

Charakterisierung von Schwerewellen und Gezeiten aus LiDAR-Messungen in der mittleren Atmosphäre

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock

vorgelegt von
Kathrin Baumgarten, geb. Schremmer,
geboren am 03. Dezember 1986 in Magdeburg,
wohnhaft in Retschow

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Franz-Josef Lübken,
Universität Rostock
Leibniz Institut für Atmosphärenphysik e.V., Kühlungsborn
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Michael Bittner,
Universität Augsburg,
Deutsches Luft- und Raumfahrtzentrum - Deutsches Fernerkundungszentrum
Atmosphäre, Weßling

Datum des Einreichens der Arbeit: 26. Juli 2017
Datum der Verteidigung der Arbeit: 01. Dezember 2017

Abstract

The knowledge of atmospheric waves, e.g., gravity and tidal waves, is crucial to our understanding of the circulation in the Earth's atmosphere. Due to the propagation and interaction of these waves, they couple different atmospheric layers from the troposphere to the thermosphere by the transport of momentum and energy. The propagation of gravity waves is strongly affected by tidal waves as they modulate the mean background wind field and vice versa, which is not yet fully understood and not implemented in many circulation models. Since 2010 the daylight capable Rayleigh-Mie-Raman (RMR) lidar at Kühlungsborn (54° N, 12° E) is in operation to investigate wave phenomena in the middle atmosphere during day and night. The instrument typically provides relative density profiles and temperature data between 30 and 75 km altitude. Until 2016 an extensive data set of about 8300 hours is obtained to derive wave characteristics on different time scales. The general challenge for such data sets is the separation of gravity waves and tides. Therefore, a 1-dimensional spectral filtering technique is developed in this thesis to distinguish between gravity and tidal waves according to their specific periods or vertical wavelengths. While inertia gravity waves show relatively small vertical wavelengths between 7 and 10 km, gravity waves with periods of 4-8 h often have much larger vertical wavelengths comparable to tides. Outstanding weather conditions in May 2016 allowed for a 10-day continuous lidar measurement which surprisingly shows a large tidal and gravity wave variability on time scales of only a few days. Besides the short-term variability, the seasonal variation is derived for gravity waves as well as for tides. Inertia gravity waves and tides show a reduced activity during summer. Contrary to this, gravity waves with smaller periods of 4-8 h exhibit a larger activity in summer especially above 55 km altitude. Another approach to study gravity waves with periods of several minutes to a few hours is to use density fluctuations instead of temperature fluctuations. This introduces for the first time the importance of these waves especially above 60 km altitude.

Kurzfassung

Die Untersuchung von atmosphärischen Schwerewellen und Gezeiten ist für das Verständnis der Zirkulation in der Atmosphäre von großer Bedeutung. Durch ihre Ausbreitung und Wechselwirkung untereinander koppