{T'(h_j)}{T(h_j)} \right)^2} . \quad (3.16)$$

Die Energiedichte von Schwerewellen in der Atmosphäre variiert sehr stark. Typische Werte liegen zwischen 1 J/kg und 100 J/kg [z. B. *Allen und Vincent*, 1995; *Siebert*, 2000, S.130].

Kapitel 4

Messungen und Datenmaterial

4.1 Datenauswahl

Das ALOMAR RMR-Lidar wird ganzjährig von den Ingenieuren der Andøya Rocket Range betrieben. Sofern es das Wetter zulässt, wird jeden Tag eine Messung durchgeführt und aus den Messdaten ein Temperaturprofil berechnet. Diese Routinemessungen haben eine Dauer von vier Stunden, bei aufziehender Bewölkung auch weniger. Wenn alle gewonnenen Profile einer solchen Messung summiert werden, kann daraus im Winter ein Temperaturprofil bis etwa 95 km berechnet werden, im Sommer wegen des um viele Größenordnungen höheren solaren Untergrundsignals nur bis ungefähr 55 km.

Um eine Wellenanalyse der Temperaturschwankungen durchführen zu können werden deutlich längere Messungen benötigt. Typische Perioden für Schwerewellen in der Stratosphäre liegen zwischen zwei und fünfzehn Stunden [z. B. *Gerrard et al.*, 1998; *Gardner et al.*, 1989]. Um solche Wellen gut erkennen und ihre Periode bestimmen zu können sollte die Messung wenigstens zwei bis drei Perioden umfassen, was zu einer gewünschten Messdauer von 6 bis etwa 30 Stunden führt. Messungen mit einer Dauer von mehr als 12 Stunden sind allerdings selten, da das Wetter in Nord-Norwegen sehr wechselhaft sein kann. Die vierstündigen Routinemessungen eignen sich jedenfalls nur schlecht für die hier angestrebten Untersuchungen von Schwerewellen.

Allerdings gab es im Winter 2001 eine PSC-Messkampagne zur Untersuchung von polaren Stratosphärenwolken, bei der nach Möglichkeit die ganze Nacht gemessen wurde. Im Winter ist zwar zur Zeit aus technischen Gründen kein Tageslichtbetrieb möglich, aber wegen der kurzen Tage in diesen Breiten können nachts trotzdem lange Messungen erreicht werden. Die Messbedingung ist, dass die Sonne mindestens 6° unter dem Horizont steht. Das ist Ende Januar noch von etwa 17 Uhr bis 6 Uhr Ortszeit der Fall und auch Ende Februar noch von 19:30 Uhr bis 5 Uhr Ortszeit. Im Sommer gibt es eine NLC-Kampagne zur Untersuchung von leuchtenden Nachtwolken, während der mit dem ALOMAR RMR-Lidar rund um die Uhr gemessen werden kann, sofern der Himmel klar ist. Das Wetter ist stets der wichtigste limitierende Faktor. Jedoch gibt es immer wieder Fälle, wo im Sommer über mehrere Tage lang fast ununterbrochen gemessen werden konnte. Einige dieser langen Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit auf Schwerewellen untersucht.

Aus diesen Gründen ist es nicht möglich, eine gleichmäßige Abdeckung der Jahreszeiten mit Messungen zu erreichen. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden daher ganz gezielt einige Tage bzw. Nächte mit langen Messungen ausgesucht, um das Verfahren der Wellenanalyse zu erproben. Tabelle 4.1 enthält eine Auflistung der für die Analyse ausgewählten Messzeiten mit Messdauer und den für die Temperaturberechnung verwendeten Kanälen.

Messbeginn	Messende	Messdauer	Integrationszeit [†]	Kanäle
21.07.2000 20:52	22.07.2000 21:03	24 Std. 11 Min.	120 Min.	DH, DM, AL
14.08.2000 17:53	15.08.2000 20:43	26 Std. 50 Min.	120 Min.	DH, DM, AL
13.09.2000 19:38	13.09.2000 23:30	3 Std. 52 Min.	60 Min.	DH, DM, AL
14.09.2000 19:23	14.09.2000 23:48	4 Std. 25 Min.	60 Min.	DH, DM, AL
27.09.2000 20:43	28.09.2000 00:02	3 Std. 19 Min.	60 Min.	DH, DM, AL
31.01.2001 17:08	01.02.2001 05:02	11 Std. 54 Min.	30 Min.	DH, DM, DL
02.02.2001 17:19	03.02.2001 04:58	11 Std. 39 Min.	30 Min.	DH, DM, DL
11.02.2001 20:06	12.02.2001 05:10	9 Std. 4 Min.	120 Min.	DH, DM, DL
23.02.2001 17:58	24.02.2001 04:45	10 Std. 47 Min.	120 Min.	DH, DM, DL
20.06.2001 14:45	22.06.2001 00:30	33 Std. 45 Min.	120 Min.	DH, DM, DL
22.06.2001 04:45	23.06.2001 02:45	22 Std. 0 Min.	120 Min.	DH, DM, DL

Tabelle 4.1: Chronologische Auflistung der Messungen, die in dieser Arbeit betrachtet wurden. Alle Zeiten sind in UTC² angegeben. Man beachte die unterschiedlich lange Messdauer an den einzelnen Tagen.

[†] Die Rohdaten wurden über diesen Zeitraum summiert und aus den so gemittelten relativen Dichteprofilen dann Temperaturprofile berechnet.

Leider stehen im Herbst bisher keine längeren Messungen zur Verfügung. Um neben den Sommer- und Wintermessungen auch einige Messungen aus der Übergangszeit zu haben und eventuelle Unterschiede zu den anderen Messtagen zu sehen, wurden drei Tage im September ebenfalls näher untersucht, obwohl die Dauer der Messung jeweils nur etwa vier Stunden beträgt und damit für eine Wellenanalyse eigentlich zu kurz ist, wie sich zeigen wird (zumindest wenn das gesamte Wellenspektrum erfasst werden soll). Für eine statistische Aussage über jahreszeitliche Schwankungen müsste eine größere Anzahl von Messungen aus allen Jahreszeiten betrachtet werden. Dies ginge aber über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Die Kanäle DH (höchste Empfindlichkeit), DM (mittlere Empfindlichkeit) und DL (niedrigste Empfindlichkeit) sind die drei intensitätskaskadierten grünen Kanäle bei $\lambda = 532$ nm. Eine solche Intensitätskaskadierung ist notwendig, da das Messsignal in der Atmosphäre zwischen 20 km und 100 km etwa acht Größenordnungen umfasst, ein Photomultiplier aber jeweils nur einen Bereich von etwa sechs Größenordnungen abdecken kann. Zum Schutz vor dem sehr starken Signal aus den untersten 15 km wird eine mechanische Lichtschranke (*engl.* “Chopper”) verwendet, der den optischen Weg in die Nachweisbank blockiert. Zusätzlich werden die einzelnen Photomultiplier elektronisch verzögert freigeschaltet, so dass sie nicht überlastet werden können. Entsprechend der Empfindlichkeit wird zunächst der Photomultiplier des DL-Kanals freigeschaltet, dann der des DM-Kanals und schließlich oberhalb von 40 km der Photomultiplier des DH-Kanals. Ebenso wird für die beiden UV-Kanäle AH und AL verfahren. Im Sommer und Herbst 2000 stand der Kanal DL aus technischen Gründen nicht zur Verfügung. Daher wurde für diese Messungen der UV-Kanal AL bei 355 nm für den Bereich unterhalb von 30 km benutzt. Das Verfahren um aus mehreren Kanälen ein über einen großen Höhenbereich durchgehendes Temperaturprofil zu gewinnen besteht darin, dass die einzelnen relativen Dichteprofile in einer bestimmten Höhe aufeinander normiert und dann zusammengesetzt werden. Aus einem solchen von 15 km bis ungefähr 110 km (Winter) bzw. 75 km (Sommer) durchgehenden relativen Dichteprofil wird dann das entsprechende Temperaturprofil berechnet.

²UTC = Universal Time Coordinates. Für die geographische Länge der ALOMAR-Forschungsstation gilt: Ortszeit = UTC+1 (Winter) bzw. Ortszeit = UTC+2 (Sommer).

4.2 Datenaufbereitung für Wellenanalyse

Wie in Abschnitt 3.3 bei den Technischen Daten des Lidar-Instruments beschrieben wurde, müssen die Rohdaten zunächst über einen bestimmten Zeitraum summiert werden, ehe Temperaturen berechnet werden können. Für die Wellenanalyse beträgt die Integrationszeit im Herbst 60 Minuten, im Winter je nach Datenqualität 30 Minuten oder 120 Minuten und im Sommer wegen des höheren solaren Untergrundsignals generell 120 Minuten.

Für eine Wellenanalyse ist eine zeitliche Auflösung im Stundenbereich nicht ausreichend. Andererseits lässt sich die Integrationszeit nicht beliebig verkürzen, weil sonst die relativen Dichtepprofile zu große statistische Fehler haben, die sich aus der stochastischen Natur des Streuvorgangs ergeben. Eine Lösung für diese beiden widersprüchlichen Forderungen ist, dass zwar eine lange Integrationszeit gewählt wird (30–120 Minuten), dafür aber alle 10 Minuten ein solches Profil berechnet wird. Auf diese Weise ergeben sich Temperaturprofile ohne allzu große Fehlerbalken, die trotzdem eine zeitliche Auflösung von 10 Minuten haben. Dies entspricht einer Glättung der Daten mit einem gleitenden Mittel (*engl.* running average). Bei der weiteren Analyse ist jedoch stets zu beachten, dass Wellen mit einer Periode im Bereich der Integrationszeit oder darunter durch dieses Vorgehen herausgemittelt werden und bei einer spektralen Analyse nicht mehr nachweisbar sind, auch wenn sie zur Zeit der Messung in der Atmosphäre vorhanden waren.

Da für die Wellenanalyse die Abweichung des betrachteten Temperaturprofils vom mittleren Temperaturprofil benötigt wird, muss dieses mittlere Temperaturprofil ebenfalls berechnet werden. Dazu werden die Messdaten über die gesamte Messdauer integriert und daraus ein Temperaturprofil berechnet. Nun kann für jedes Einzelprofil die Differenz zum mittleren Temperaturprofil gebildet werden. Mit diesen Profilen der Abweichung der Temperatur von der mittleren Temperatur wird dann im Folgenden weitergearbeitet.

Bei Vergleichen der Temperaturprofile aus Radiosondenaufstiegen mit aus Lidar-Daten berechneten Temperaturprofilen wurde im Rahmen dieser Arbeit beobachtet, dass das ALOMAR RMR-Lidar unterhalb von 28 km teilweise fehlerhafte Temperaturen liefert. Die Abweichung zu den mit Radiosonden gemessenen Temperaturen verändert sich zusätzlich im Laufe der Messung. Dieser Effekt kann zumindestens teilweise bei der Verarbeitung der Temperaturprofile kompensiert werden. Typische vertikale Wellenlängen für die gesuchten Schwerewellen liegen im Bereich von einigen Kilometern bis ungefähr 15 km [z. B. *Chanin und Hauchecorne*, 1981; *Gerrard et al.*, 1998]. Langsame Veränderungen durch Einflüsse des Instruments haben dagegen eine deutlich größere Wellenlänge. Werden die Daten so gefiltert, dass nur die Komponenten mit kleineren Wellenlängen übrig bleiben, kann der Einfluss des Instruments auf die Schwerewellenanalyse teilweise unterdrückt werden. Dies kann zum Beispiel durch die Anwendung eines Hochpass-Filters mit einer Grenzwellenlänge von 20 km erreicht werden. Ein ähnlicher Hochpass-Filter wird auch von *Hirota* [1986] benutzt um Anteile mit langen Perioden, die von planetaren Wellen, Gezeiten oder Änderungen des mittleren Zustands der Atmosphäre hervorgerufen werden, herauszufiltern und so den Anteil der Schwerewellen an den Schwankungen von Temperatur und Wind zu bestimmen.

4.3 Die einzelnen Messungen

In diesem Abschnitt sollen die einzelnen Messungen vorgestellt werden, die im Rahmen dieser Arbeit für die Wellenanalyse untersucht wurden. Für jede Messung werden die Messdaten präsentiert sowie eine Einordnung der Gesamtsituation bezüglich des absoluten Temperaturprofils in der Stratosphäre und im Herbst und Winter auch in der Mesosphäre gegeben. Der

gewählte Höhenbereich ergibt sich aus der Signalqualität, die am oberen Rand vom solaren Untergrundsignal bestimmt wird. Für die Sommermessungen beträgt der Bereich 25–50 km, für die Messungen im Herbst 25–70 km und für die Wintermessungen 25–75 km.

Bei den Sommermessungen wird auch angegeben, ob während der Messung leuchtende Nachtwolken (NLCs) beobachtet wurden oder nicht. In der Höhe der NLC können mit dem ALOMAR RMR-Lidar zwar keine Temperaturen bestimmt werden, allerdings weist das Vorhandensein von NLCs auf eine besonders niedrige Temperatur hin. Auf diesem indirekten Weg kann untersucht werden, ob es eine Korrelation zwischen der Wellenaktivität in der Stratosphäre, die mit dem ALOMAR RMR-Lidar gemessen werden kann, und der Mesopausentemperatur gibt. Wenn das im Sommer 2000 auf ALOMAR aufgebaute neue Na-Lidar den Routinebetrieb aufnimmt, wird es auch möglich sein, die Temperatur an der Mesopause direkt zu messen und damit den Zusammenhang von stratosphärischer Wellenaktivität und Mesopausentemperatur genauer zu analysieren. Voraussetzung dafür ist, dass zum Zeitpunkt der Messung mit dem RMR-Lidar in der Mesopausenregion eine Natriumschicht vorhanden ist.

Im hier untersuchten Winter 2000/2001 gab es Ende Januar bis Anfang Februar eine Stratosphärenenerwärmung (SSW). Daher wird für die untersuchten Wintermessungen auch jeweils mit angegeben, in welchem Stadium sich die SSW befand. Das Auftreten von polaren Stratosphärenwolken (PSCs) kann ebenfalls von Schwerewellen beeinflusst werden [Dörnbrack *et al.*, 2001]. Allerdings wurde im Winter 2001 mit dem ALOMAR RMR-Lidar nur eine PSC am 21. Januar 2001 beobachtet, die restliche Zeit war es in der Stratosphäre nie über einen längeren Zeitraum kalt genug für die Bildung von PSCs [z.B. Labitzke und Naujokat, 2001].

Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Verhältnisse in der Atmosphäre während der einzelnen Messungen werden die mittleren Temperaturprofile der elf ausgewählten Messungen in einem gemeinsamen Diagramm miteinander verglichen. Schließlich werden noch die Profile für Temperatur und zonalen³ sowie meridionalen Wind⁴ aus dem NCEP-Modell vorgestellt. Die Profile des Zonalwindes werden zur Berechnung der intrinsischen Perioden der Schwerewellen gebraucht.

21.07.2000

Am 21.07.2000 konnte das ALOMAR RMR-Lidar über mehr als 24 Stunden mit guter Signalqualität messen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.1. Im oberen Diagramm ist das Höhenprofil der mittleren Temperatur während der Messung aufgetragen. Die rote durchgezogene Linie zeigt das aus den Lidar-Daten berechnete Temperaturprofil. Zum Vergleich sind Temperaturprofile aus dem ECMWF-Modell als blaue Quadrate und aus den Referenzatmosphären von „Lübken 1999“ (L99) als schwarze Rauten, „Lübken/von Zahn 1991“ (LvZ91) als schwarze Dreiecke sowie „CIRA86“ (CIRA) als schwarze gestrichelte Linie mit eingezeichnet. Die Daten des ECMWF-Modells sind für den Gitterpunkt (70° N, 15° O), die Daten aus der CIRA für 70° N und die Profile aus L99 und LvZ91 für Andenes. Während die Modelldaten jeweils für den Tag der Messung sind, wurde für die Referenzatmosphären jeweils das entsprechende Monatsmittel gewählt. Diese zusätzlichen Datenquellen wurden bereits in Abschnitt 3.5.3 vorgestellt. Anhand der mittleren Temperatur kann der klimatologische Zustand der Atmosphäre beurteilt werden. Darunter ist die Temperaturschwankung in Abhängigkeit von Zeit und Höhe als Konturdiagramm dargestellt. Der Farbbalken links zeigt die Zuordnung der Farben zur Abweichung von der mittleren Temperatur in Kelvin. Blaue und schwarze

³zonal = entlang eines Breitenkreises (positiv nach Osten)

⁴meridional = entlang eines Längengrades (positiv nach Norden)

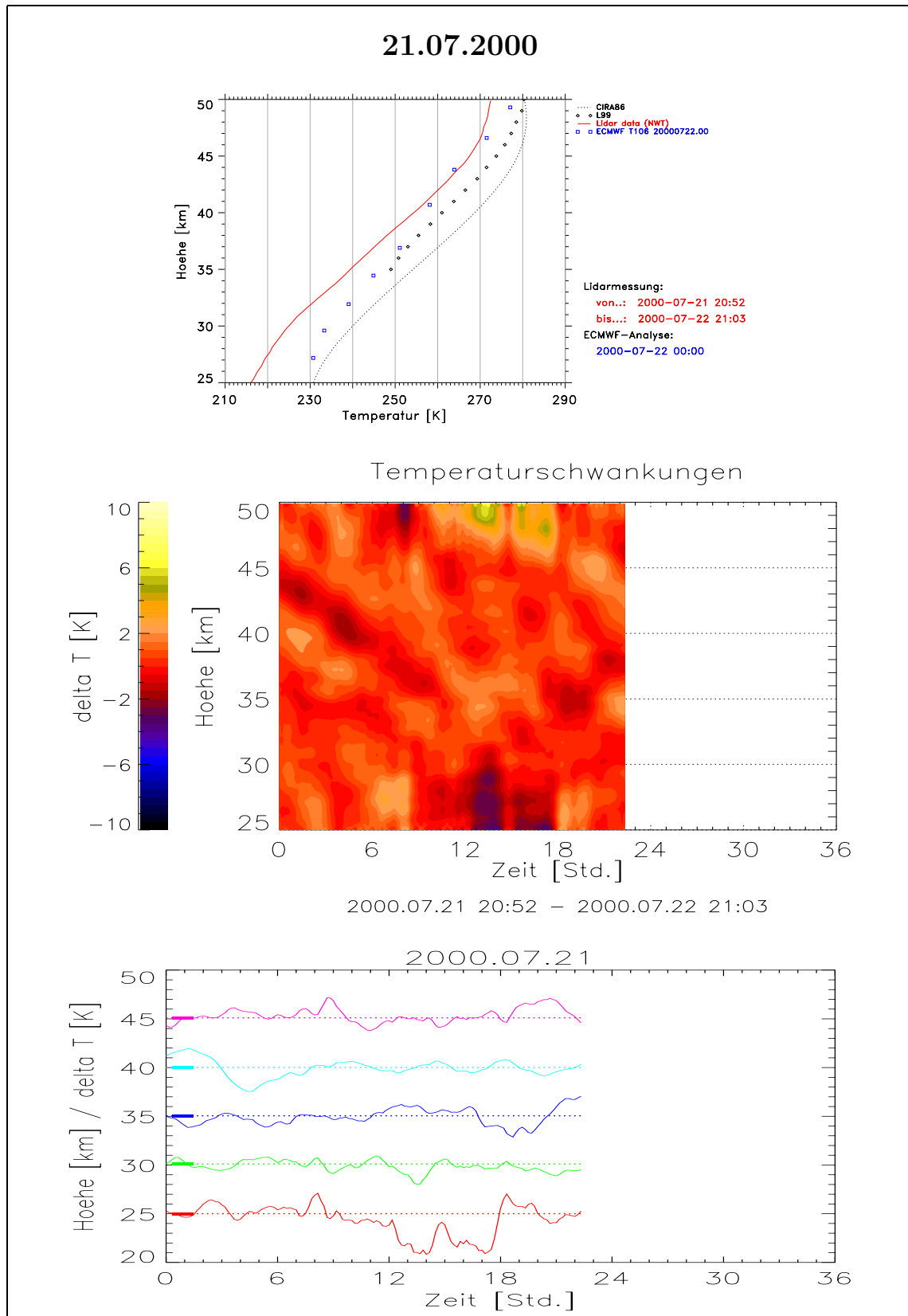


Abbildung 4.1: Übersicht über die Messung vom 21.07.2000. Das mittlere Temperaturprofil ist etwas kälter als die Durchschnittswerte der Referenzatmosphären. Im Konturplot sind schwache Wellenstrukturen zu erkennen mit einer nach unten gerichteten Phasengeschwindigkeit c_{ph} . Die Zeit ist jeweils vom Beginn der Messung gerechnet, die Angaben über Beginn und Ende der Messung neben dem mittleren Temperaturprofil und unterhalb des Konturdiagramms sind jeweils in UTC angegeben. Nähere Erläuterungen der Diagramme im Text.

Farbtöne stehen für Abweichungen zu niedrigeren Temperaturen, orange und gelbe Farbtöne für Abweichungen zu höheren Temperaturen. In dieser Darstellung der Temperaturschwankung lässt sich erkennen, ob Wellen vorhanden und wenn ja, wie groß deren Amplituden sind. Im unteren Diagramm sind Zeitreihen der Temperaturschwankung in konstanten Höhen aufgetragen, wobei der vertikale Abstand jeweils 5 km beträgt. Gibt es in einer bestimmten Höhe eine bevorzugte Periode für die Wellen, so zeigt sich diese in der entsprechenden Zeitreihe. Die Abbildungen der anderen zehn Messungen folgen dem hier beschriebenen Muster.

Das mittlere Temperaturprofil zeigt für die Messung vom 21.07.2000 keine Besonderheiten. Es ist etwas kälter als die Durchschnittswerte aus den Referenzatmosphären, der generelle Verlauf der Temperatur stimmt jedoch überein. Im Konturdiagramm der Temperaturschwankungen ist eine nach unten gerichtete vertikale Phasengeschwindigkeit zu erkennen, eine ausgeprägte Wellenstruktur liegt aber nicht vor. Das kleine Maximum in 50 km Höhe nach 13 Stunden Messung (10 UTC) ist auf den höheren solaren Untergrund zurückzuführen, wenn zur Mittagszeit die Sonne am höchsten steht, und nicht auf Wellen. Die Zeitreihen der Temperaturschwankung auf konstanter Höhe bestätigen dieses Bild; nur in 25 km Höhe treten etwas größere Schwankungen auf. Insgesamt war die Wellenaktivität zu Beginn der Messung etwas niedriger und nahm im Verlauf der Messung zu. Fast während der gesamten Messzeit konnten NLCs beobachtet werden.

14.08.2000

Vom 14.08.2000 bis zum 15.08.2000 konnte knapp 27 Stunden lang gemessen werden. Das Profil der mittleren Temperatur in Abbildung 4.2 zeigt wiederum eine gegenüber der Referenzatmosphäre L99 um 6–8 K kältere Stratosphäre. Die Abweichung zur CIRA-Referenzatmosphäre ist unterhalb von 45 km Höhe größer und beträgt bis zu 14 K. Das Konturdiagramm zeigt etwas höhere Temperaturschwankungen als am 21.07.2000. Oberhalb von 30 km lassen sich Wellenstrukturen mit abwärts gerichteter vertikaler Phasengeschwindigkeit erkennen. Am oberen Rand ist wieder der Einfluss des solaren Untergrunds zu sehen, der zu einem Minimum nach 5 Stunden Messung (23 UTC) und einem Temperaturmaximum nach 17 Stunden Messung (11 UTC) führt. Die Zeitreihen der Temperaturfluktuationen zeigen größere Schwankungen als am 21.07.2000 und keine Veränderung der Wellenaktivität im Verlauf der Messung. Am 14.08.2000 wurde von 20–23 UTC eine sehr schwache NLC beobachtet. Am 15.08.2000 trat von 00:30–1:30 UTC eine noch schwächere NLC auf.

13.09.2000

Die im Folgenden beschriebenen drei Messtage aus dem Herbst 2000 wurden im Routinebetrieb des ALOMAR RMR-Lidars aufgenommen, bei dem Messungen nach vier Stunden beendet werden, da eine solche Integrationszeit ausreichend ist, um im Herbst ein Temperaturprofil von 25 km bis etwa 80 km abzuleiten. Diese Messungen wurden abends bzw. nachts durchgeführt, als es bereits dunkel war, so dass eine deutlich größere Höhe als bei den Sommermessungen erreicht werden konnte. Für diese drei Messtage wurde eine Integrationszeit von 60 Minuten gewählt, so dass die Temperaturprofile bis in 70 km Höhe reichen.

Die Messung vom 13.09.2000 ist in Abbildung 4.3 zusammengefasst. Die mittlere Temperatur liegt in der Stratosphäre etwas unterhalb der Referenzatmosphären L99 und CIRA und in der Mesosphäre zwischen den beiden. An der Stratopause bei 50 km und in der Mesosphäre sind auch in der mittleren Temperatur noch Wellen zu erkennen. Dies hängt mit der kurzen Messzeit von nur 4 Stunden zusammen. Bei der Mittelung über die Messung werden nur Wellen mit Perioden unterhalb von 4 Stunden herausgemittelt, solche mit längeren Perioden

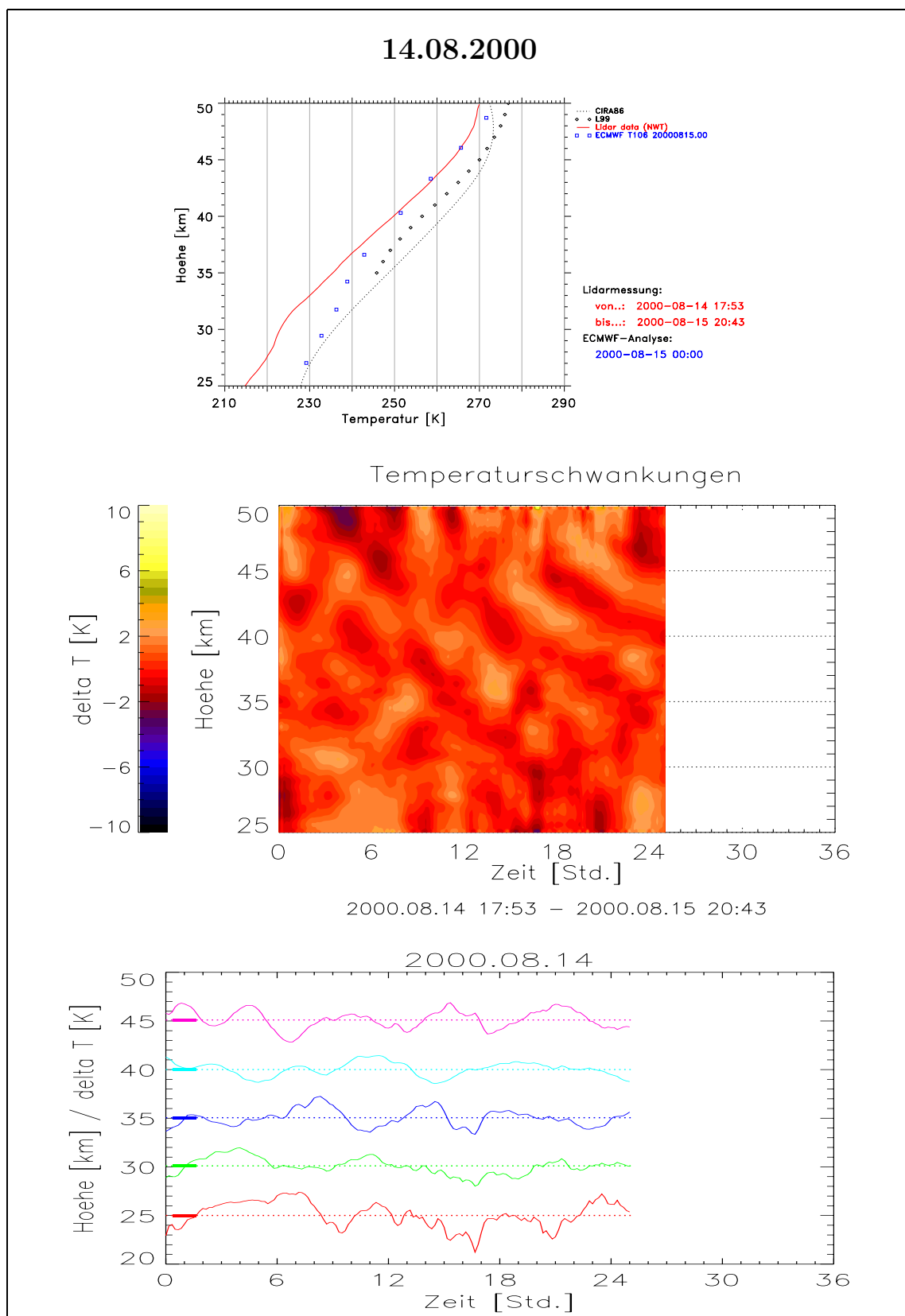


Abbildung 4.2: Übersicht über die Messung vom 14.08.2000. Die Stratosphäre ist auch an diesem Tag etwas kälter als die Vergleichswerte aus den Referenzatmosphären. Die Wellenaktivität ist etwas stärker als am 21.07.2001, wie sowohl im Konturdiagramm als auch an den Zeitreihen der Temperaturschwankung zu sehen ist.

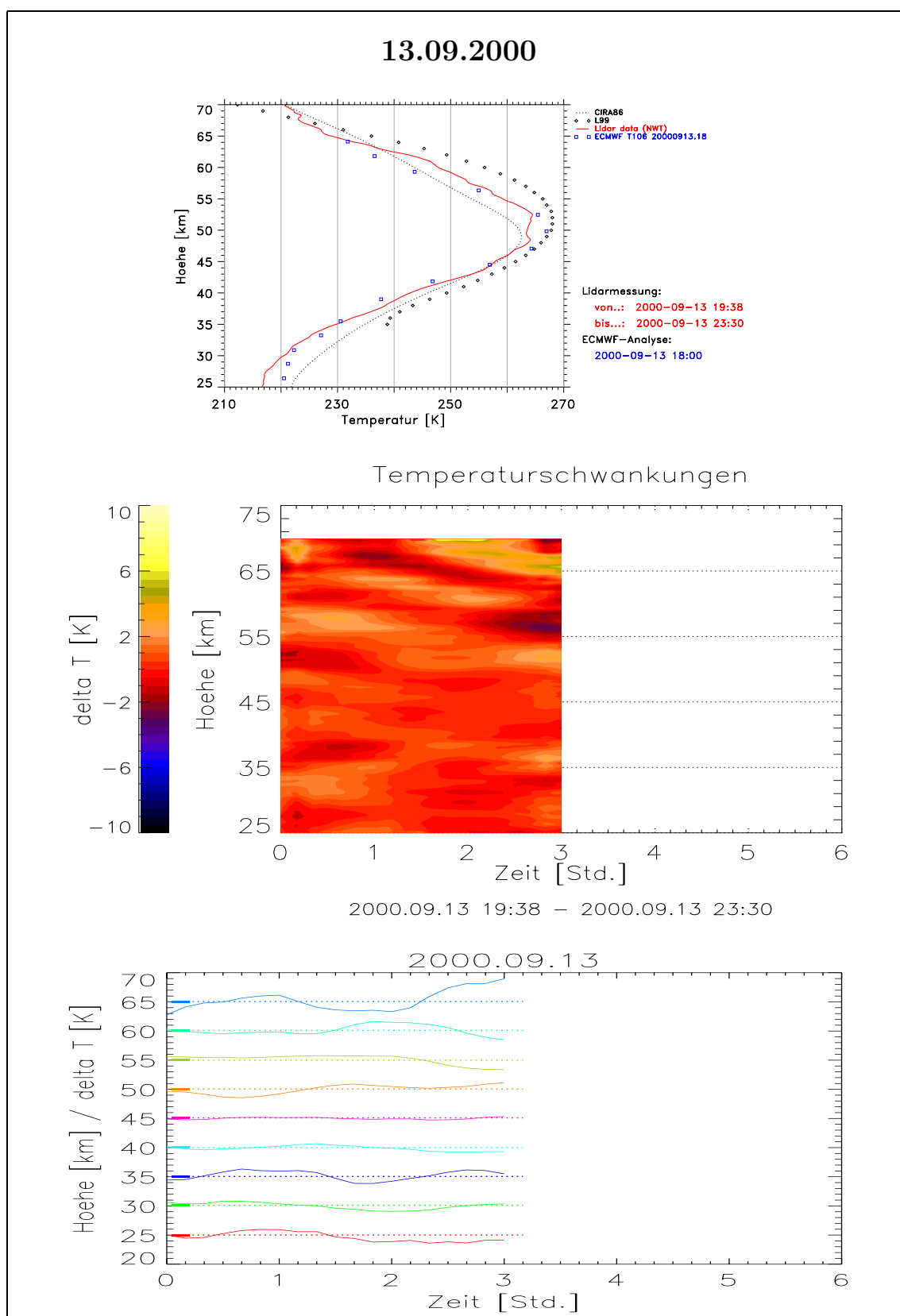


Abbildung 4.3: Übersicht über die Messung vom 13.09.2000. Die Amplitude der Temperaturvariationen ist im Vergleich zu den Sommer- und Wintermessungen sehr gering. In der Stratosphäre sind die Temperaturschwankungen klein. Weiter oben in der Mesosphäre nimmt die Amplitude der Wellenaktivität zu.

sind weiterhin zu sehen. Die Amplituden der Temperaturschwankungen sind in der Stratosphäre (bis 50 km Höhe) klein und steigen in der Mesosphäre deutlich an. Dort ist auch eine geordnete Wellenstruktur mit abwärts gerichteter vertikaler Phasengeschwindigkeit vorhanden. Sowohl im Konturdiagramm als auch in den Zeitreihen der Temperaturschwankung sind Wellen mit Perioden unterhalb von 4 Stunden zu sehen; über Wellen mit längerer Periode kann keine Aussage gemacht werden. Die Kombination von kurzer Messdauer (4 Stunden) und Integrationszeit von einer Stunde führt dazu, dass Konturdiagramm und Zeitreihen der Temperaturschwankung nur drei Stunden lang sind. Dieser Zeitunterschied tritt bei allen Messungen auf, ist aber nur bei den kurzen Messungen so deutlich zu erkennen.

14.09.2000

Das mittlere Temperaturprofil dieser 4,5-stündigen Messung in Abbildung 4.4 zeigt einen ausgeprägten Einfluss von Wellen oberhalb von 45 km Höhe. Dies zeigt sich einerseits direkt am Temperaturprofil selber, andererseits beim Vergleich mit dem Temperaturprofil aus dem ECMWF-Modell. Insgesamt ist die Mittlere Atmosphäre kälter als die Referenzatmosphäre L99, wobei die Abweichung ohne den Einfluss der Wellen etwa 10 K betragen würde, mit den Wellen sind es bis zu 15 K. Das Konturdiagramm zeigt ein stetiges Anwachsen der Wellenamplituden mit der Höhe und oberhalb von 60 km Temperaturfluktuationen von fast 10 K. Da die Amplitude gleichmäßig nach oben anwächst und in der Vertikalen eine deutliche Wellenstruktur vorliegt, sind vermutlich wirklich Wellen die Ursache für diese großen Schwankungen und nicht statistische Fehler am oberen Integrationsrand. Die Zeitreihen der Temperaturschwankung zeigen, wie auch bei der Messung vom 13.09.2000, nur den Anteil der Wellen mit Perioden unterhalb von 4,5 Stunden.

27.09.2000

Die Messung dieses Tages ist nur knapp 3,5 Stunden lang und in Abbildung 4.5 dargestellt. Auch hier beinhaltet das berechnete mittlere Temperaturprofil wegen der kurzen Messdauer einen starken Wellenanteil. Dies führt dazu, dass im Konturdiagramm und in den Zeitreihen der Temperaturschwankung relativ geringe Amplituden zu sehen sind, obwohl eine stärkere Wellenaktivität vorliegt, weil diese nur den Anteil der Wellen mit kurzen Perioden berücksichtigen. Ein Anwachsen der Amplituden mit der Höhe ist nicht zu beobachten; die großen Abweichungen am oberen Rand des Höhenbereichs werden durch den statistischen Fehler am oberen Integrationsrand verursacht und nicht durch Wellen.

Bei allen drei Herbstmessungen zeigt sich, dass die Messdauer von 4 Stunden für die Untersuchung von Schwerewellen zu kurz ist. Bei solchen kurzen Messungen wird nur der Anteil der Schwerewellen, die eine Periode von 4 Stunden oder weniger haben erfasst, während der Anteil von Schwerewellen mit längerer Periode nicht untersucht werden kann. Dadurch wird nur ein kleiner Teil der gesamten Schwerewellenaktivität berücksichtigt. Die Schwerewellenaktivität kann unter Umständen erheblich höher sein, als aus den Temperaturschwankungen zu entnehmen ist.

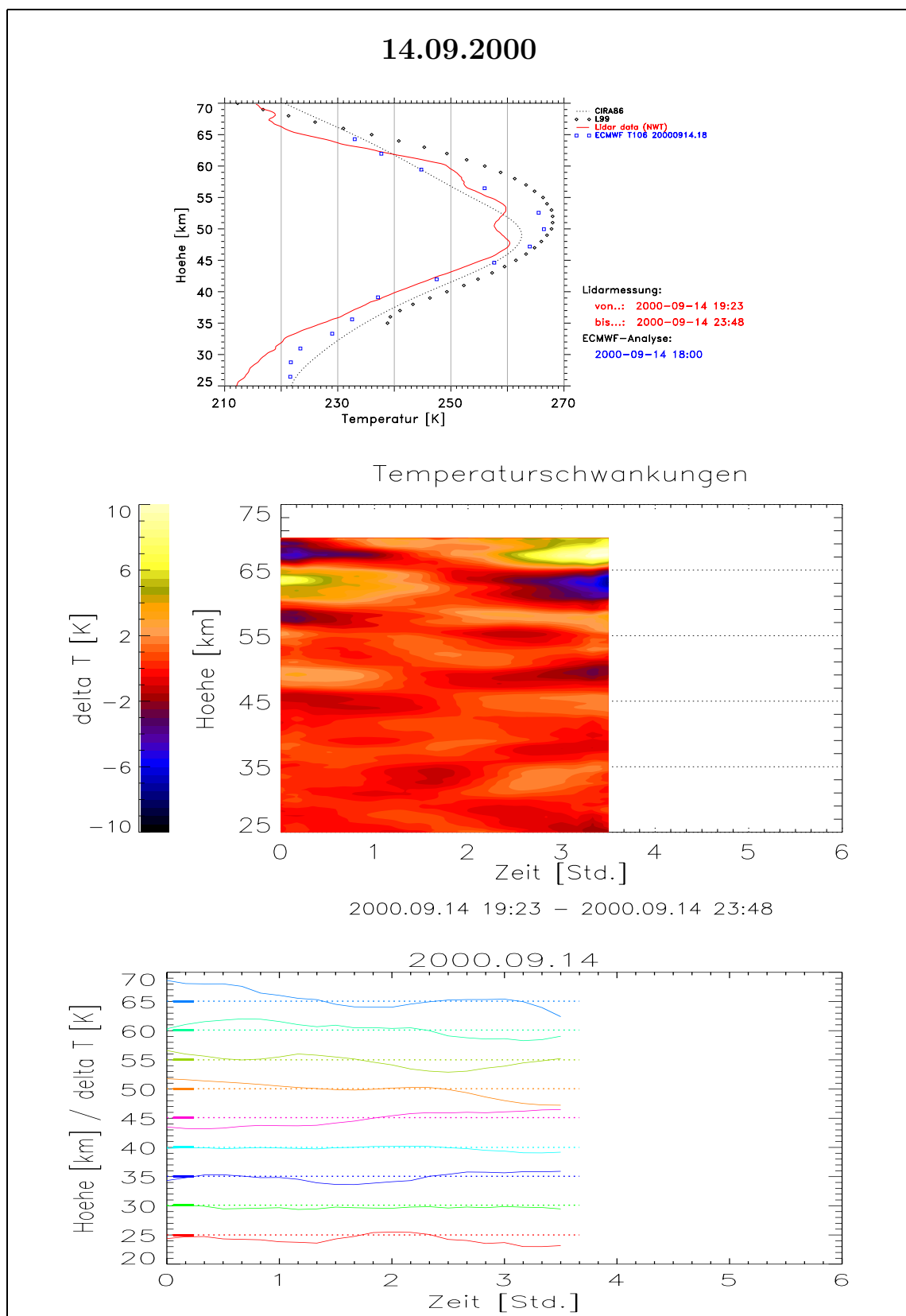


Abbildung 4.4: Übersicht über die Messung vom 14.09.2000. Diese Messung zeigt insgesamt etwas größere Wellenamplituden und ein gleichmäßigeres Anwachsen der Amplitude mit der Höhe als am 13.09.2000. Auch hier ist das mittlere Temperaturprofil noch durch Wellen beeinflusst, die eine längere Periode haben als die Messdauer von 4,5 Stunden.

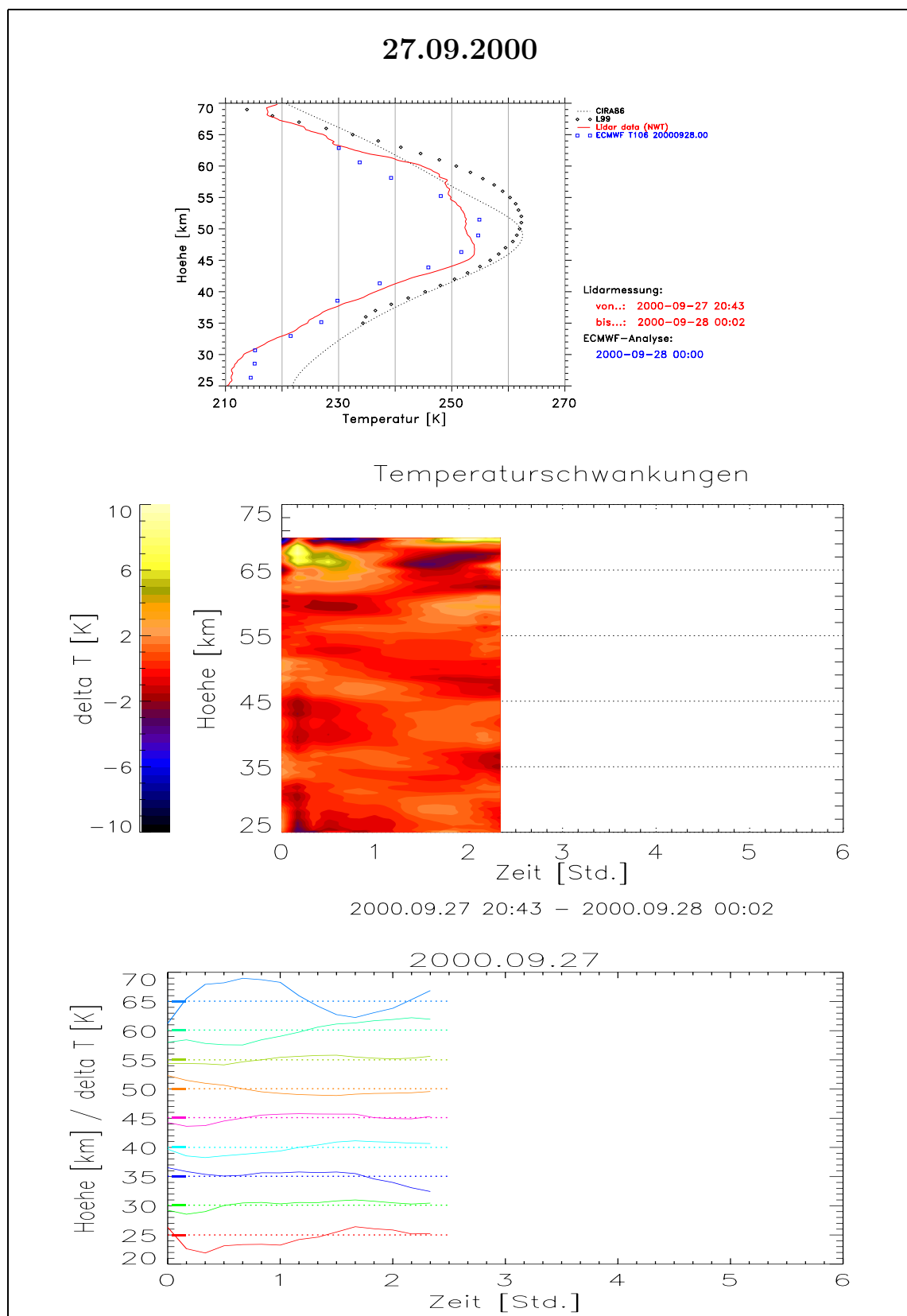


Abbildung 4.5: Übersicht über die Messung vom 27.09.2000. Diese Messung ist nur knapp 3,5 Stunden lang. Das mittlere Temperaturprofil hat noch einen starken Wellenanteil. Der Anteil der Wellen mit kurzen Perioden, der im Konturdiagramm und in den Zeitreihen erfasst wird, liefert nur am oberen Rand einen bedeutenden Beitrag.

31.01.2001

Vom 31.01.2001 zum 01.02.2001 konnte die ganze Nacht hindurch gemessen werden, was eine Messzeit von knapp 12 Stunden ergab. Abbildung 4.6 zeigt die dabei gemessenen Daten. Verglichen mit den bisher vorgestellten Messungen waren die Amplituden an diesem Tag am stärksten und erreichten im gesamten Höhenbereich zwischen 25 km und 75 km bis zu 10 K; damit waren sie ungefähr doppelt so groß wie bei den Sommermessungen und sogar viermal so groß wie die mittlere Abweichung bei den Messungen im Herbst. Das absolute Temperaturprofil zeigt, dass zu diesem Zeitpunkt eine starke Stratosphärenenerwärmung (SSW) herrschte (Major Warming [z.B. *Labitzke und Naujokat*, 2001]), mit einer Stratopausentemperatur von 303 K (+30° C). Diese Stratosphärenenerwärmung wurde auch schon am Vortag beobachtet, an dem sie sogar noch etwas stärker war. In den folgenden Tagen konnte beobachtet werden, wie die Temperatur an der Stratopause langsam wieder sank und sich später ein fast isothermer Temperaturverlauf in der Strato- und Mesosphäre einstellte (siehe Messung vom 23.02.2001).

In der Mesosphäre ist eine deutliche Wellenstruktur zu erkennen, die jedoch auch immer wieder unterbrochen ist; die Orte konstanter Phase bewegen sich langsam nach unten (negative vertikale Phasengeschwindigkeit). In der Stratosphäre gibt es ebenfalls Wellen, allerdings ist die Struktur nicht so eindeutig ausgeprägt und die Wellen haben sowohl positive als auch negative vertikale Phasengeschwindigkeiten. Aus der Überlagerung dieser beiden Richtungen ergibt sich dann das etwas komplizierte Bild der Temperaturschwankungen, das im Konturdiagramm in Abbildung 4.6 wiedergegeben ist. Die Amplituden bei den Zeitreihen der Temperaturfluktuation in fester Höhe sind größer als an den anderen Tagen und zeigen gleichmäßige Wellen. Dieser Tag weist eine besonders hohe Wellenaktivität auf, die vermutlich mit der Stratosphärenenerwärmung zusammenhängt.

02.02.2001

An diesem Tag konnte wieder die ganze Nacht durchgemessen werden. Die knapp 12-stündige Messung ist in Abbildung 4.7 wiedergegeben. Aus dem Profil der mittleren Temperatur der Messung lässt sich entnehmen, dass die Stratosphärenenerwärmung langsam zurückgeht und es in der Mesosphäre kälter ist als der klimatologische Mittelwert aus L99 oder CIRA. Dieser Zusammenhang zwischen Erwärmung an der Stratopause und Abkühlung der Mesosphäre tritt auch in Modellsimulationen einer Stratosphärenenerwärmung auf [z. B. *Holton*, 1983].

Die im Konturdiagramm dargestellten Temperaturfluktuationen haben auch während dieser Messung noch verhältnismäßig große Amplituden, die aber etwas kleiner sind als am 31.01.2001. Diese Abschwächung ist am deutlichsten in der Stratosphäre unterhalb von 45 km zu erkennen. Die Zeitreihen der Temperaturschwankungen auf fester Höhe zeigen ausgeprägte Wellensignaturen; in 70 km Höhe ist diese besonders groß und gleichmäßig.

11.02.2001

Am 11.02.2001 konnte wieder gemessen werden. Zwar konnte wegen bedeckten Himmels erst um 20 UTC mit der Messung begonnen werden, dann aber wurde bis zur Morgendämmerung gemessen, so dass noch eine Messzeit von 9 Stunden erreicht wurde. Die Messung zeigt im mittleren Temperaturprofil eine gegenüber L99 und CIRA noch etwas erhöhte Stratopausentemperatur, während die Temperatur in der Mesosphäre im Bereich der klimatologischen Mittelwerte aus den verschiedenen Referenzatmosphären liegt. Die Amplitude der Temperaturschwankungen geht weiter zurück. In der Mesosphäre ist im Konturdiagramm eine

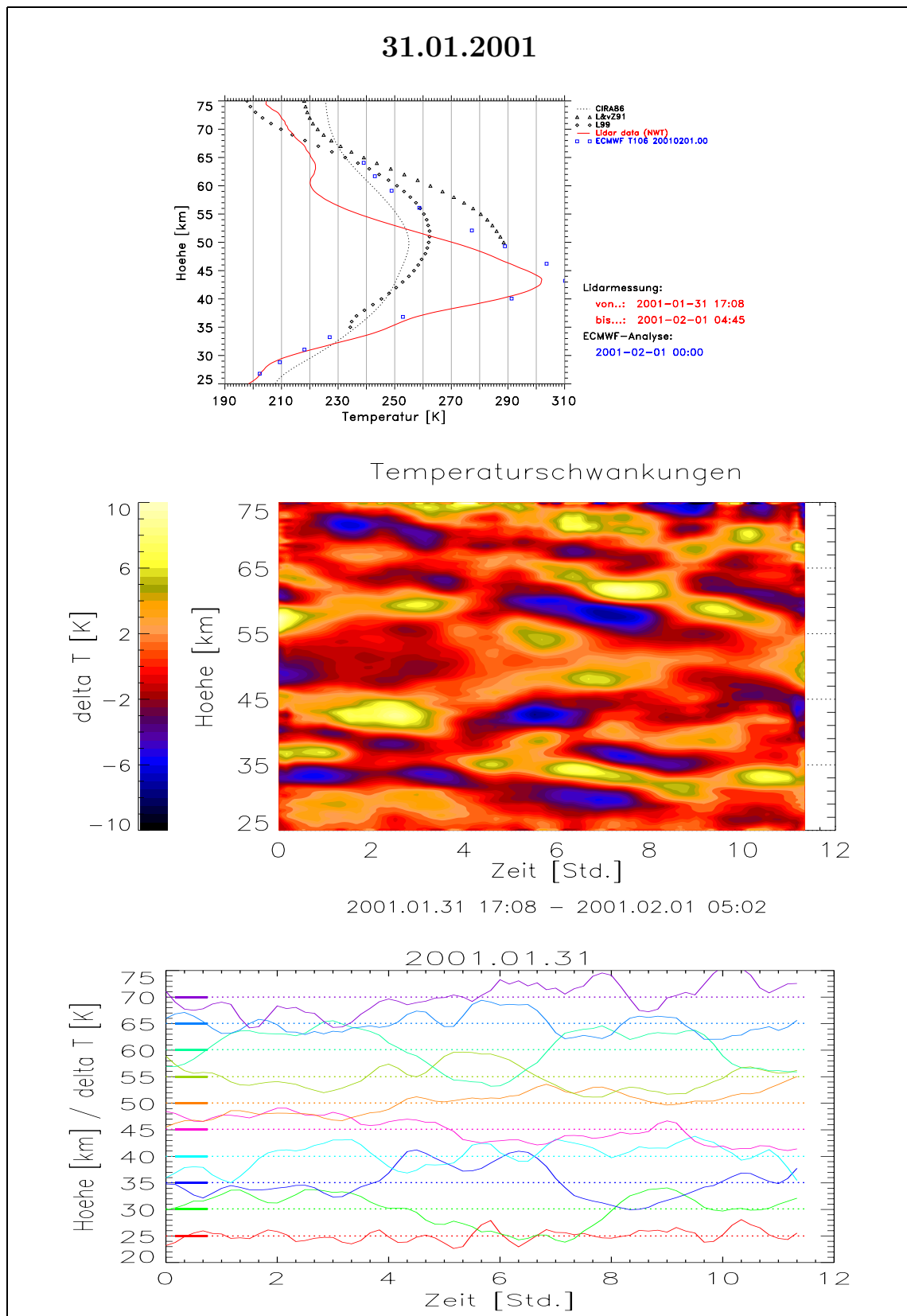


Abbildung 4.6: Übersicht über die Messung vom 31.01.2001. Die Amplitude der Temperaturschwankungen ist im gesamten Höhenbereich größer als bei den anderen Messungen. Dies zeigt sich sowohl in der Konturdarstellung als auch bei den Zeitreihen der Temperaturschwankung in festen Höhen. Am mittleren Temperaturprofil ist die Stratosphärenenerwärmung zu sehen mit einer Stratopause, die gegenüber den Referenzatmosphären um etwa 5 km niedriger liegt und eine um 40-50 K höhere Temperatur hat.

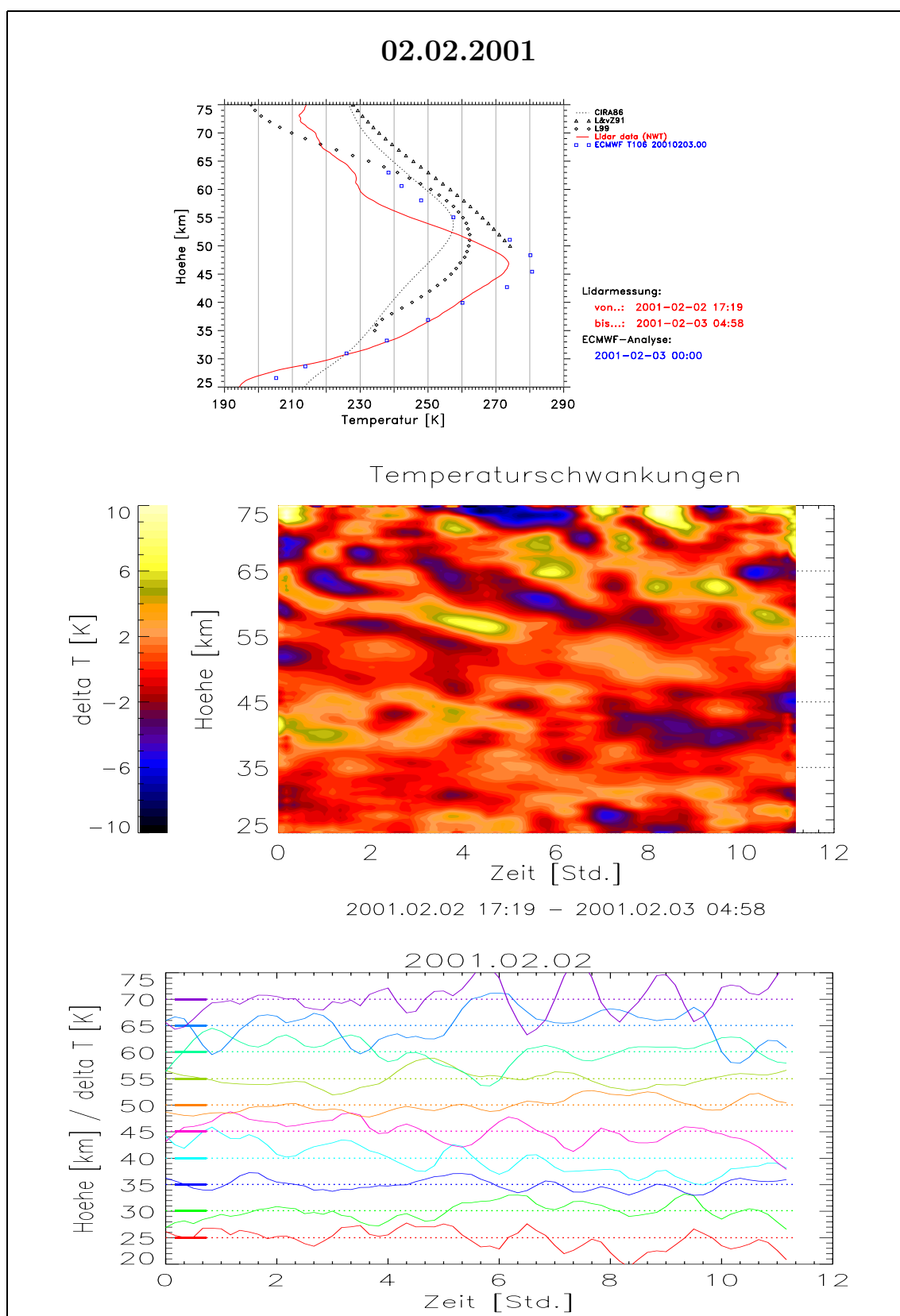


Abbildung 4.7: Übersicht über die Messung vom 02.02.2001. Die Amplitude der Temperaturschwankungen ist etwas kleiner als am 31.01.2001, aber immer größer als an den anderen Messtagen. Die Stratopause ist weiterhin wärmer als normal; die SSW klingt langsam ab.

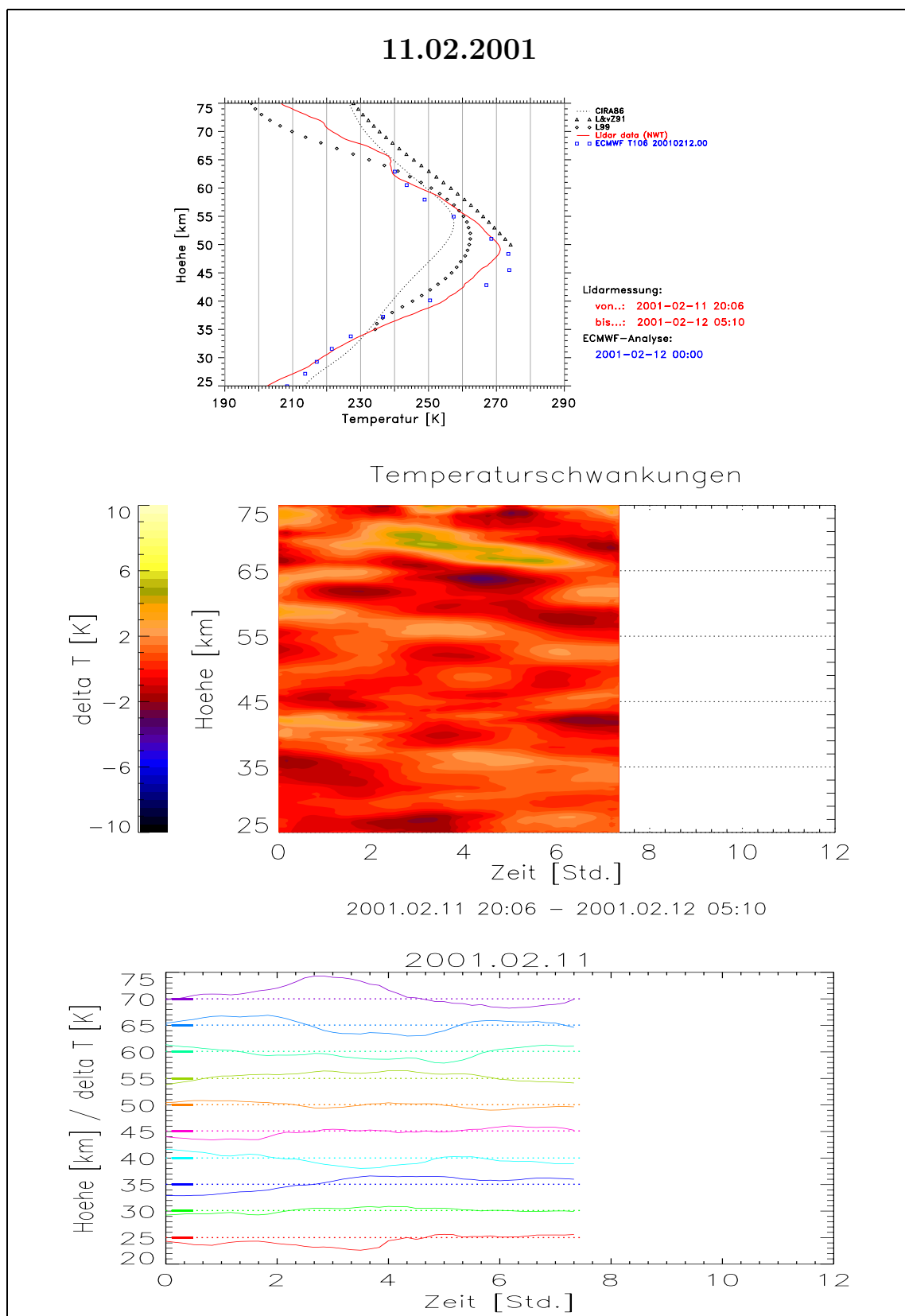


Abbildung 4.8: Übersicht über die Messung vom 11.02.2001. Die Wellenaktivität ist gegenüber den vorherigen beiden Tagen weiter gesunken. Beim Vergleich mit dem 31.01.2001 und 02.02.2001 ist die längere Integrationszeit zu beachten (siehe Text).

deutliche Wellenstruktur zu erkennen, insgesamt aber sind die Amplituden kleiner als an den letzten beiden untersuchten Tagen. Dies zeigen auch die Zeitreihen der Temperaturvariationen auf fester Höhe, bei denen eine Wellenstruktur erkennbar ist, deren Amplitude jedoch nur noch maximal 5 K beträgt und nicht 10 K wie am 31.01.2001 und am 02.02.2001.

Da das Signal während dieser Messung insgesamt schwächer war als an den beiden anderen untersuchten Wintertagen und auch immer wieder Wolkenfetzen durch das Gesichtsfeld des Teleskops trieben, die die Messung störten, musste diese Messung wieder mit einer Integrationszeit von 120 Minuten ausgewertet werden. Dies führt dazu, dass eine Aussage über Wellen mit Perioden von weniger als 2 Stunden nicht möglich ist, während diese Grenze bei den beiden Wintermessungen vom 31.01.2001 und 02.02.2001 bei einer halben Stunde liegt.

23.02.2001

Knapp zwei Wochen nach dem 11.02.2001 war die nächste längere Messung möglich mit einer Messdauer von knapp 11 Stunden. Abbildung 4.9 zeigt die Daten dieser Messung vom 23.02.2001. Das Profil der mittlere Temperatur ist über den gesamten Höhenbereich von 30–70 km praktisch isotherm. Ein Vergleich mit den Daten aus dem ECMWF-Modell belegt, dass kein Messfehler vorliegt, sondern die Atmosphäre zu dieser Zeit wirklich eine solche Struktur hatte. Im Konturdiagramm und den Zeitreihen der Temperaturschwankungen ist zu erkennen, dass sich die Wellenaktivität gegenüber der Messung vom 11.02.2001 weiter verringert hat. Während oberhalb von 60 km Amplituden von bis zu 8 K auftreten und eine ausgeprägte Wellenstruktur vorhanden ist, betragen die Amplituden darunter nur wenige Kelvin und es liegt keine Wellenstruktur vor.

20.06.2001

Die letzten beiden Tage, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, sind wieder Messungen aus dem Sommerhalbjahr vom Juni 2001. Während einer Schönwetterperiode war es möglich, zweieinhalb Tage fast lückenlos zu messen, mit nur einer Pause von viereinhalb Stunden. Diese beiden Messungen von knapp 34 Stunden und dann nochmal 22 Stunden eignen sich wegen ihrer besonders langen Messdauer besonders gut für eine Analyse der Schwerkwellenaktivität. Am 21.06.2001 wurde gegen 1 UTC für 15 Minuten eine schwache NLC beobachtet. An den anderen Tagen wurden keine NLCs gemessen.

Die erste Messperiode begann am 20.06.2001 um 14:45 Uhr UTC und endete am frühen Morgen des 22.06.2001 um 00:30 Uhr UTC. Sie ist in Abbildung 4.10 wiedergegeben. Die mittlere Temperatur liegt etwa 6 K unter der Referenzatmosphäre L99 bzw. 10–15 K unter den Werten aus der CIRA, der allgemeine Verlauf stimmt aber mit diesen überein. Im Konturdiagramm der Temperaturschwankungen in Abbildung 4.10 sind deutliche Wellenstrukturen zu erkennen. Die Amplitude liegt zwischen 30 km und 40 km bei 2–4 K, an den Rändern des Höhenintervalls etwas darüber. Diese größeren Amplituden am oberen und unteren Rand sind aber vermutlich keine Wellen, sondern verursacht durch den solaren Untergrund (oberer Rand) bzw. einen instrumentellen Fehler (unterer Rand). Die Zeitreihen der Temperaturschwankung auf einer festen Höhe zeigen ebenfalls deutlichen Wellencharakter mit Amplituden, die nicht so groß sind wie am 31.01.2001 und 02.02.2001, jedoch deutlich größer als an den dazwischenliegenden Messtagen (soweit diese analysiert wurden).

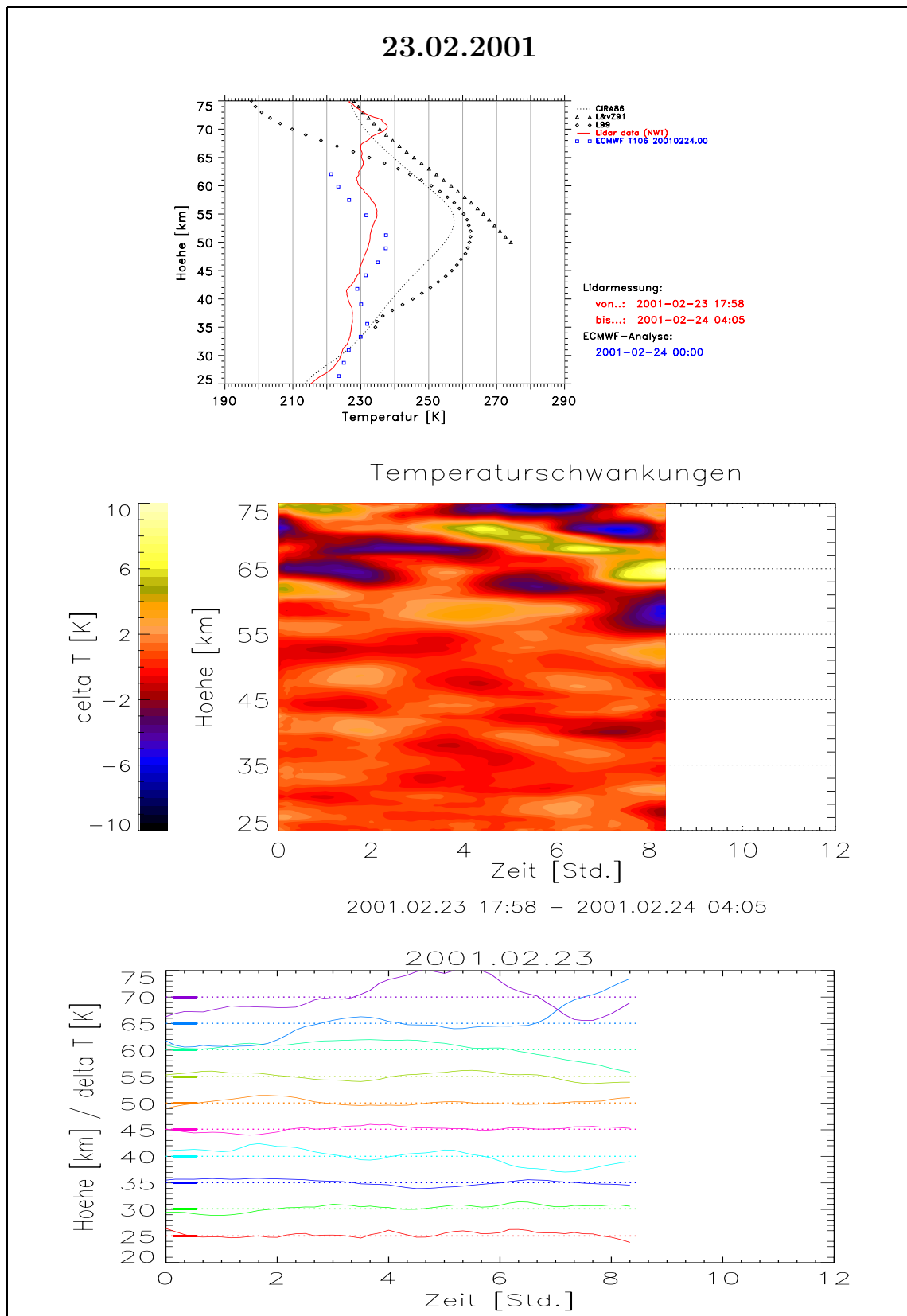


Abbildung 4.9: Übersicht über die Messung vom 23.02.2001. Die SSW ist abgeklungen, die Stratopausentemperatur wieder niedriger. Dafür ist deutlich das fast isotherme Temperaturprofil in Strato- und Mesosphäre zu erkennen. Die Wellenaktivität ist nur noch oberhalb von 60 km stark, darunter betragen die Amplituden nur wenige Kelvin.

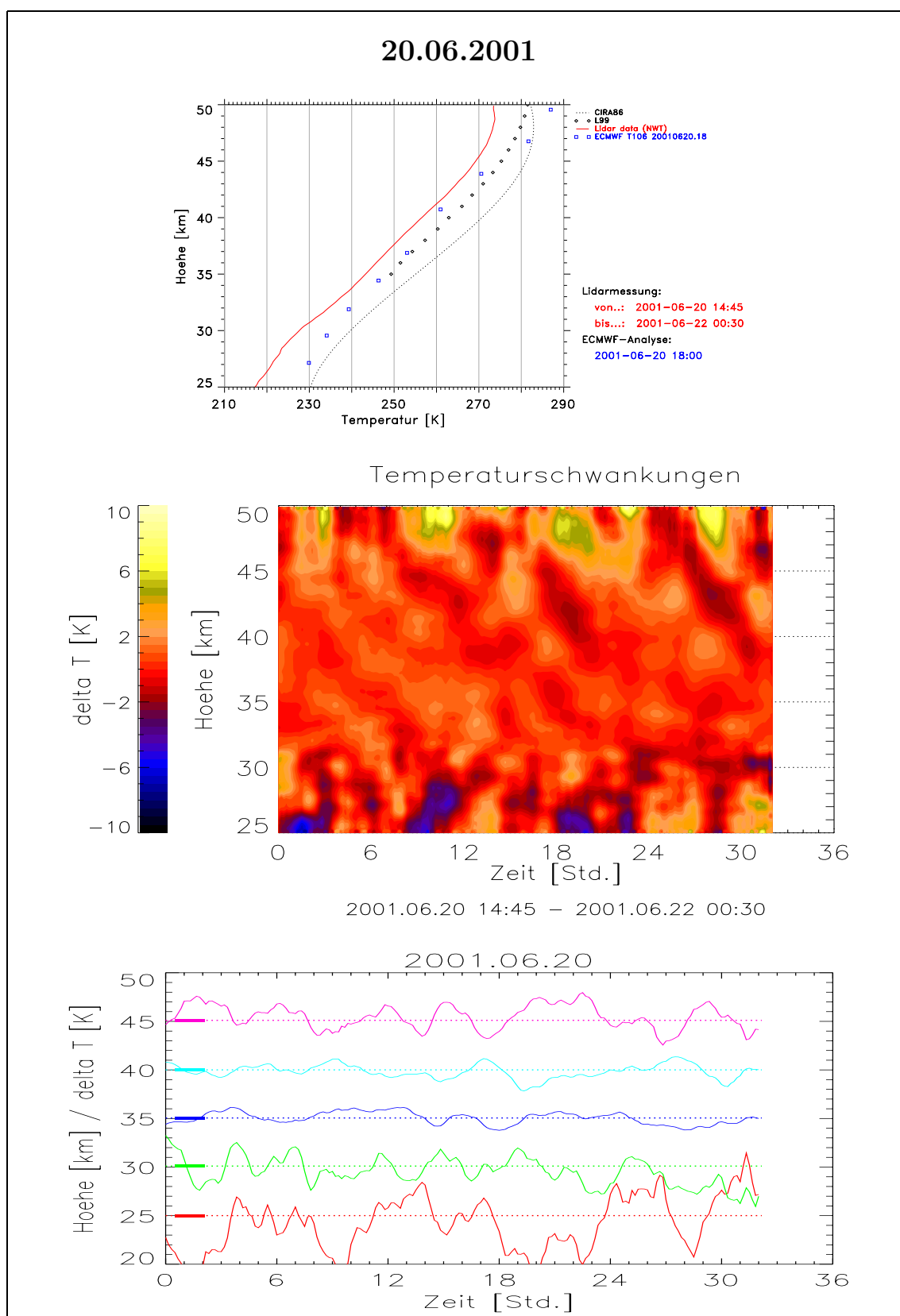


Abbildung 4.10: Übersicht über die Messung vom 20.06.2001. Die Amplitude der Temperaturschwankungen beträgt 2–4 K und es liegt eine deutliche Wellenstruktur vor. Die Maxima an den Rändern sind statistische bzw. instrumentelle Effekte (siehe Text).

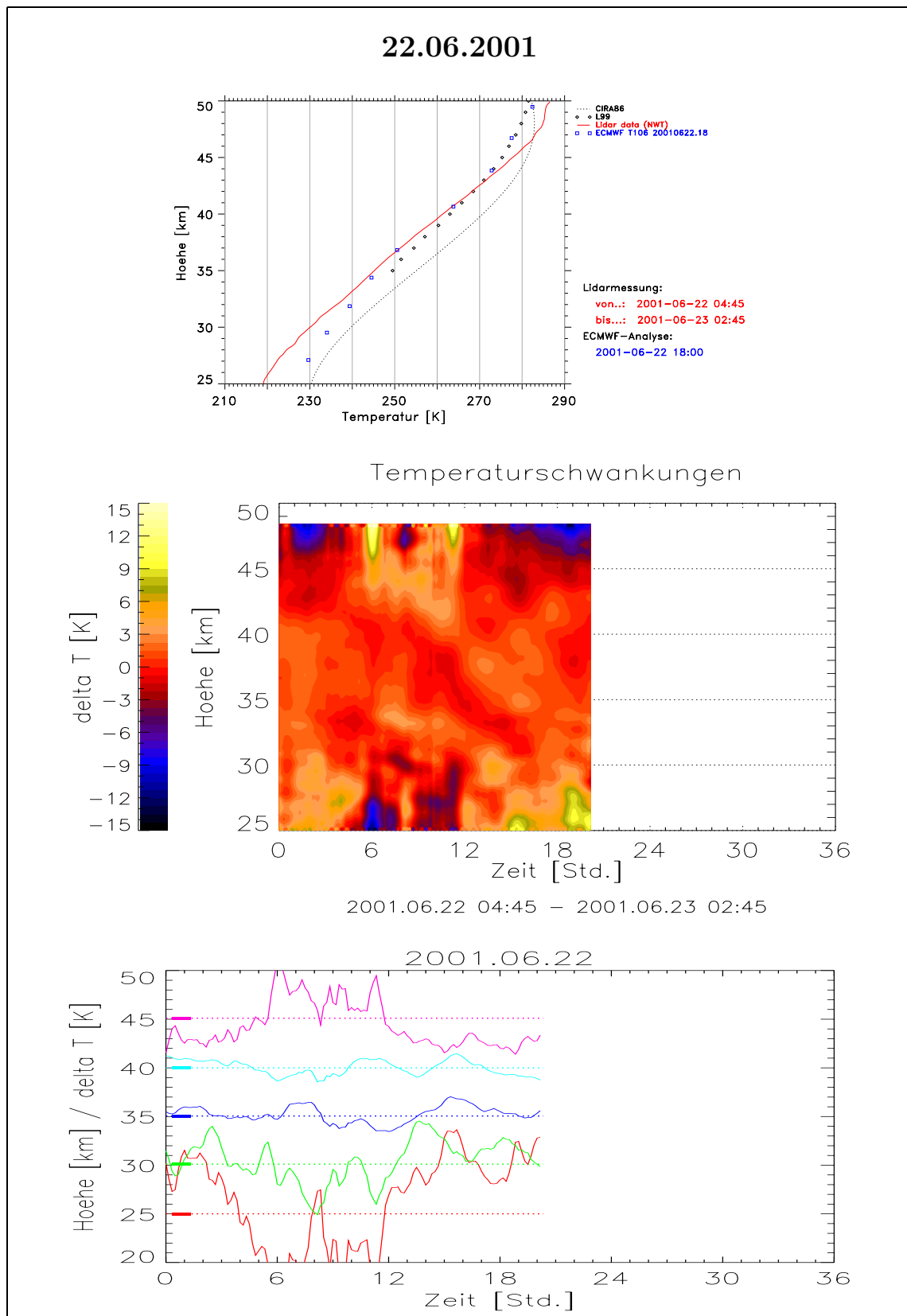


Abbildung 4.11: Übersicht über die Messung vom 22.06.2001. Die Amplituden der Temperaturschwankungen sind klein und zeigen keine Wellenstruktur. Die Extrema am oberen und unteren Rand sind keine Wellen, sondern gehen auf die Variation des solaren Untergrunds (oberer Rand) bzw. einen instrumentellen Fehler zurück (unterer Rand).

22.06.2001

Die zweite Messung innerhalb dieser Schönwetterperiode ist 22 Stunden lang und in Abbildung 4.11 dargestellt. Die mittlere Temperatur liegt auch bei dieser Messung etwas unter dem Durchschnittswert aus CIRA, gegenüber L99 ist die Mittlere Atmosphäre oberhalb von 44 km einige Kelvin wärmer, unterhalb von 40 km einige Kelvin kälter. Die Temperaturschwankungen im Konturdiagramm zeigen keine Wellenstruktur und die großen Temperaturschwankungen am oberen und unteren Rand sind Einflüsse des solaren Untergrundsignals (oberer Rand) bzw. eines instrumentellen Effekts (unterer Rand). Aus der Messung dieses Tages können keine Wellenparameter, wie Wellenlänge oder Periode, bestimmt werden.

Übersicht über alle Messungen

Schließlich zeigt Abbildung 4.12 die mittleren Temperaturprofile der elf in dieser Arbeit untersuchten Messungen. Dieses Diagramm ist vor allem als Vergleich zu der im nächsten Abschnitt folgenden Zusammenfassung der Temperaturprofile aus dem NCEP-Modell gedacht, das zusätzlich Windprofile zur Verfügung stellt. Außerdem wird in einer solchen Übersicht deutlich, wie unterschiedlich die Temperaturgradienten an den einzelnen Messtagen waren. Der Temperaturgradient hat seinerseits einen direkten Einfluss auf die Stabilität der Atmosphäre und auf den Wert der Brunt-Väisälä Frequenz aus Gleichung 2.10, die auch in die Dispersionsrelation für Schwerewellen eingeht. Außerdem lässt sich die Entwicklung der Stratosphärenerwärmung in dieser Übersicht gut verfolgen.

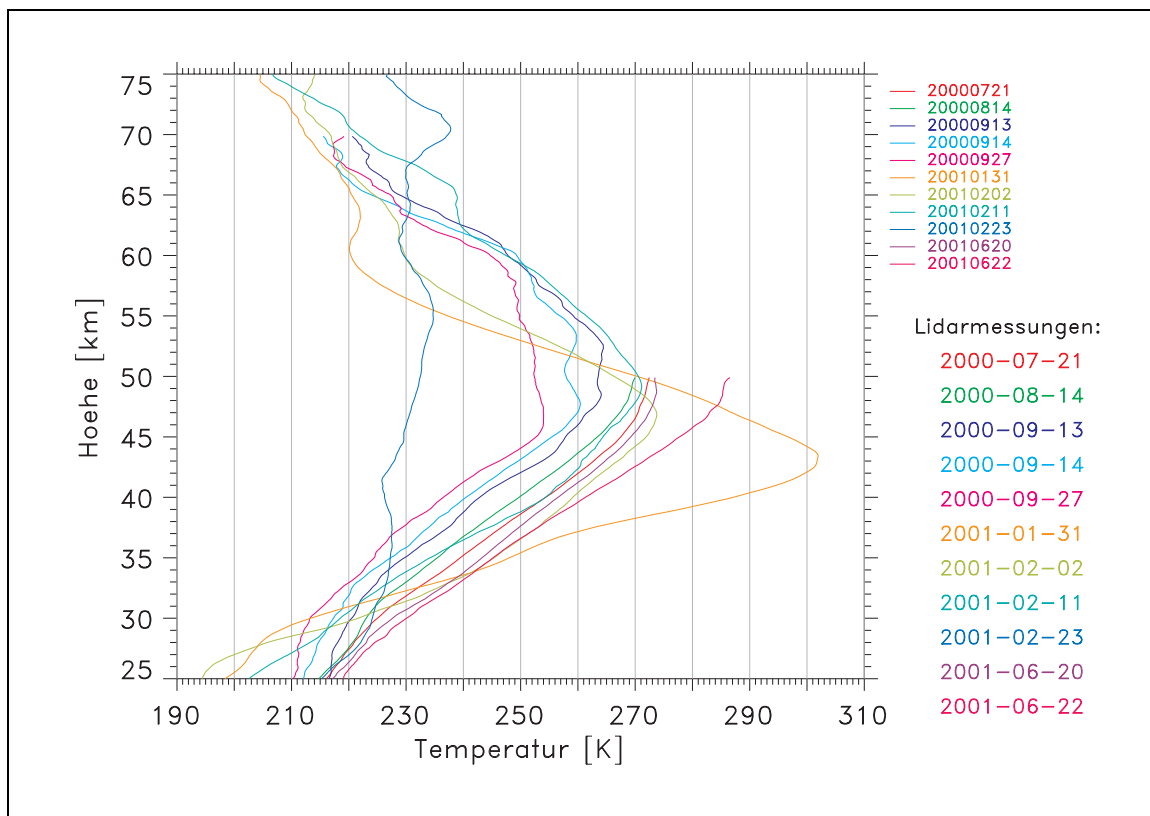


Abbildung 4.12: Die Höhenprofile der mittleren Temperatur T für alle untersuchten Tage. Man beachte die stark unterschiedlichen Temperaturgradienten in der Strato- und Mesosphäre, insbesondere während der SSW Anfang Februar 2001.

4.4 NCEP-Modelldaten

Als weitere Datenquelle wird das NCEP-Modell herangezogen (siehe Abschnitt 3.5.3). Die Daten dieses Modells sind frei über das Internet verfügbar und liefern Temperatur und Winddaten für jeden gewünschten Tag um 12 Uhr UTC vom Boden bis in etwa 50 km Höhe. Alle Größen sind für $(69, 3^\circ \text{ N}, 16^\circ \text{ O})$ berechnet worden. Sie sind insofern eine Ergänzung der mit dem ALOMAR RMR-Lidar gewonnenen Daten, als sie neben der Temperatur auch den Wind beinhalten. Dieser wird gebraucht um gemäß $\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x$ aus der beobachteten Frequenz ω die intrinsische Frequenz $\hat{\omega}$ zu berechnen.

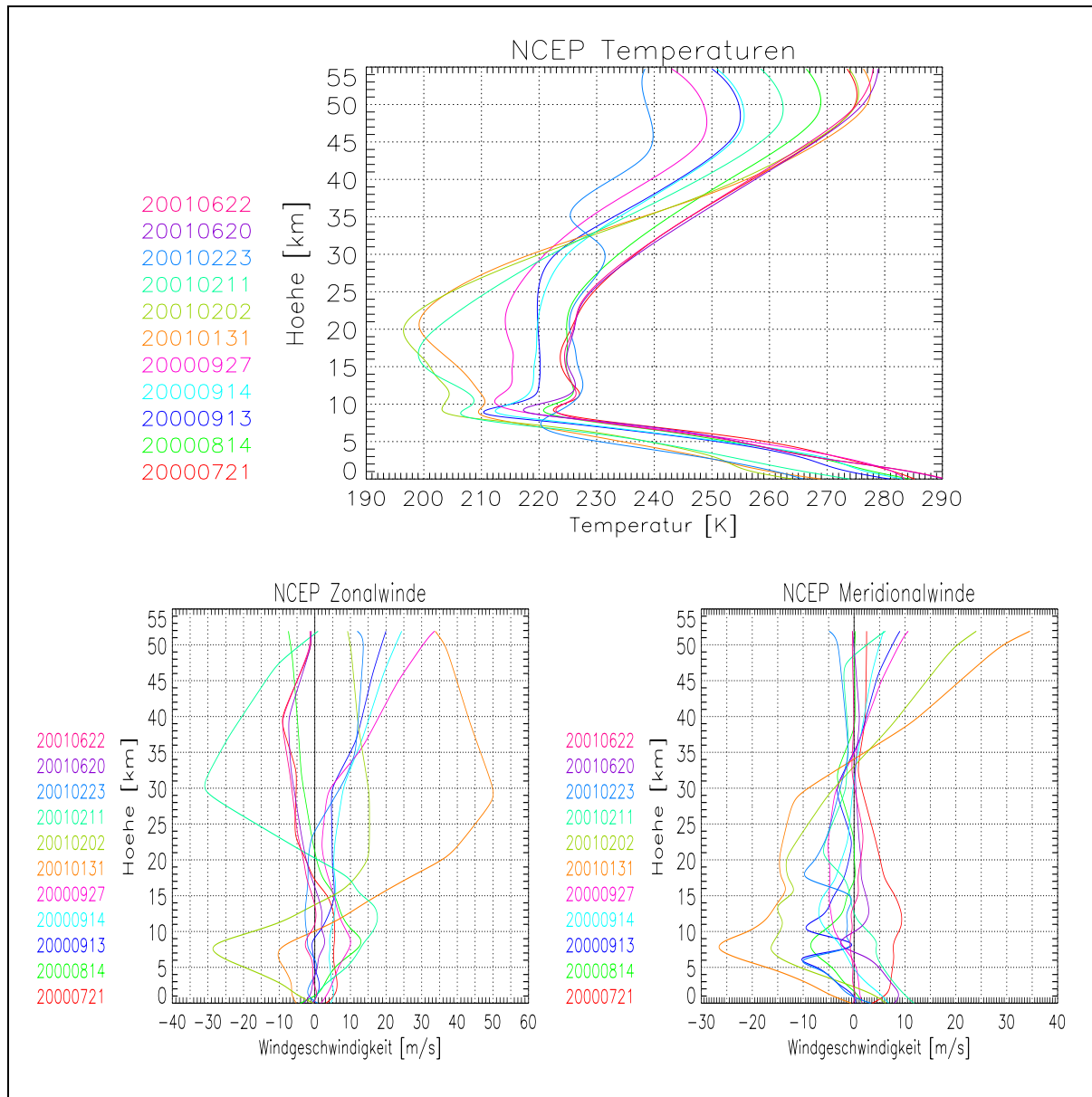


Abbildung 4.13: Zusammenfassung der Daten des NCEP-Modells für den Zeitraum der elf in dieser Arbeit untersuchten Messungen. In den Temperaturprofilen ist ebenfalls die SSW Anfang Februar 2001 zu sehen.

In Abbildung 4.13 sind die Daten des NCEP-Modells für die Messtage dargestellt. Dabei wurden die vom Modell gelieferten Daten mit einer Splinefunktion interpoliert, da das Modell die Größen nur in 19 Höhen angibt (1000 hPa – 1 hPa, entspricht etwa 0 km – 50 km). Werden die Werte mit einer feineren Höhenauflösung benötigt (z.B. für die Berechnung der intrinsischen Frequenz einer Schwerewelle in einer bestimmten Höhe), so muss interpoliert werden. Der meridionale Wind ist als zusätzliche Information mit dargestellt, er geht jedoch in keine Berechnung ein. Sehr deutlich ist ein ungewöhnlich starker Südwind in der unteren Stratosphäre und an der Tropopause während der SSW Anfang Februar 2001 zu erkennen. Auffallend sind auch die großen Unterschiede des Zonalwinds an den vier untersuchten Messtagen im Winter mit einem starken Maximum bei 8 km (31.01.2001 und 02.02.2001) und einer Veränderung des Zonalwinds von +50 m/s am 31.01.2001 auf -30 m/s am 11.02.2001.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Nachdem in Kapitel 4 die Daten der Messungen dargestellt wurden, sollen hier die Ergebnisse erarbeitet werden, die sich aus diesen Messungen ableiten lassen. Dabei geht es vor allem darum, welcher der in Abschnitt 3.6.3 vorgestellten Schwerewellenindizes für die Beurteilung der Schwerewellenaktivität anhand Messungen des ALOMAR RMR-Lidars geeignet ist und welche Wellenparameter aus den vorliegenden Messungen des ALOMAR RMR-Lidars berechnet werden können. Nach der Darstellung der Ergebnisse folgt ihre Diskussion und ein Vergleich der hier ermittelten Schwerewellenparameter mit Werten, die in anderen Untersuchungen von Schwerewellen mit Lidar-Instrumenten gefunden wurden. Zuletzt wird über die Erfahrungen berichtet, die mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren zur Schwerewellenanalyse gemacht wurden.

5.1 Bestimmung eines Wellenindex

Im Folgenden werden die drei in Abschnitt 3.6.3 vorgestellten statistischen Größen für die elf untersuchten Messungen berechnet und verglichen um zu entscheiden, welche sich am besten als Kennzahl für die Schwerewellenaktivität eignet.

In Abbildung 5.1 sind mittlere Abweichung, Standardabweichung und maximale Abweichung auf jeweils einer festen Höhe für die Zeitreihe berechnet, die sich aus den einzelnen Profilen ergibt. Beim Vergleich der verschiedenen Messungen ist zu berücksichtigen, dass die Anzahl der Profile, über welche die statistischen Größen berechnet werden, von der Messdauer abhängt. Da diese sehr unterschiedlich ist (von ca. 4 Stunden im Herbst bis maximal 33 Stunden im Sommer), ist selbst bei gleicher Wellenaktivität nicht sicher, dass auch die daraus berechneten statistischen Größen gleich sind. Der Anteil der Wellenaktivität, der lange Perioden hat, wird möglicherweise nicht vollständig berücksichtigt, wenn für die statistische Auswertung bei einer 4-stündigen Messung nur ein Bruchteil der Wellenperiode in die Messzeit fällt. Beim Vergleich der Höhenprofile von mittlerer Abweichung, Standardabweichung und maximaler Abweichung fällt auf, dass die Höhenabhängigkeit dieser drei Kennzahlen sehr ähnlich ist. Erwartungsgemäß ist die maximale Abweichung deutlich größer als die anderen beiden Größen, die nur knapp halb so groß sind. Die Standardabweichung ist über den gesamten Höhenbereich etwas geringer als die mittlere Abweichung, der Unterschied beträgt ungefähr 20 %. Der mittlere Wert der Standardabweichung ist für jede Messung als gepunktete Gerade mit eingezeichnet. Für die Berechnung dieses Mittelwerts wurde der Höhenbereich für jede Messung so eingeschränkt, dass die Bereiche am oberen und unteren Rand nicht berücksichtigt werden, wo der Wert der Standardabweichung von

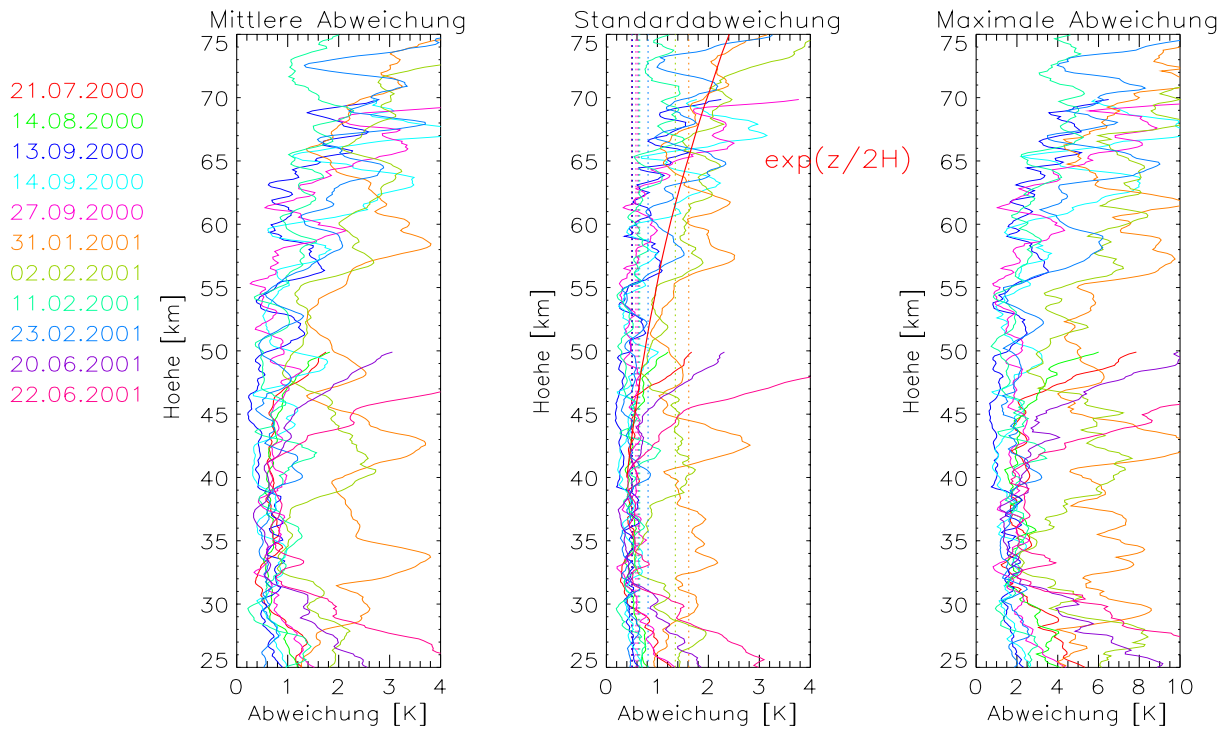


Abbildung 5.1: Verschiedene statistische Parameter auf konstanter Höhe. Beim Vergleich der Messungen ist darauf zu achten, dass sie unterschiedlich lange Messdauer haben. Die Mittelwerte der Standardabweichung sind als Geraden mit eingezeichnet (siehe auch Tabelle 5.1).

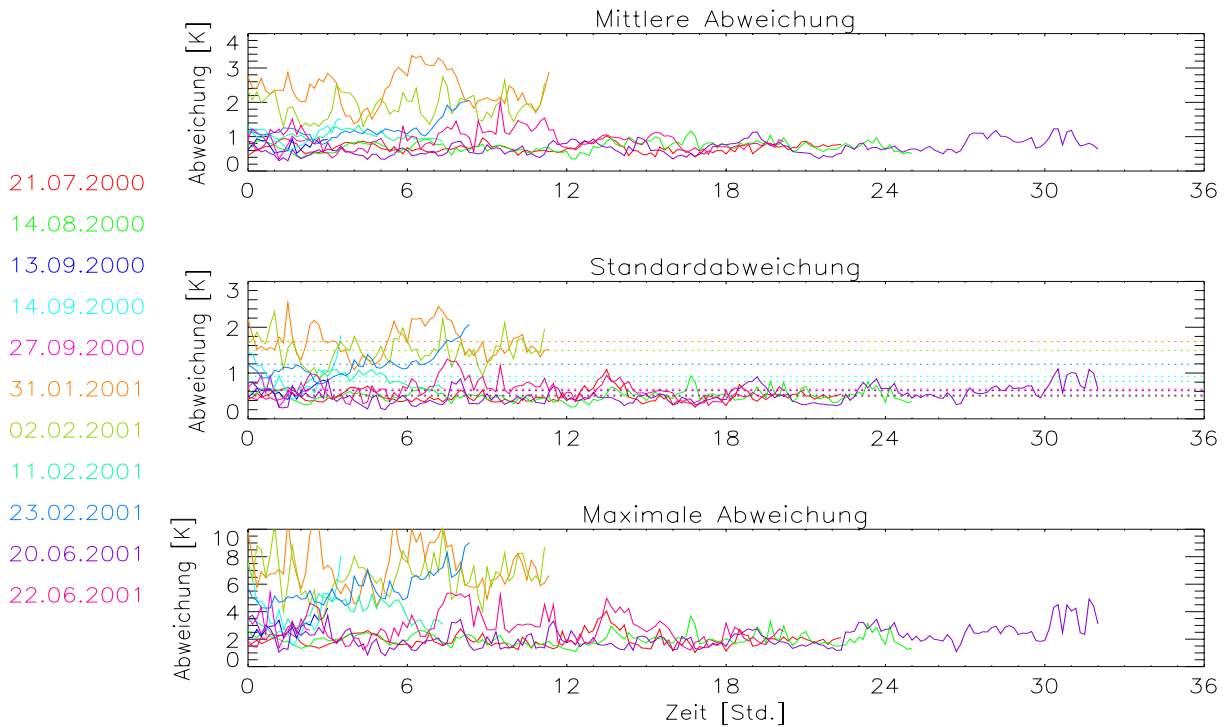


Abbildung 5.2: Statistische Wellenparameter als Zeitreihe. Die Mittelwerte der Standardabweichung sind als Geraden mit eingezeichnet (siehe auch Tabelle 5.1).

anderen Effekten beeinflusst wird, die keine Wellenphänomene sind. Diese Einschränkung betrifft insbesondere die Messungen vom 31.01.2001, vom 20.06.2001 und vom 22.06.2001. In das Höhenprofil der Standardabweichung ist zusätzlich als rote Linie der für ungedämpfte Ausbreitung erwartete exponentielle Anstieg der Wellenamplitude eingezeichnet. Nur in der Mesosphäre oberhalb von 50 km wächst die Amplitude der beobachteten Schwerewellen mit steigender Höhe.

Werden mittlere Abweichung, Standardabweichung und maximale Abweichung für jedes Einzelprofil über die Höhenkanäle gerechnet, so ergibt sich ein ähnliches Bild. Die Diagramme in Abbildung 5.2 haben die gleichen Eigenschaften wie jene aus der eben erläuterten Abbildung 5.1. Die maximale Abweichung ist ungefähr dreimal so groß wie die mittlere Abweichung und Standardabweichung. Trotzdem treten die charakteristischen Spitzen (Maxima) bei allen drei Kennzahlen beim gleichen Einzelprofil auf. Die im vorherigen Absatz beschriebene Komplikation durch die jeweils unterschiedlich lange Messdauer ergibt sich hier nicht, da die statistischen Größen über das Einzelprofil gerechnet werden. Dieses ist zwar auch unterschiedlich lang, weil die Höhe der oberen Grenze variabel ist, aber selbst im Sommer, wo die Obergrenze bei 50 km liegt, umfasst der Höhenbereich noch 25 km und ist damit deutlich größer als die typischen vertikalen Wellenlängen, die im Bereich von 8 km bis 12 km liegen (siehe Abschnitt 5.2).

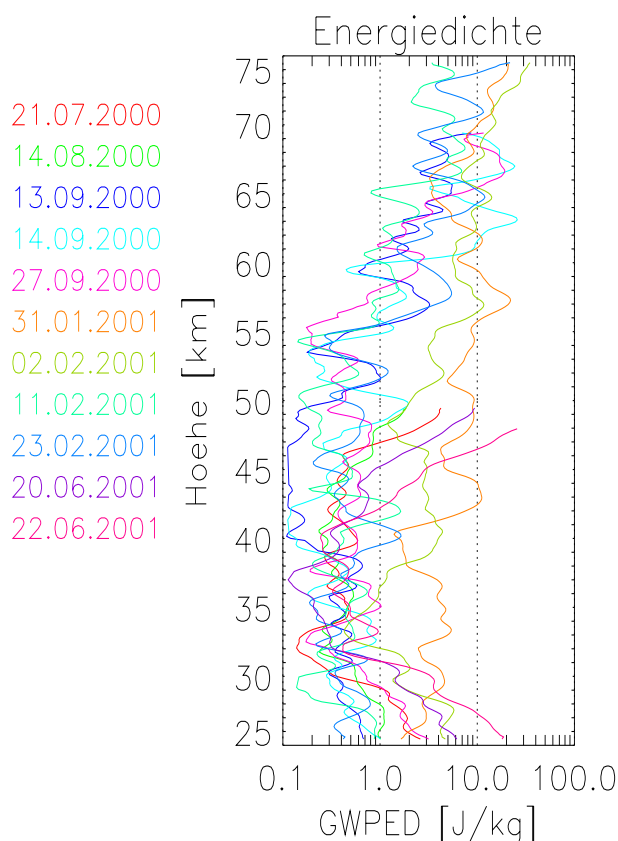


Abbildung 5.3: Profil der GWPED (Schwerewellen Energiedichte) für die einzelnen Messstage.

betrachtet wurde. Höhenprofile der Energiedichte (GWPED) für die einzelnen Messungen sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Sie haben einen ähnlichen Verlauf wie die Profile der Standardabweichung in Abbildung 5.1, allerdings geht auch die höhenabhängige Brunt–

Da das Verhältnis von mittlerer Abweichung, Standardabweichung und maximaler Abweichung für die elf untersuchten Messungen gleich ist, könnten alle drei Parameter als Kenngröße für die Wellenaktivität in der Atmosphäre benutzt werden. Die maximale Abweichung hat den Nachteil, dass schon einzelne Ausreißer in den Messwerten einen großen Einfluss auf die Größe der maximalen Abweichung haben. Daher ist die maximale Abweichung zur Charakterisierung der Schwerewellenaktivität nicht geeignet. Um den sehr variablen Charakter der Schwerewellenaktivität mit zu berücksichtigen, wird im Folgenden nur noch die Standardabweichung betrachtet und als Wellenindex definiert.

Eine weitere Kenngröße für die Schwerewellenaktivität ist die Energiedichte von Schwerewellen (GWPED) aus Gleichung 3.16. Dabei ist zu beachten, dass in die GWPED die mittlere relative Temperaturschwankung $\frac{\Delta T(z)}{T(z)}$ eingeht und nicht der Absolutwert der Temperaturabweichung, der bisher hier

Messzeit	Standardabweichung [K]		GWPED [J/kg]
	(über Zeit)	(über Höhe)	
21.07.2000 20:52 – 21:03	0,49	0,50	0,43
14.08.2000 17:53 – 20:43	0,51	0,51	0,44
13.09.2000 19:38 – 23:30	0,51	0,61	0,79
14.09.2000 19:23 – 23:48	0,63	0,93	1,97
27.09.2000 20:43 – 00:02	0,58	0,65	0,87
31.01.2001 17:08 – 05:02	1,62	1,69	6,85
02.02.2001 17:19 – 04:58	1,35	1,49	4,65
11.02.2001 20:06 – 05:10	0,65	0,81	1,38
23.02.2001 17:58 – 04:45	0,82	1,19	2,07
20.06.2001 14:45 – 00:30	0,49	0,52	0,43
22.06.2001 04:45 – 02:45	0,62	0,62	0,66

Tabelle 5.1: Diese Tabelle zeigt die aus den beiden vorherigen Figuren berechneten Schwerewellenindizes als Mittelwert der Standardabweichung auf konstanter Höhe bzw. zu fester Zeit. Zusätzlich sind die Werte der Energiedichte aufgeführt.

Väisälä Frequenz N in die Berechnung mit ein und verändert das Höhenprofil geringfügig.

Eine Zusammenstellung der Mittelwerte der Standardabweichung, berechnet auf einer festen Höhe über die Zeit bzw. für die Einzelprofile über die Höhe, wird in Tabelle 5.1 gegeben. Die Zahlenwerte ergeben sich bei Mittelung über die Höhenprofile in Abbildung 5.1 bzw. über die Zeitreihen in Abbildung 5.2. Zusätzlich ist für jede Messung die aus der mittleren relativen Temperaturschwankung berechnete Energiedichte der Schwerewellen aufgeführt.

Beim Vergleich der über die Zeit bzw. über die Höhe berechneten Standardabweichung fällt auf, dass die Werte sehr ähnlich sind. Während die Werte für die Sommermessungen praktisch gleich sind, unterscheiden sie sich für die Winter- und Herbstmessungen teilweise sehr deutlich. Am größten ist der Unterschied am 14.09.2000 und am 23.02.2001. Dabei scheint ein Zusammenhang zwischen Messdauer und Unterschied der beiden Werte zu bestehen. Dies ist zu erwarten, denn bei einer kurzen Messdauer wird bei den Zeitreihen

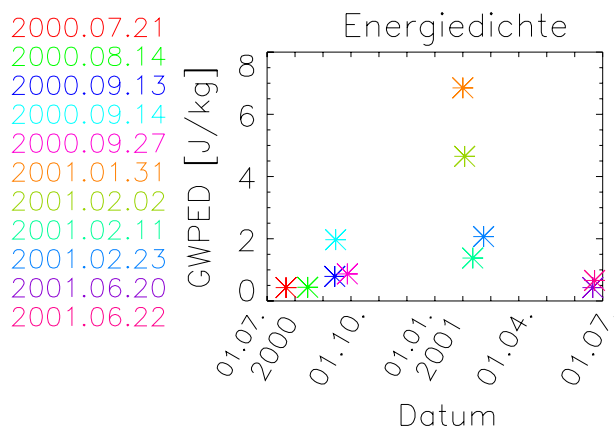


Abbildung 5.4: Werte der Energiedichte (GWPED) für die einzelnen Messungen. Auffallend ist die große Variation auf kurzen Zeitskalen.

auf fester Höhe eventuell nur ein Teil der Wellenperiode berücksichtigt. Dies sollte bei der Berechnung der Standardabweichung über die Zeit dazu führen, dass der berechnete Wert kleiner wird, weil nur die kurzwelligen Anteile vollständig berücksichtigt werden. Beim Vergleich der Werte untereinander gibt es außerdem das Problem, dass bei der Wellenanalyse der Herbstmessungen nur der Anteil der Schwerewellen mit kurzen Perioden erfasst wird und die Wellen mit langen Perioden noch im mittleren Temperaturprofil dieser Messungen zu erkennen sind (siehe Abschnitt 4.3).

Die GWPED–Werte aus Tabelle 5.1 sind in Abbildung 5.4 als Diagramm dargestellt. So ist es einfacher, die großen Variationen des Wertes der Energiedichte (GWPED) zu erkennen. Die Tendenz eines Jahresgangs, die man aus dieser Abbildung entnehmen könnte, ist statistisch nicht zu belegen, weil nur einige ausgewählte Tage untersucht wurden. Der hohe Wert für die Messung vom 31.01.2001 könnte eine Begleiterscheinung der Stratosphärenerwärmung sein, die eine Umstellung des Windsystems in polaren Breiten und damit eine Veränderung der Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen mit sich bringt. Diese beiden Effekte führen zu der beobachteten drastischen Veränderung des Temperaturprofils in der Mittleren Atmosphäre.

5.2 Schwerewellenparameter an einigen Beispielen

In diesem Abschnitt werden diejenigen Messungen genauer untersucht, bei denen eine ausgeprägte Wellenstruktur beobachtet wurde, um einige Parameter der während dieser Messungen in der Atmosphäre vorhandenen Schwerewellen zu bestimmen. Diese Größen sind vertikale Wellenlänge, vertikale Phasengeschwindigkeit, Periode und horizontale Wellenlänge. Wenn Winddaten aus der entsprechenden Höhe vorliegen, kann auch noch die intrinsische Frequenz bzw. intrinsische Periode der Schwerewellen berechnet werden.

Zwei sehr leicht zu bestimmende Parameter sind die vertikale Wellenlänge und die vertikale Phasengeschwindigkeit. Dazu werden die in Abschnitt 4.3 dargestellten Konturdiagramme benutzt. In sie können Geraden eingezeichnet werden, die Orte gleich bleibender Phase bezeichnen, zum Beispiel die positiven Maxima der Temperaturschwankung. Aus dem vertikalen Abstand der Geraden ergibt sich die vertikale Wellenlänge λ_z und aus der Steigung der Geraden die vertikale Phasengeschwindigkeit $c_{ph,z}$. Die beobachtete Frequenz bzw. Periode ergibt sich dann gemäß Gleichung 2.28 aus $\omega = 2\pi c_{ph,z}/\lambda_z$ bzw. $T_{beob.} = \lambda_z/c_{ph,z}$. Als Beispiel für diese Vorgehensweise ist in Abbildung 5.5 das Konturdiagramm der Temperaturschwankungen für den 31.01.2001 dargestellt. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass bei einer solchen Analyse nur die dominante Wellenlänge erfasst wird, denn nur diese lässt sich direkt aus den Konturdiagrammen ablesen. Alle weiteren aus diesen Größen berechneten Parameter gelten daher auch nur für den jeweils stärksten Anteil im Spektrum der Schwerewellen dieser Messung. Die Spektren in Abschnitt 5.3 zeigen aber, dass in der Atmosphäre stets ein breites Spektrum von Wellen vorhanden ist, da die Anregung nur selten streng monochromatisch erfolgt.

Unter der Annahme, dass die horizontale Wellenlänge λ_x um

vielen größer ist als die vertikale Wellenlänge λ_z , ergibt sich in guter Näherung Gleichung 2.29, mit deren Hilfe sich aus vertikaler Wellenlänge λ_z , beobachteter Periode $T_{beob.}$ und Brunt–Väisälä Frequenz N gemäß $\lambda_x \simeq \lambda_z T_{beob.}/T_{BV}$ die horizontale Wellenlänge berechnen lässt. Dabei ist T_{BV} die zur Brunt–Väisälä Frequenz N gehörende Periode. Für die Berechnung der Brunt–Väisälä Frequenz wird das gemessene mittlere Temperaturprofil benutzt (siehe Gleichung 2.10).

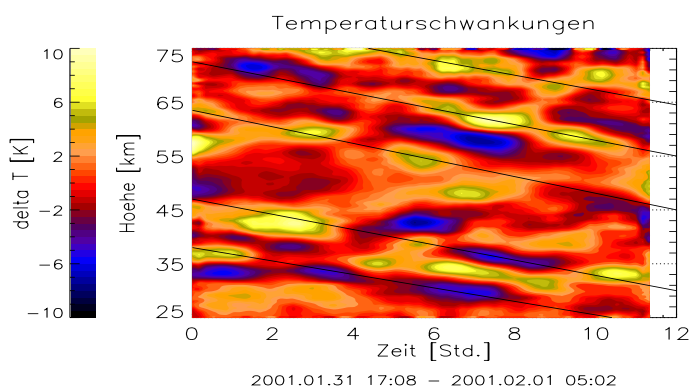


Abbildung 5.5: Beispiel für Berechnung der Schwerewellenparameter

Datum	Gemessene Größen		Modell $\bar{u}$ [m/s]	Berechnete Größen		
	λ_z [km]	$c_{ph,z}$ [m/s]		$T_{beob.}$ [Std.]	λ_x [km]	$\hat{T}$ [Std.]
14.08.2000	6,0	-0,22	-5,5	7,5	≈ 550	6,0
31.01.2001	9,0	-0,38	—	6,5	≈ 650	—
	9,5	-0,40	—	6,5	≈ 700	—
	8,0	-0,40	-43,5	5,5	≈ 700	-21,5
<i>Mittelwert</i>	8,8	-0,39	43,5	6,2	≈ 680	-21,5
02.02.2001	11,5	-0,53	5,0	6,0	≈ 700	7,0
20.06.2001	8,5	-0,43	-3,0	5,5	≈ 500	5,0
	10,0	-0,40	-7,0	7,0	≈ 900	6,0
<i>Mittelwert</i>	9,3	-0,42	-5,0	6,3	≈ 700	5,5

Tabelle 5.2: Übersicht über die aus den Konturdiagrammen abgelesenen Parameter (gemessene Größen) und die daraus berechneten weiteren Größen der über der ALOMAR-Forschungsstation beobachteten Schwerewellen. Die Winddaten sind den Daten des NCEP-Modells entnommen (siehe Abschnitt 4.4). T ist die beobachtete Periode, die noch die Dopplerverschiebung durch den mittleren Wind $\bar{u}$ enthält, während bei der intrinsischen Periode $\hat{T}$ diese Korrektur berücksichtigt ist. Die verschiedenen Werte für eine Messung ergeben sich aus den unterschiedlichen Höhen, die betrachtet werden. Liegt in einer bestimmten Höhe keine Information über den Zonalwind vor, so sind dieses Feld sowie das der intrinsischen Periode $\hat{T}$ mit einem Strich gekennzeichnet. Der negative Wert für die intrinsische Periode $\hat{T}$ am 31.01.2001 wird im Text erklärt.

Mit den Winddaten aus dem NCEP-Modell (siehe Abschnitt 4.4) lässt sich schließlich noch aus der beobachteten Frequenz ω die intrinsische Frequenz $\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x$ berechnen (siehe auch Gleichung 2.30 aus Abschnitt 2.2.3), wobei $\bar{u}$ die zonale Komponente des Winds in der entsprechenden Höhe ist. Da die Modelldaten nur jeweils um 12 Uhr GMT zur Verfügung stehen, der Unterschied in den Profilen zweier aufeinander folgender Tage jedoch nicht sehr groß ist (siehe Abbildung 4.13), wurde jeweils das Profil des Tages benutzt, an dem die jeweilige Messung begonnen wurde. Für die Bestimmung des Zonalwinds in einer bestimmten Höhe wurden die Modelldaten mit einer Splinefunktion interpoliert.

Die Werte für die so aus den Messdaten abgeleiteten Schwerewellenparameter sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Vertikale Wellenlänge und Phasengeschwindigkeit werden aus den Messdaten bestimmt, die Winddaten stammen aus dem NCEP-Modell. Beobachtete Periode, horizontale Wellenlänge und intrinsische Periode sind davon abgeleitete Größen, wobei zur Berechnung die in diesem Abschnitt aufgeführten Formeln benutzt wurden. Die ermittelten Perioden im Bereich von 5,5 Stunden bis 7,5 Stunden und die vertikalen Wellenlängen von 6–12 km entsprechen den Erwartungen. Beobachtete Periode, horizontale Wellenlänge und intrinsische Periode können nur auf eine halbe Stunde bzw. 50 km genau bestimmt werden. Da die Geraden konstanter Phase manuell anhand der Konturdiagramme angepasst werden, kann keine größere Genauigkeit erreicht werden. Der negative Wert für die intrinsische Periode am 31.01.2001 ergibt sich aus $\hat{\omega} = \omega - \bar{u}k_x$, wenn der mittlere Wind $\bar{u}$ einen großen Wert annimmt. Dies ist kein Fehler, denn wichtig für die Ausbreitung der Welle ist die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit. Diese werden in Gleichung 2.26 definiert. Aus Gleichung 2.25 ergibt sich für die intrinsische Frequenz $\hat{\omega} = \pm \frac{Nk_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}$. Im Fall negativer intrinsischer Frequenz bzw. Periode ist in dieser Gleichung sowie in Gleichung 2.26 das negative Vorzeichen zu wählen.

Ein Vergleich der Werte mit Zahlen aus anderen Publikationen findet sich in Abschnitt 5.4 und Tabelle 5.3. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass alle angegebenen Werte für die jeweils dominante Welle berechnet wurden, obwohl in den meisten Höhen eine Überlagerung von mehreren Wellen vorlag, wie in den Abbildungen der spektralen Analyse auf konstanten Höhen im folgenden Abschnitt gezeigt werden wird.

Die relativ kleinen Werte für die vertikale Phasengeschwindigkeit $c_{ph,z}$ deuten darauf hin, dass es sich bei den beobachteten Schwerewellen um Wellen handelt, die orographisch angeregt wurden [z. B. *Shibata et al.*, 1986]. Es handelt sich vermutlich um Schwerewellen, die am skandinavischen Bergrücken angeregt wurden und sich bis über die ALOMAR-Forschungsstation ausgebreitet haben. Da die horizontale Wellenlänge zwischen 550 km und 900 km liegt, können die Berge auf Andøya oder der etwa 40 km weit entfernten Insel Senja als Quelle von orographisch angeregten Schwerewellen ausgeschlossen werden, da deren horizontale Ausdehnung viel geringer ist als die abgeleitete horizontale Wellenlänge (Andøya: 2–5 km, Senja: ca. 35 km).

5.3 Spektrale Analysen

Bei der spektralen Analyse muss unterschieden werden, ob aus einer Zeitreihe der Temperaturschwankung auf einer bestimmten Höhe das Spektrum der beobachteten Perioden berechnet werden soll oder aus einem Höhenprofil der Temperaturschwankung ein Spektrum der vertikalen Wellenlängen der Schwerewellen. Beides ist möglich, muss aber getrennt interpretiert werden. Spektren der beobachteten Perioden wurden über die Fourier-Transformation der Autokovarianz für die Sommer- und Wintermessungen in einem 5 km Höhenraster berechnet und sind in den Abbildungen 5.6 (Sommer) und 5.7 (Winter) wiedergegeben. Die FFT liefert ein Spektrum mit konstanter Schrittweite in der Frequenzdomäne. Wird das Spektrum in Wellenlängen umgerechnet, so nimmt der Abstand zwischen zwei Datenpunkten mit steigender Wellenlänge zu. Die Herbstmessungen können so nicht ausgewertet werden, weil die Messdauer zu kurz war. Daher sind in Abbildung 5.8 für die Messungen vom 13.09.2000, 14.09.2000 und 27.09.2000 Einzelprofile der Temperaturschwankung im Abstand von jeweils 30 Minuten dargestellt. Anhand dieser Profile kann die vorherrschende vertikale Wellenlänge und beobachtete Periode ermittelt werden. An den hier gezeigten Spektren der elf untersuchten Messungen ist zu sehen, dass bei keiner Messung eine monochromatische Welle beobachtet wurde, sondern immer ein ganzes Spektrum von Wellen in der Atmosphäre vorhanden war.

Die Spektren der Sommermessungen sind in Abbildung 5.6 zu finden. Am 21.07.2001 (Abbildung 5.6(a)) gibt es in 25 km Höhe nur einen Anteil mit einer Periode von ungefähr 24 Stunden. Dieser Anteil wird durch einen instrumentellen Effekt verursacht, der mit der Außentemperatur zusammenhängt. Diese weist einen Tagesgang auf, der bei der spektralen Analyse zu einem starken Anteil mit 24-stündiger Periode führt. In 30 km Höhe gibt es Anteile mit 3,5 Stunden und 5 Stunden während zwischen 35 km und 40 km die dominante Periode 7–9 Stunden beträgt. Am 14.08.2000 sind in der spektralen Analyse in Abbildung 5.6(b) oberhalb von 25 km zwei Wellenanteile mit 5 Stunden bzw. 8,5 Stunden Periode zu sehen. Wellen mit anderen Perioden kamen an diesem Tag in der oberen Stratosphäre nicht vor. Am unteren Rand der Messung bei 25 km Höhe ist ein breiteres Maximum im Spektrum bei Perioden von mehr als 16 Stunden zu sehen.

Auch am 20.06.2001 gab es über der ALOMAR-Forschungsstation eine geordnete Wellenstruktur mit einer etwas kleineren Amplitude als während der beiden Messungen im Sommer 2000. Die spektrale Analyse (Abbildung 5.6(c)) zeigt in 35 km Höhe eine Periode von knapp 11 Stunden, während in den anderen Höhen eine Überlagerung mehrerer

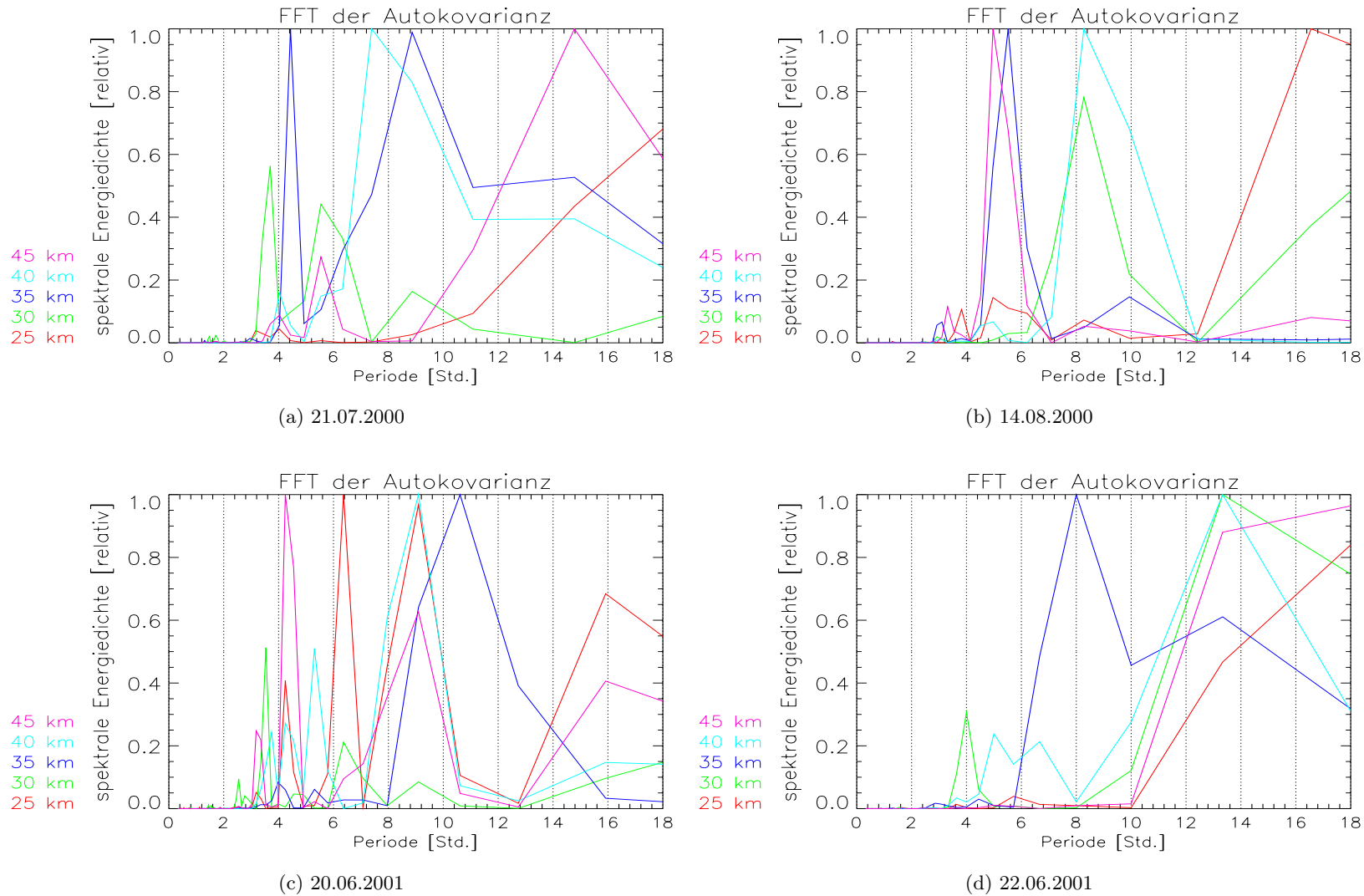
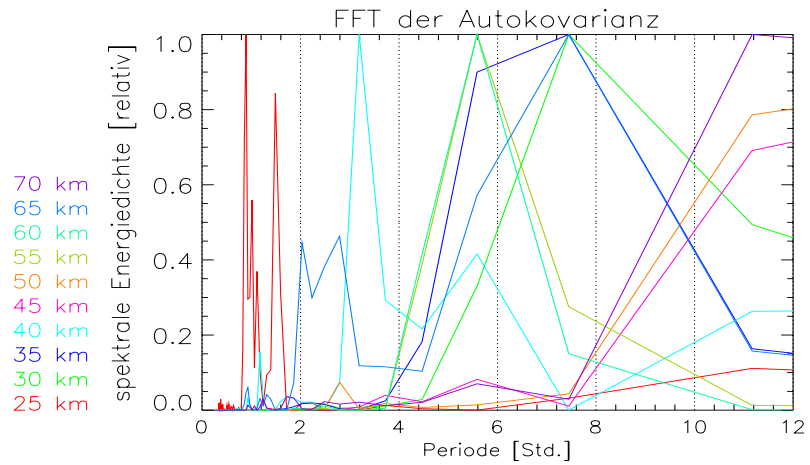
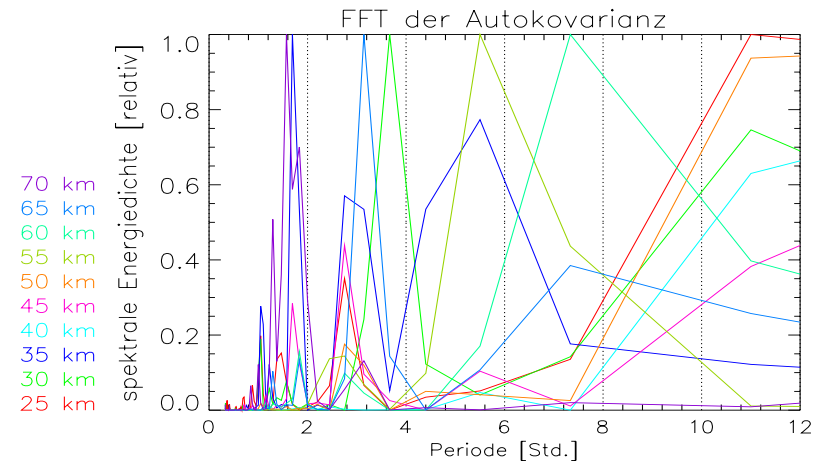


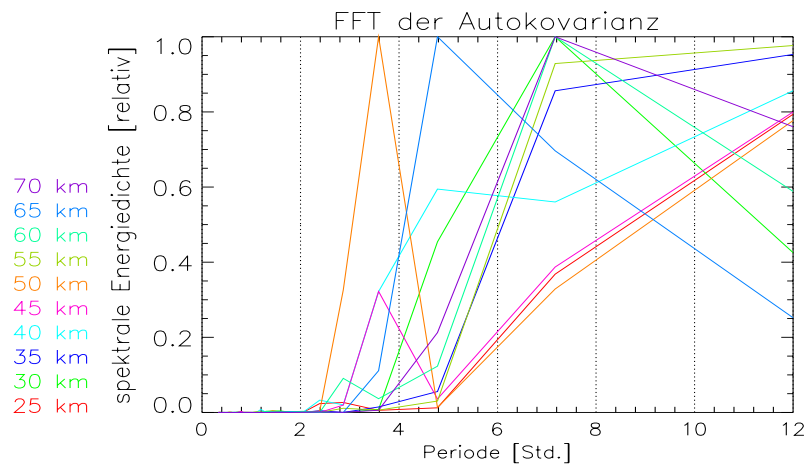
Abbildung 5.6: Spektren der Zeitreihen der Temperaturschwankung in festen Höhen für die vier Sommermessungen. Die Integrationszeit von 120 Minuten führt dazu, dass die Spektren unterhalb von 2 Stunden null sind. Die Normierung wurde so gewählt, dass für jedes Spektrum das Maximum 1 beträgt.



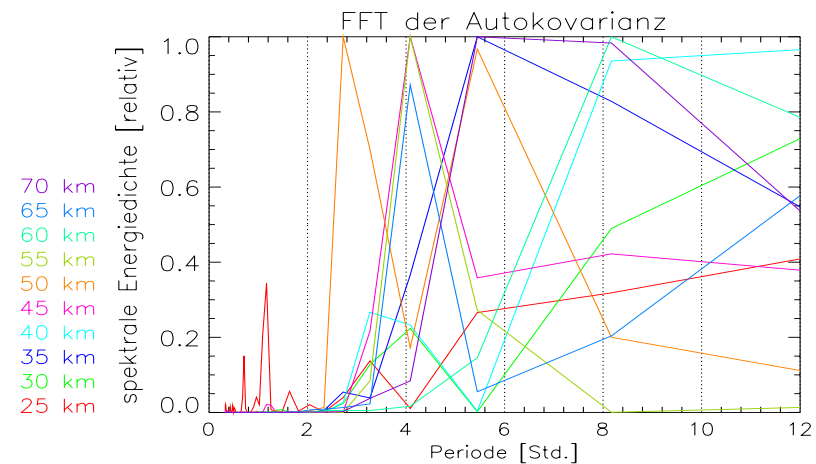
(a) 31.01.2001 (30 Min. Integrationszeit)



(b) 02.02.2001 (30 Min. Integrationszeit)



(c) 11.02.2001 (120 Min. Integrationszeit)



(d) 23.02.2001 (120 Min. Integrationszeit)

Abbildung 5.7: Spektren der Zeitreihen der Temperaturschwankung in festen Höhen für die vier Wintermessungen. Die Normierung wurde so gewählt, dass für jedes Spektrum das Maximum 1 beträgt. Zu beachten sind die unterschiedlich langen Integrationszeiten für die Messungen. Die kleinen Maxima am 23.02.2001 bei Perioden unterhalb von 2 Stunden sind Störungen und keine Wellenanteile.

Schwerewellen mit Perioden zwischen 3 Stunden und 9 Stunden vorlag. Der zusätzliche Anteil mit einer Periode von mehr als 16 Stunden an den Rändern des Höhenintervalls geht nicht auf Wellen, sondern auf die Veränderung des statistischen Fehlers durch das solare Untergrundsignal am oberen Rand und einen instrumentellen Fehler am unteren Rand zurück. Bei der vierten untersuchten Sommermessung am 22.06.2001 wurde eine schwache Wellenaktivität beobachtet. In den Spektren in Abbildung 5.6(a) sind keine scharfen Maxima mehr zu erkennen. In 35 km Höhe gibt es einen Anteil mit 9-stündiger Periode, in den anderen Höhen gibt es nur breite Maxima bei Perioden von mehr als 12 Stunden. Wellen mit Perioden von 12 Stunden und 24 Stunden werden im Allgemeinen mit Gezeiten in Verbindung gebracht und haben andere Anregungsmechanismen als Schwerewellen (mehr über Gezeitenuntersuchung mit einem Lidar-Instrument findet sich z.B. in *Oldag* [2001]). Die Zeitreihe bei 25 km wird von einem instrumentellen Effekt beeinflusst.

Die Spektren der Zeitreihen in verschiedenen Höhen sind für die vier untersuchten Wintermessungen in Abbildung 5.7 zusammengefasst. Bei der spektralen Analyse fällt auf, dass sich kein so klares Bild mehr ergibt wie bei den vier Sommermessungen. Stattdessen finden sich in jeder Höhe mehrere ähnlich große Maxima bei unterschiedlichen Perioden. Beim Vergleich von Abbildung 5.7 mit Abbildung 5.6 ist zu beachten, dass die Skalierung der Zeitachse unterschiedlich ist. Der Grund dafür, dass hier jetzt auch Maxima bei Perioden unterhalb von 2 Stunden auftreten, ist die kürzere Integrationszeit von nur 30 Minuten (siehe Tabelle 4.1).

Die Spektren der Zeitreihen auf fester Höhe für die Messung vom 31.01.2001 sind in Abbildung 5.7(a) dargestellt. Dies war der Tag mit der größten Schwerewellenaktivität aller elf untersuchten Messungen. In 25 km Höhe sind fast nur Anteile mit Perioden von weniger als 2 Stunden vorhanden. Darüber liegt eine Überlagerung verschiedenster Wellen mit Perioden zwischen 2 Stunden und 11 Stunden vor. Am 02.02.2001 zeigt die spektrale Analyse ein geordneteres Bild (Abbildung 5.7(b)). In 25 km Höhe überwiegt eine 24-stündige Variation, während in 30 km Höhe die dominante Periode 3,5 Stunden beträgt. Zwischen 55 km und 60 km liegt die Periode bei 5,5 Stunden bis 7,5 Stunden. Zusätzlich sind in manchen Höhen Anteile mit einer Periode von weniger als 2 Stunden vorhanden. Die Messung vom 11.02.2001 wurde mit 120 Minuten Integrationszeit ausgewertet, so dass in der spektralen Analyse in Abbildung 5.7(c) bei Perioden von weniger als 2 Stunden kein Signal vorhanden ist. Während dieser Messung gab es im gesamten Höhenbereich zwischen 30 km und 70 km eine Wellenstruktur mit einer Periode von 7 Stunden. Lediglich im Bereich der Stratopause bei ca. 45 km Höhe lag die beobachtete Periode bei 3,5 Stunden. Die spektrale Analyse der Messung vom 23.02.2001 zeigt in Abbildung 5.7(d)) kein so eindeutiges Bild. Während dieser Messung gab es in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation mehrere Wellenanteile in verschiedenen Höhen mit Perioden zwischen 3 Stunden und 9 Stunden.

Herbstmessungen

Für die drei Messungen vom Herbst 2000 kann wegen der kurzen Messdauer keine spektrale Analyse der Zeitreihen der Temperaturschwankung auf festen Höhen mittels Fourier-Transformation durchgeführt werden. Um trotzdem Aussagen über vertikale Wellenlänge und Periode der Schwerewellen an diesen Tagen machen zu können, sind in Abbildung 5.8 einzelne vertikale Profile der Temperaturschwankung im Abstand von 30 Minuten dargestellt. Aus dem vertikalen Abstand der Maxima ergibt sich die vertikale Wellenlänge und aus der zeitlichen Entwicklung eines Maximums lässt sich die dominante Periode ermitteln.

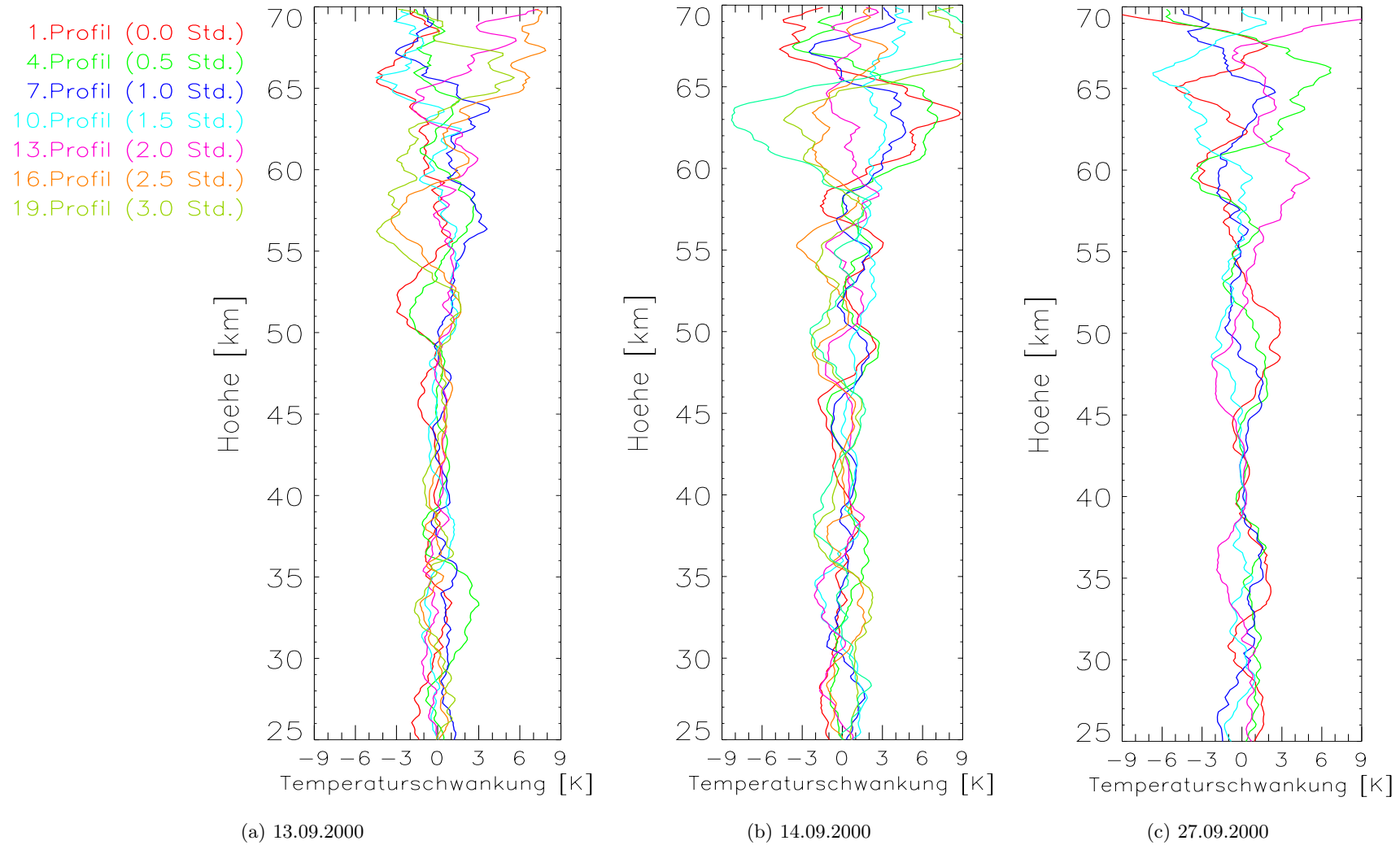


Abbildung 5.8: Einzelprofile im Abstand von 30 Minuten für die drei Messungen vom Herbst 2000. Am 27.09.2000 lag eine stehende Welle vor mit Wellenknoten bei 31,5 km, 42 km und 55 km. Aus den Einzelprofilen lassen sich vertikale Wellenlänge und die Periode der Welle ermitteln (siehe Text). Eine spektrale Analyse über eine FFT ist für diese Messungen wegen der kurzen Messdauer nicht möglich.

Die Einzelprofile der Messung vom 13.09.2000 in Abbildung 5.8(a) zeigen unterhalb von 43 km keine geordnete Wellenstruktur. Darüber sind Wellen mit einer vertikalen Wellenlänge von 7 km sowie 14 km vorhanden. Aus der Entwicklung des Maximums in 57 km Höhe ergibt sich eine Periode von etwa 4 Stunden. Die Einzelprofile der Messung vom 14.09.2000 in Abbildung 5.8(b) zeigen Wellen mit kleineren vertikalen Wellenlängen als während der beiden anderen Herbstmessungen. Die vertikale Wellenlänge liegt bei 6–7 km und die beobachtete Periode beträgt etwa 6 Stunden. Am 27.09.2000 liegt im Gegensatz zu der Situation am 13.09.2000 und am 14.09.2000 eine ausgeprägte stehende Welle in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation vor (siehe Abbildung 5.8(c)) mit Wellenknoten bei 31,5 km, 42 km und 55 km Höhe und Wellenbäuchen (Maxima) in Höhen von 35 km, 49 km und 67 km. Die vertikale Wellenlänge beträgt etwa 13 km; für die Periode ergeben sich ca. 4 Stunden. Bei den Messungen vom 13.09.2000 und 27.09.2000 ist ein gleichmäßiges Anwachsen der Amplitude der Wellen mit der Höhe zu beobachten, während dies am 14.09.2000 nicht der Fall war.

Spektren der vertikalen Wellenlänge

Die berechneten Spektren der vertikalen Wellenlängen sind für alle untersuchten Messungen in Abbildung 5.9 zusammengestellt. Die grauen Linien sind die berechneten Spektren der einzelnen Höhenprofile der Temperaturschwankung einer Messung, während die dicke grüne Linie den statistischen Mittelwert aller Einzelspektren darstellt. Zusätzlich ist als rote Linie ein idealisiertes Schwerewellenspektrum eingezeichnet, das auch schon in Abschnitt 3.6.2 und Abbildung 3.2 erwähnt wurde.

Die dabei im Wellenlängen-Bereich von 1 km bis 10 km vermutete spektrale k_z^{-3} Abhängigkeit konnte in Lidar-Untersuchungen beobachtet werden ([Fritts, 1984, Fig.30]; Gardner *et al.* [1989]; Hertzog *et al.* [2001]) und ist auch theoretisch erklärt worden [z. B. Dewan und Good, 1986]. Dabei muss beachtet werden, dass sowohl bei der Ableitung der Theorie als auch bei den Beobachtungen eine gewisse Bandbreite an Werten möglich ist und auftritt. Der Koeffizient variiert dabei von $-5/3 \approx -1,7$ bis etwa $-3,1$. Wenn die in dieser Arbeit ermittelten mittleren Spektren mit dem idealisierten Spektrum verglichen werden, ist zu sehen, dass zwar der grobe Verlauf übereinstimmt, im Detail aber die einzelne Messungen durchaus Abweichungen zeigen. Außerdem sind auch die Übergänge zwischen den verschiedenen Bereichen des Spektrums nicht so scharf, wie in dem idealisierten Spektrum aus Abbildung 3.2. Auch der genaue Wert, bei dem die Übergänge stattfinden, ist etwas variabel und liegt nicht immer genau bei vertikalen Wellenlängen von 1 km bzw. 10 km. Insgesamt passen die hier gezeigten Spektren der Messungen über ALOMAR jedoch gut zu dem erwarteten Verlauf.

5.4 Diskussion der Ergebnisse

Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Ergebnisse für die Wellenparameter bewegen sich im Rahmen der erwarteten Werte. In diesem Abschnitt werden die hier erzielten Messungen nun mit anderen Schwerewellenanalysen verglichen, die ebenfalls mit Lidar-Instrumenten durchgeführt wurden. Dabei ist zu beachten, dass es sehr große Unterschiede in der Wellenaktivität in verschiedenen geographischen Breiten gibt [Hirota, 1986]. Deshalb ist auch der direkte Vergleich schwierig, wenn nicht beide Stationen wenigstens ungefähr auf der gleichen Breite liegen. Andererseits gibt es nicht sehr viele Lidar-Stationen in den hohen nördlichen Breiten, so dass auch einige Messungen aus anderen Breiten hier erwähnt werden. Eine Zusammenstellung der Zahlenwerte findet sich in Tabelle 5.3

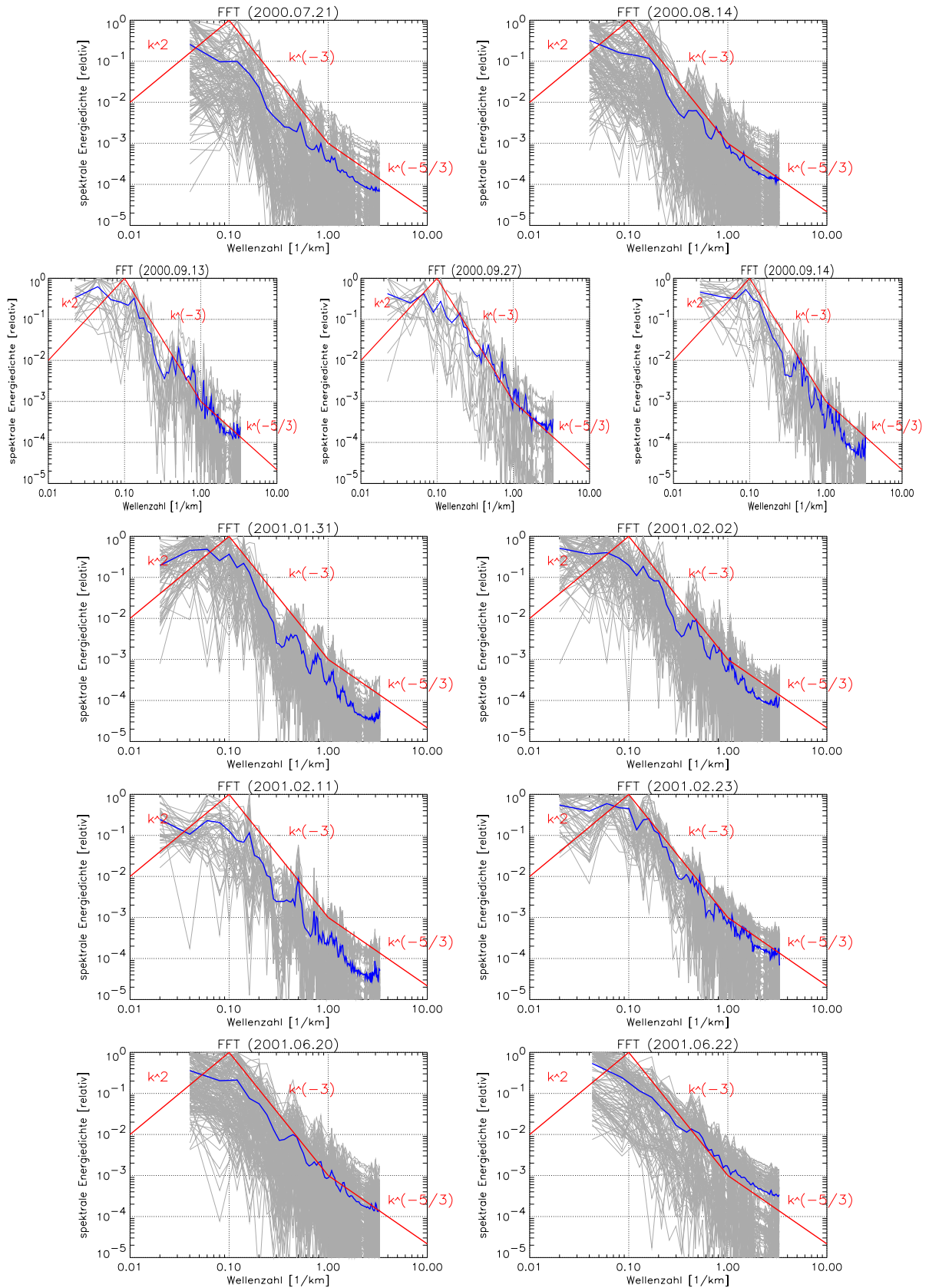


Abbildung 5.9: Übersicht über die Spektren der vertikalen Wellenlänge. Das über alle Einzelspektren gemittelte Spektrum ist als blaue Linie dargestellt, der theoretisch [Dewan und Good, 1986] erwartete Verlauf proportional zu k^{-3} für den Wellenlängen-Bereich von 1 km bis 10 km ist als rote Linie eingetragen, wobei k hier die vertikale Wellenzahl ist.

Stations- name	Lage	phys. Größe	Höhen- bereich	vert. Wellen- länge	Phasen- geschwindig- keit	Periode	horiz. Wellen- länge	Quelle
ESRANGE	69, 0° N	Temperatur	30 – 50 km	5 – 10 km	-0,03 bis -0,24 m/s	9,3 Std.	≈ 800 km	<i>Siebert</i> [2000]
ARCLITE	67, 0° N	Dichte	30 – 45 km	8 – 12 km	—	2 – 3 Std.	—	<i>Gerrard et al.</i> [1998]
OHP	44° N	Dichte	30 – 80 km	2 – 11 km	-0,14 bis -1,40 m/s	—	—	<i>Chanin und Hauchecorne</i> [1981]
Urbana	40° N	Dichte	35 – 50 km	2 – 11,5 km	-0,10 bis -0,85 m/s	1,5 – 17 Std.	70 – 2000 km	<i>Gardner et al.</i> [1989]
Fukuoka	34° N	Dichte	30 – 65 km	≈ 10 km	0 bis -0,33 m/s	—	—	<i>Shibata et al.</i> [1986]
OHP	44° N	Wind	13 – 20 km	0,3 – 7 km	—	0,3 – 10 Std.	—	<i>Hertzog et al.</i> [2001]
ALOMAR	69, 3° N	Temperatur	25 – 75 km	6 – 13 km	-0,22 bis -0,53 m/s	4 – 8 Std.	550 – 900 km	diese Arbeit

Tabelle 5.3: Auflistung von anderen Schwerewellenbeobachtungen und den dabei ermittelten Werten für vertikale Wellenlängen, vertikale Phasengeschwindigkeit und Periode sowie der daraus abgeleiteten horizontalen Wellenlänge. In der untersten Zeile sind die in dieser Arbeit gefundenen Werte angegeben. Liegen von einer Quelle keine Angaben zu einem bestimmten Parameter vor, so ist das entsprechende Feld in der Tabelle mit einem Strich gekennzeichnet.

Die Schwerewellenuntersuchung von Siebert [2000] eignet sich für einen Vergleich besonders gut, da sie an Daten eines Lidar-Instruments auf der Esrange ($69,0^\circ \text{N}$) in Kiruna in Nord-Schweden durchgeführt wurde, das nur geringfügig weiter südlich liegt als die Insel Andøya in Nord-Norwegen, auf der sich das ALOMAR RMR-Lidar befindet. Für eine Wintermessung im Höhenbereich 30–50 km wurden vertikale Wellenlängen von 5–10 km gemessen. Die geringe vertikale Phasengeschwindigkeit von $-0,03 \text{ m/s}$ bis $-0,24 \text{ m/s}$ zeigt, dass es sich dabei um ein stationäres Leewellensystem handelt. Der Hauptanteil hat eine vertikale Wellenlänge von 6,5 km, was bei der beobachteten vertikalen Phasengeschwindigkeit zu einer Periode von 9,3 Stunden führt. Die daraus abgeleitete horizontale Wellenlänge beträgt 800 km.

Die ARCLITE¹ Lidar-Station befindet sich nahe der Stadt Kangerlussuaq (dän. Søndre Strømfjord) in West-Grönland auf 67° Nord, also auf einer ähnlichen Breite wie die ALOMAR-Forschungsstation. Für Messungen aus den Sommermonaten werden in Gerard *et al.* [1998] im Höhenbereich 30–45 km vertikale Wellenlängen von Schwerewellen im Dichteprofil von 8–12 km bestimmt. Da die jeweilige Messdauer nur sehr kurz ist², können die Perioden nur geschätzt werden. In der Veröffentlichung werden Werte von 2–3 Stunden genannt. Während die vertikale Wellenlänge mit den über ALOMAR gemessenen Werten übereinstimmt, sind die dort geschätzten Perioden etwas kürzer, als die in dieser Arbeit beobachteten. Da es sich dabei um beobachtete Perioden handelt, könnte ein Grund für diese Unterschiede in verschiedenen starken Winden liegen, die über die Dopplerverschiebung die beobachtete Periode beeinflussen.

In mittleren Breiten gibt es mehrere Lidar-Stationen, von denen hier einige erwähnt werden sollen. Über dem „Observatoire de Haute Provence“ (OHP) in Frankreich, das sich auf einer Breite von 44° Nord befindet, wurden bei der Analyse von Chanin und Hauchecorne [1981] für den Höhenbereich von 30–80 km vertikale Wellenlängen von 8–15 km ermittelt. Diese Werte sind etwas größer, als die in dieser Arbeit für die Daten des ALOMAR RMR-Lidars beobachteten vertikalen Wellenlängen. Für die vertikale Phasengeschwindigkeit $c_{ph,z}$ werden Werte von $-0,14 \text{ m/s}$ unterhalb von 50 km und von $-1,40 \text{ m/s}$ über 50 km berichtet. Die in dieser Arbeit ermittelten Werte liegen zwischen $-0,22 \text{ m/s}$ und $-0,53 \text{ m/s}$ und sind damit in der Mesosphäre deutlich kleiner als die von Chanin und Hauchecorne [1981] angegebenen Werte.

Aus Messungen mit einem Lidar-Instrument über Urbana, Illinois (40°N) in den USA berichten Gardner *et al.* [1989] im Höhenbereich von 35–50 km über vertikale Wellenlängen zwischen 2 km und 11,5 km, was ziemlich genau den auch in dieser Arbeit gefundenen Werten entspricht. Als Bereich für die Phasengeschwindigkeit $c_{ph,z}$ wird $-0,1 \text{ m/s}$ bis $-0,85 \text{ m/s}$ angegeben. Die Messungen mit dem ALOMAR RMR-Lidar ergeben ähnliche Werte für die vertikale Phasengeschwindigkeit. Die deutlich höhere Streuung hängt sicher auch damit zusammen, dass für diese Station eine größere Anzahl von Messungen untersucht wurde als in dieser Arbeit. Das zeigt sich auch für die angegebenen Werte von beobachteten Perioden T_{beob} von 100–1000 Minuten (1,5–17 Stunden) mit einem Mittelwert von 4 Stunden und horizontalen Wellenlängen λ_x von 70–2000 km.

Noch etwas näher am Äquator liegt das XeF-Lidar-Instrument in Fukuoka (34°Nord) in Japan, für das in Shibata *et al.* [1986] eine Wellenanalyse im Höhenbereich 30–65 km durchgeführt wurde. Die dabei gefundene vertikale Wellenlänge von etwa 10 km passt zu den Messungen der vorliegenden Arbeit, während für die vertikale Phasengeschwindigkeit Werte von 0 m/s bis $-0,33 \text{ m/s}$ gefunden wurden, was etwas weniger ist als für die hier untersuchten Fälle.

¹ARCLITE = **A**RCtic **L**idar **T**Echnology

²Das Lidar-Instrument konnte nur während der Dunkelheit messen, was selbst im August die nutzbare Messzeit auf einige Stunden gegen Mitternacht beschränkt.

Wie die Zusammenfassung obengenannter Beobachtungen und der Vergleich mit den in dieser Arbeit gefundenen Werten in Tabelle 5.3 zeigt, passen die Messungen des ALOMAR RMR-Lidars gut zu anderen Messungen von Schwerewellen. Für die vertikale Wellenlänge werden fast immer ähnliche Bereiche angegeben, die auch zu den in dieser Arbeit ermittelten Werten passen. Die vertikale Phasengeschwindigkeit weist dagegen größere Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen auf, wobei die Werte des ALOMAR RMR-Lidars in der Mitte der angegebenen Werte liegen. Die abgeleiteten horizontalen Wellenlängen passen ebenfalls gut zu anderen Untersuchungen, insbesondere zu dem in *Siebert* [2000] angegebenen Wert von 800 km.

Die in Abbildung 5.4 und Tabelle 5.2 zusammengefassten GWPED-Werte für die Energiedichte der Schwerewellen in der Atmosphäre variieren zwischen 0,43 J/kg und 6,85 J/kg. Solch große Schwankungen werden auch in *Siebert* [2000] berichtet. Für Messungen vom Januar 1999 wurden dort Werte der GWPED zwischen 1 J/kg und 80 J/kg berechnet. Eine Aussage über den Jahresgang der Schwerewellenaktivität in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation ist anhand der wenigen hier untersuchten Messungen nicht möglich.

5.5 Erfahrungen mit den angewendeten Verfahren

In diesem Abschnitt werden die Erfahrungen beschrieben, die mit dem hier vorgestellten Verfahren der Wellenanalyse gewonnen wurden. Da eine solche Wellenanalyse für die Daten des ALOMAR RMR-Lidars zum ersten Mal durchgeführt wurde, mussten die einzelnen Schritte für dieses Verfahren erst entwickelt und getestet werden. Das lässt sich am besten durchführen, indem einzelne Messungen untersucht werden und nicht sofort eine Auswertung der gesammelten Messdaten des Instruments im Sinne eines klimatologischen Trends angestrebt wird. Letzteres wäre nun der nächste Schritt, nachdem sich das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren bewährt und Ergebnisse geliefert hat.

Der erste Schritt in der Wellenanalyse ist die Berechnung der einzelnen Temperaturprofile aus den Messdaten des RMR-Lidars. Für das schon vorhandene Programmpaket (siehe letzter Absatz in Abschnitt 3.5.2), das über eine Skriptdatei zu steuern ist, wurde automatisch eine passende Skriptdatei erstellt, die für jede Messung äquidistante Einzelprofile berechnet. Diese Vorgehensweise funktioniert sehr gut, wenn die Wetterlage stabil war und das Signal kaum Lücken aufgrund durchziehender Wolken aufweist. Ist dies nicht der Fall, so muss die Integrationszeit angehoben werden, bis alle Einzelprofile der relativen Dichte in Temperaturprofile umgerechnet werden können. Ist die Anzahl der summierten Profile zu gering (z.B. weil zwischendurch Wolken durch das Gesichtsfeld des Teleskops zogen), so sind die relativen Dichteprofile zu verrauscht und können nicht in Temperaturprofile umgerechnet werden. Aus diesem Grund beträgt auch die Integrationszeit für die Messungen vom 11.02.2001 und vom 23.02.2001 120 Minuten, obwohl die anderen Wintertage mit einer Integrationszeit von 30 Minuten ausgewertet wurden.

Bei der Berechnung von Mittelwerten der Standardabweichung als Wellenindex, bei der über die Höhe gemittelt wird (siehe Abschnitt 5.1), ist zu berücksichtigen, dass das Höhenintervall der Mittelung für die einzelnen Messungen sehr unterschiedlich ist. Während die Obergrenze vor allem von der Signalqualität abhängt, ist die Untergrenze durch das Instrument vorgegeben. Dabei kann es durchaus vorkommen, dass zwar die Temperatur über ein großes Höhenintervall bestimmt werden kann, aus dem Konturplot aber zu entnehmen ist, dass die Amplituden der berechneten Temperaturschwankungen nicht real, sondern auf Rand- oder instrumentelle Effekte zurückzuführen sind. In solchen Fällen muss das Höhenintervall für die Berechnung der Mittelwerte eingeschränkt werden. In der vorliegenden Arbeit betrifft dies insbesondere die Messungen vom 31.01.2001, vom 20.06.2001 und vom 22.06.2001.

Bei der Berechnung der spektralen Analyse ist das in Abschnitt 3.6.2 beschriebene Problem zu beachten, dass die Datenreihen nicht an den Rändern gegen null gehen. Deshalb darf nicht direkt eine Fourier-Transformation berechnet werden, sondern es ist stattdessen die Fourier-Transformation der Autokovarianz zu berechnen. Wenn dies jedoch bei der Programmierung der Auswerteprogramme berücksichtigt wird, ergeben sich keine weiteren Beeinträchtigungen bis auf die etwas eingeschränkte Auflösung der berechneten Spektren wegen der geringen Anzahl von Datenpunkten.

Zur Bestimmung der einzelnen Parameter der Schwerewellen, wie Wellenlängen und Perioden (beobachtete und intrinsische), müssen in den Konturdiagrammen der Temperaturschwankungen zunächst manuell die Linien konstanter Phase bestimmt werden. Liegt keine ausgeprägte Wellenstruktur in der Atmosphäre vor, ist dies nicht oder nur mit einer sehr großen Unsicherheit möglich. Für eine umfassendere Untersuchung sollte dieser Schritt halbautomatisch durch einen numerischen Algorithmus erfolgen, der hilft, die bestmögliche Gerade zu finden. Es ist dabei immer zu bedenken, dass auf diese Weise nur der jeweils dominante Anteil des Schwerewellenspektrums untersucht wird. Alle übrigen Anteile mit kleinerer Amplitude werden bei einer solchen Analyse nicht berücksichtigt. Während sich die verschiedenen vertikalen Wellenlängen aus einer spektralen Analyse ergeben, ist es schwierig, die vertikale Phasengeschwindigkeit in Abhängigkeit der vertikalen Wellenlänge zu bestimmen. Daher wurde in dieser Arbeit immer nur der dominante Anteil untersucht, der sich leicht bestimmen lässt.

Für die Berechnung der intrinsischen Frequenz der Schwerewellen wird der mittlere zonale Wind zum Zeitpunkt der Messung in der Höhe der Schwerewellen benötigt. Dies ist eine Einschränkung, da es sehr schwierig ist, in der unteren Mesosphäre Winde zu messen. Die Messung der Windgeschwindigkeit mit dem ALOMAR RMR-Lidar über die Doppler-Verschiebung des gestreuten Lichts ist zur Zeit aus technischen Gründen nicht möglich; mit dieser Methode könnten Winde bis in eine Höhe von etwa 35 km gemessen werden. In der unteren Stratosphäre ist es möglich mit Radiosonden die Windgeschwindigkeit und Windrichtung zu messen. Modelldaten aus dem amerikanischen NCEP-Modell oder dem europäischen ECMWF-Modell reichen bis in 55–65 km Höhe und damit bis an den unteren Rand der Mesosphäre. In der oberen Mesosphäre (oberhalb ca. 80 km) und der Thermosphäre können mit Radarinstrumenten Winde gemessen werden. Schwerewellen breiten sich aber durch die gesamte Mittlere Atmosphäre aus und, da die Lidar-Messung oft nur bis in die untere oder mittlere Mesosphäre reicht, ergibt sich eine Lücke im Höhenbereich zwischen 60 km und 80 km, in der keine Winddaten zur Verfügung stehen und somit eine Berechnung der intrinsischen Frequenz der Schwerewellen nicht möglich ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das hier entwickelte Verfahren dazu geeignet ist, Schwerewellen in der Mittleren Atmosphäre anhand der Daten des ALOMAR RMR-Lidars zu untersuchen. Es konnte ein Wellenindex definiert werden und an einigen Beispielen die wichtigen Parameter der Schwerewellen in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation bestimmt werden. Für die Zukunft ergibt sich die Forderung nach möglichst langen Messungen, die im Normalbetrieb bisher nur selten durchgeführt werden können. Wie sich gezeigt hat, sind solche Messungen auch für die Berechnung eines Wellenindex nötig, da für die relativ kurzen Messungen vom Herbst 2000 kein Wellenindex berechnet werden konnte, der das *gesamte* Spektrum der Schwerewellen berücksichtigt. Für die Bestimmung der Perioden und horizontalen Wellenlängen der Schwerewellen ist eine lange Messdauer zwingend erforderlich.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Arbeit als Diplomand am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik Kühlungsborn (IAP), das mich während dieser Zeit unterstützte und es mir ermöglichte, während insgesamt fünf Aufenthalten fast 3,5 Monate auf der ALOMAR-Forschungsstation tätig zu sein. Dort habe ich viel Neues gelernt und viele Erfahrungen gesammelt. Es gibt wohl wenige Diplomanden, die einen so großen Teil ihrer Zeit als Diplomand im Ausland auf einer Forschungsstation verbringen dürfen. Ein kleines Projekt, das bei einem dieser Aufenthalte entstand, durfte ich dann während des 15. ESA/PAC Symposiums Ende Mai 2001 in Biarritz in Süd-Frankreich auf einem Treffen der auf der ALOMAR-Forschungsstation aktiven Forschungsgruppen vorstellen. Für diese außergewöhnlichen Möglichkeiten, die mir als Diplomand geboten wurden, möchte ich mich ganz herzlich beim IAP und bei Prof. Lübken, der mir diese Diplomarbeit angeboten und sie betreut hat, bedanken.

Für die technische Einführung in das Teleskopsystem und das gesamte RMR-Lidar möchte ich Gerd Baumgarten sehr danken, der mir bei meinem ersten und zweiten Aufenthalt auf ALOMAR mit viel Geduld alles erklärt und auch während der ganzen Diplomandenzeit immer geduldig alle meine Fragen beantwortet hat. Genauso gilt mein Dank Prof. von Cossart und Dr. Jens Fiedler, die mir ebenfalls auf ALOMAR die Technik des Systems erklärt und mir in Kühlungsborn bei der Einarbeitung in die Software für die Temperatúrauswertung geholfen haben.

Für die wissenschaftlichen Fragen zum weiten Feld der Schwerewellen hatten Prof. von Zahn und Dr. Uwe Berger immer ein offenes Ohr. Sie haben viele Anstöße für meine Arbeit gegeben und mir dadurch sehr geholfen. Dafür sei herzlich gedankt.

Schließlich möchte ich mich auch sehr bei allen Mitarbeitern der Abteilung Optik und Höhenforschungsraketen am IAP bedanken für die gute Arbeitsatmosphäre und dafür, dass sie immer ein offenes Ohr für mich hatten, wenn ein Problem auftauchte oder ich Fragen hatte. Herzlicher Dank gebührt auch allen Mitarbeitern der ALOMAR-Forschungsstation und der Andøya Rocket Range in Norwegen, die dafür sorgten, dass die Aufenthalte dort stets erfolgreich waren und die das ganze Jahr über immer sehr hilfsbereit waren, wenn kleinere oder größere Probleme vor Ort zu lösen waren. Mange takk til alle dere !

Die Aufenthalte auf der ALOMAR-Forschungsstation wurden teilweise von der EU-Kommission im Rahmen des ARI-Projekts ALOMAR unterstützt.

Anhang A

A.1 Software für die Datenanalyse

Die folgende Auflistung gibt einen Überblick über Schritte und Programme, die in dieser Arbeit zur Auswertung der Messdaten des ALOMAR RMR-Lidars benutzt wurden. Die Programme sind durchgehend in PV-WAVE geschrieben, einer Interpreter-Programmiersprache von *Visual Numerics Inc.*, die für die Erfordernisse wissenschaftlicher Datenanalyse entwickelt wurde. Sie ähnelt in Struktur und Syntax anderen Programmiersprachen dieser Art, wie zum Beispiel IDL oder MATLAB.

temp_waves.pro,'ps',2 Dieses Programm erzeugt anhand einer Liste aller Messzeiten und der Werte für Integrationszeit und zeitlichen Abstand der Profile eine Skriptdatei „temp_waves.scr“ für die Temperatur-Auswertesoftware. In der Skriptdatei stehen die Befehle für die Temperatur-Auswertesoftware um das mittlere Temperaturprofil sowie die einzelnen Temperaturprofile zu berechnen. Zusätzlich werden aus den Profilen der absoluten Temperatur mittels einer Rechendatei „c.DATUM.tmpdiffs.tmp“ die Differenzprofile der Temperaturabweichung von der mittleren Temperatur berechnet und in einem Diagramm dargestellt.

„**process temp_waves.scr**“ ist der Befehl, der die Auswertesoftware veranlasst, die im vorherigen Schritt erzeugte Skriptdatei abzuarbeiten. Dazu muss die Auswertesoftware vorher gestartet worden sein mit „@set“. Alle notwendigen Pfade werden von „temp_waves.pro“ in die Skriptdatei geschrieben und müssen nicht vorher explizit gesetzt werden.

compensate_drift.pro,'ps',4 Für die Filterung der Einzelprofile ist dieses Programm zuständig. Es unterwirft alle Einzelprofile einer Bandpass-Filterung mit einer unteren Grenze für die vertikale Wellenlänge von 0.2 km und einer oberen Grenze von 20 km. Dadurch werden Variationen mit großer vertikaler Wellenlänge herausgefiltert, bei denen es sich nicht um Schwerewellen, sondern um instrumentelle Effekte oder planetare Wellen handelt.

temp_kontur.pro,'ps',1 erzeugt ein Konturdiagramm der Temperaturschwankungen. In einer solchen Darstellung lässt sich erkennen, ob während der Messung eine geordnete Wellenstruktur in der Atmosphäre über der ALOMAR-Forschungsstation vorhanden und wie hoch die Wellenaktivität während der Messung war. Lag eine geordnete Wellenstruktur vor, lässt sich aus dem Konturdiagramm die Phasengeschwindigkeit der Wellen abschätzen.

waves_index2.pro Um Kenngrößen zu erhalten, anhand derer sich die untersuchten Messtage hinsichtlich der Wellenaktivität charakterisieren und vergleichen lassen, erzeugt dieses Programm Höhenprofile der mittleren und maximalen Abweichung sowie der Standardabweichung. Dazu wird für jede Höhe der zeitliche Verlauf der Temperaturschwankungen betrachtet und ausgewertet. Für jede Messung wird der Mittelwert der Standardabweichung berechnet und angezeigt. Zusätzlich wird ein Diagramm mit Profilen der WPED für alle Messungen erzeugt.

waves_index4.pro berechnet die zeitliche Entwicklung von mittlerer Abweichung, Standardabweichung und maximaler Abweichung, indem die Einzelprofile betrachtet und die statistischen Größen über die Höhe berechnet werden. Das ist allerdings nur sinnvoll, wenn die mittlere Amplitude der Wellen mit der Höhe nicht zunimmt. Trifft diese Annahme nicht zu, gibt es keine mathematisch sinnvolle Definition für die betrachteten Größen. Zusätzlich kann das Höhenintervall eingeschränkt werden, wenn an seinen Rändern Störungen oder Randeffekte zu beobachten sind, die nichts mit Wellenphänomenen zu tun haben.

waves_horiz.pro berechnet die Zeitreihen der Temperaturschwankung auf einer festen Höhe und stellt sie in einem Diagramm dar. In jeder Höhe kann eine lineare Regression der Zeitreihe berechnet werden, um Trends mit größerer Zeitskala in der Temperatur zu erkennen. Zusätzlich wird eine spektrale Analyse der Zeitreihen über die FFT der Autokovarianz berechnet und als Funktion der Periodendauer dargestellt.

compensate_drift.pro,'ps',3 berechnet die spektrale Analyse der Einzelprofile und stellt sie zusammen mit einem idealisierten Schwerewellenspektrum und dem Mittelwert aller Spektren in einem Diagramm dar.

Anhang B

B.1 Arbeiten an den Teleskopen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden neben der wissenschaftlichen Datenauswertung auch einige Arbeiten an der Hardware und Software des Teleskopsystem vorgenommen. Diese sollen im Folgenden kurz zusammengefasst werden:

24.06.2000 – 16.07.2000 Weiterentwicklung der Steuersoftware

Bei diesem Aufenthalt auf der ALOMAR-Forschungsstation habe ich das gesamte ALOMAR RMR-Lidar kennengelernt und zusammen mit Herrn Baumgarten die Steuersoftware für das Teleskopsystem verbessert. Neben vielen kleinen Fehlern wurden insbesondere die Algorithmen, die zur Strahlstabilisierung im Gesichtsfeld des Teleskops benutzt werden, gründlich überarbeitet. Die Regelparameter für die Strahlstabilisierung mussten auch nach diesem Aufenthalt noch mehrmals verändert werden, um die Stabilität der Regelschleife für verschiedene atmosphärische Bedingungen zu erreichen. Außerdem entstand in dieser Zeit eine ausführliche Onlinehilfe für die Steuersoftware, die alle Angaben auf dem Bildschirm des Steuerrechners erklärt und eine Liste aller möglichen Befehle mit deren Beschreibung enthält.

11.11.2000 – 26.11.2000 Neuverlegung aller Kabel des Teleskopsystems

(Zweiter Aufenthalt auf ALOMAR) Zur Verbesserung der Abschirmung wurden alle Kabel des Teleskopsystems zwischen der Elektronik und der Teleskophalle neu verlegt. Dazu wurden Kabelkanäle aus Blech installiert und die Kabel zusätzlich einzeln mit Aluminiumfolie umwickelt. Insgesamt handelt es sich dabei um 70 Kabel von gut 20 m Länge, was einer Gesamtlänge von mehr als 1,4 km entspricht. Die vom Teleskopsystem verursachte elektrische Störstrahlung ging nach dem Umbau um 50% zurück.

September – November 2000

Neben weiterer Arbeit an der Software für die Strahlstabilisierung und der Auswertung zur Funktionsweise der Strahlstabilisierung erfolgte in dieser Zeit die Vorbereitungen zum Austausch des Teleskop-Steuerrechners. Dies war bisher ein Rechner mit einem Intel 486 Prozessor und 16 MB RAM, der unter einer alten Linux-Version (Kernel 1.2.13) betrieben wurde. Der Umstieg auf einen schnelleren Rechner mit einem 500 Mhz Prozessor, 128 MB RAM und Linux mit Kernel 2.2.14 erforderte einige Anpassungen der Treibersoftware für die Ansteuerung der Spiegelmotoren über eine GPIB-Karte. Der Austausch der Rechners erfolgte dann Mitte November während des Aufenthalts auf ALOMAR.

Literaturverzeichnis

- Allen, S.J., und R.A. Vincent, Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *Journal of Geophysical Research*, 100(D1), 1327–1350, 1995.
- Andrews, D.G., J.R. Holton und C.B. Leovy, *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, Orlando, 1987.
- Baumgarten, G., Erste Messungen des Bonner Rayleigh/Mie/Raman-Lidar auf Esrange, Schweden, zur Untersuchung von dynamisch induzierten polaren Stratosphärenwolken im Januar 1997, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1997.
- 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*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1986.
- Chanin, M.-L., und A. Hauchecorne, Lidar observations of gravity and tidal waves in the stratosphere and mesosphere, *Journal of Geophysical Research*, 86(C10), 9715–9721, 1981.
- Cooley, J.W., und J.W. Tukey, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, *Mathematics of Computation*, 19(90), 297–301, 1965.
- Dewan, E.M., und R.E. Good, Saturation and the "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 91(D2), 2742–2748, 1986.
- Dörnbrack, A., M. Leutbecher, J. Reichardt, A. Behrendt, K.-P. Müller und G. Baumgarten, Relevance of mountain wave cooling for the formation of polar stratospheric clouds over Scandinavia: Mesoscale dynamics and observations for January 1997, *Journal of Geophysical Research*, 106(D2), 1569–1581, 2001.
- Fiedler, J., und G. von Cossart, Automated lidar transmitter for multiparameter investigations within the arctic atmosphere, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37(2), 748–755, 1999.
- 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(12), 11–59, 1990.
- Fricke, K.H., und U. von Zahn, Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D_2 resonance line of sodium by lidar, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 47(5), 499–512, 1985.

- Fritts, D.C., Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 22(3), 275–308, 1984.
- 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(12), 1838–1854, 1989.
- Gerrard, A.J., T.J. Kane und J.P. Thayer, Noctilucent clouds and wave dynamics: Observations at Søndrestrøm, Greenland, *Geophysical Research Letters*, 25(15), 2817–2820, 1998.
- Hedin, A.E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 96(A2), 1159–1172, 1991.
- Hertzog, A., C. Souprayen und A. Hauchecorne, Measurements of gravity wave activity in the lower stratosphere by Doppler lidar, *Journal of Geophysical Research*, 106(D8), 7879–7890, 2001.
- Hirota, I., Climatology of gravity waves in the middle atmosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 46(9), 767–773, 1986.
- Holton, J.R., The influence of gravity wave breaking on the general circulation of the middle atmosphere, *Journal of Atmospheric Sciences*, 40, 2497–2507, 1983.
- Holton, J.R., *Introduction to dynamics of the atmosphere*, Academic Press, San Diego, 1990.
- 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.
- Labitzke, K., und B. Naujokat, 100 Jahre Stratosphärenforschung in Berlin, Beiträge des Instituts für Meteorologie der Freien Universität Berlin zur Berliner Wetterkarte 79/01 SO 30/01, BERLINER WETTERKARTE e.V., Berlin, 2001.
- 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., Thermal structure of the arctic summer mesosphere, *Journal of Geophysical Research*, 106, 9135–9149, 1999.
- Nedeljkovic, D., A. Hauchecorne und M.-L. Chanin, Rotational Raman lidar to measure the atmospheric temperature from the ground to 30 km, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31(1), 90–101, 1993.
- Oldag, J., Untersuchung von Gezeiten mit dem Kalium-Lidar über Kühlungsborn und Teneriffa, Dissertation, Universität Rostock, 2001.
- Rees, D., U. von Zahn, W. Singer, G. von Cossart, G. Nelke, K.H. Fricke, R. Ruster, W. Eriksen und N.D. Lloyd, Observations of winds in the arctic stratosphere by the ALOMAR Doppler wind and temperature system, *Advances in Space Research*, 1999.
- Salby, M.L., *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press, San Diego, 1996.
- Shibata, T., T. Fukuda und M. Maeda, Density fluctuations in the middle atmosphere over Fukuoka observed by an XeF Rayleigh laser, *Geophysical Research Letters*, 13(11), 1121–1124, 1986.

- 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.
- Wagner, D., Eine automatisierte Laserstrahl-Stabilisierung für das ALOMAR RMR-Lidar, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2000.
- Wallace, J.M., und P.V. Hobbs, *Atmospheric science – An introductory survey*, Academic Press, San Diego, 1977.
- Wayne, R.P., *Chemistry of atmospheres*, Clarendon Press, Oxford, 1991.
- Young, A.T., Rayleigh scattering, *Applied Optics*, 20(4), 533–535, 1981.
- von Zahn, U., und J. Höffner, Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophysical Research Letters*, 23(2), 141–144, 1996.
- von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska und M. Alpers, The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide?, *Geophysical Research Letters*, 23(22), 3231–3234, 1996.
- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, K.H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne und K. Adolfsen, The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman-lidar: objectives, configuration, and performance, *Annales Geophysicae*, 18, 815–833, 2000.
- Zink, F., und R.A. Vincent, Wavelet analysis of stratospheric gravity wave packets over Macquarie Island — 1. Wave parameters, *Journal of Geophysical Research*, 106(D10), 10275–10288, 2001.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Temperaturprofil der Atmosphäre	7
1.2	Skandinavienkarte mit ALOMAR	8
1.3	Das Gebäude der ALOMAR-Forschungsstation	9
2.1	Dispersionsrelation von Schwerewellen	19
2.2	Anregung von Schwerewellen an einer Bergkette	21
3.1	Schemazeichnung eines Lidar-Instruments	25
3.2	Idealisiertes Spektrum der vertikalen Wellenlänge von Schwerewellen	36
4.1	Messdaten vom 21.07.2000	45
4.2	Messdaten vom 14.08.2000	47
4.3	Messdaten vom 13.09.2000	48
4.4	Messdaten vom 14.09.2000	50
4.5	Messdaten vom 27.09.2000	51
4.6	Messdaten vom 31.01.2001	53
4.7	Messdaten vom 02.02.2001	54
4.8	Messdaten vom 11.02.2001	55
4.9	Messdaten vom 23.02.2001	57
4.10	Messdaten vom 20.06.2001	58
4.11	Messdaten vom 22.06.2001	59
4.12	Zusammenstellung der mittleren Temperaturen	60
4.13	Daten des NCEP-Modells für die untersuchten Messtage	61
5.1	Statistische Wellenparameter auf konstanter Höhe	64
5.2	Statistische Wellenparameter der Einzelprofile.	64
5.3	GWPED-Profile	65
5.4	(Mittlere GWPED-Werte	66
5.5	Schwerewellenparameter am Beispiel des 31.01.2001. Die schwarzen Geraden bezeichnen Orte konstanter Phase.	67
5.6	FFT der Autokovarianz (Sommermessungen)	70
5.7	FFT der Autokovarianz (Wintermessungen)	71
5.8	Einzelprofile für die Herbstmessungen	73
5.9	Spektren der vertikalen Wellenlänge	75

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten des ALOMAR RMR–Lidars	29
3.2	Datenquellen für Temperaturvergleiche	34
4.1	Auflistung der Messtage	42
5.1	Wellenindex auf fester Höhe bzw. zu fester Zeit und GWPED	66
5.2	Schwerewellenparameter für einige Messungen	68
5.3	Vergleichswerte für Schwerewellenparameter	76

Index

- Abkühlungsrate, 11
- Adiabaten-
 - gleichung, 12
 - koeffizient, **12**
- Advektion, 13
- ALOMAR-Forschungsstation, **7**
 - geographische Koordinaten, 8
 - geographische Lage, 20
- Andøya Rocket Range (ARR), 8
- ARR, *siehe* Andøya Rocket Range (ARR)
- Atmosphäre
 - Dynamik der, 7, 13
 - isotherme, 11
 - Mittlere, 6
 - polare, 7
 - Zirkulation, 14
- Atmosphärenphysik
 - Grundlagen, 10
- Autokovarianz, 36
- Avalanche-Photodiode (APD), 27, 28
- Boussinesque-Näherung, 15
- Brunt-Väisälä Frequenz, 12, 21, 38
- buoyancy waves, 15
- CIRA86, 33**
- Coriolis
 - Kraft, 14
 - Parameter, 14
- critical level, *siehe* kritische Höhe
- critical level filtering, 21
- cut-off frequency, 17
- Dichte
 - Integration der, 30
 - relatives Profil, 31
- Dispersion, 16
 - Relation für Schwerewellen, 16
- Divergenz, 13, 14
- Doppler-Effekt, 29
- Doppler-Verschiebung, 29
 - Schwerewellen, 16
- Dynamik
 - Grundgleichungen, 13
- ECMWF, 33**
- Einleitung, 6
- Empfangszweig, 25
- Energie, 7
- Entropie, 12
- Euler, L. (1707-1783)*, 13
- Euler'sche Sichtweise, 13
- field of view (FOV), *siehe* Gesichtsfeld
- Fokalbox, 25
- Fourier, J. Baron de (1768-1830)*, 36
- Fourier-Transformation, 35
- Frequenz
 - intrinsische, 19
- Gasgesetz
 - ideales, 11, 31
- Gerätekonstante, 26, 32
- Gesichtsfeld des Teleskops, 25
- gleitendes Mittel, 41
- Gravity wave potential energy density (GW-PED), 38
- gravity waves, *siehe* Schwerewellen
- Größenverteilung, 27
- Hochpass-Filter, 41
- Homopause, 6
- Homosphäre, 10
- Hydrostatisches Gleichgewicht, 10
- Impuls, 7
- Inhaltsverzeichnis, 5
- Intensitätskaskadierung, 40
- Kontinuitätsgleichung, 14
- Konvektion, 11, 20
- kritische Höhe, 21
- Lagrange, J.L. de (1736-1813)*, 13
- Lagrange'sche Sichtweise, 13
- lapse rate, *siehe* Abkühlungsrate
- Leuchtende Nachtwolken (NLCs), 7, 9, 27, 39, 42
- Lidar, 8, 24
 - Metall-, 31
 - Resonanz-, 31
- Light Detection and Ranging (Lidar), 24
- Lidar-Gleichung, 26, 32
- Maximale Abweichung, 38
- Mesopause
 - 2-Niveau, 6

- Temperatur, 42
- Mesosphäre, **6**, 11
- meteorologische Raketen, 33
- middle atmosphere, *siehe* Mittlere Atmosphäre
- Mittlere Atmosphäre, *siehe* Atmosphäre, Mittlere
- Molekulargewicht, 31
- MSISE90, **33**
- Nachweiszweig, 25
- Navier-Stokes Gleichung, 13
- NCEP, **33**
- NLC, *siehe* Leuchtende Nachtwolken (NLCs)
- Noctilucent clouds, *siehe* Leuchtende Nachtwolken (NLCs)
- optische Bank, 25
- orographische Anregung, 20, 67
- Ozon
 - schicht, 7, 11
 - Abbau von, 7
- Photodissoziation, **12**
- Photoionisation, **12**
- Photomultiplier (PMT), 27, 28
- Polar Stratospheric Clouds, *siehe* Polare Stratosphärenwolken (PSCs)
- Polare Stratosphärenwolken (PSCs), 7, 9, 27, 39, 42
- Polarkreis, 8
- PSC, *siehe* Polare Stratosphärenwolken (PSCs)
- Quellendichte, *siehe* Divergenz
- Radiosonde, **33**
- Rayleigh/Mie/Raman-Lidar, *siehe* RMR-Lidar
- RMR-Lidar, 8, 22
- running average, *siehe* gleitendes Mittel
- Rückstellkraft, 12
- Schwerewellen, **15**
 - index, **37**
 - spektrum, **35**
 - Aktivität, 61
 - Amplitude, 34
 - Analyse, 76
 - Anregung, 20
 - Ausbreitung, 20
 - vertikale, 18
 - beobachtete Periode, 65
 - Brechen von, **21**
 - Dispersionsrelation, 16
 - Energiedichte, 38
 - Index, 61
 - Tabelle, 64
 - interne, 15
 - intrinsische Frequenz, 19
 - intrinsische Periode, 65
- Phasengeschwindigkeit, 65
- Wellenlänge
 - horizontale, 65
 - vertikale, 65
- Sendezweig, 25
- Skalenanalyse, 14
- Skalenhöhe, 11
- SSW, *siehe* Stratosphärenenerwärmung (SSW)
- Stabilität, 12
- Standardabweichung, 37
- Starttemperatur, 31, 32
- Stratopause, 6
- Stratosphäre, **6**, 11
- Stratosphärenenerwärmung (SSW), 7, 9, 42, 50, 59
- Streuung
 - Aerosol–, 23
 - Cabannes–Linie, 22
 - Mie–, 23
 - Raman
 - Rotations–, 22, 30
 - Vibrations–, 23
 - Rayleigh–, 22
 - Resonanz–, 23
 - von Licht, 22
- Sudden Stratospheric Warming, *siehe* Stratosphärenenerwärmung (SSW)
- Temperatur
 - Messung mit Lidar, 30
 - potenzielle, 12
 - Profil, 31
 - Tagesgang der, 12
- Theorie, **10**
- Thermosphäre, **6**, 12
- Totzeit, 30
- Tropopause, 6
- Troposphäre, **6**
- turbulente Strömung, 21
- Turbulenz, 21
 - Theorie, 35
- UTC, 40
- Volumenrückstreukoeffizient, 26
- Wellen, 7
 - planetare, 20
- Windmessung, 29
- Zusammenfassung, 3
- Zustandsänderung
 - adiabatische, 12, 14
 - isentrop, 12

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

Rostock, den 31. August 2001

(Armin Schöch)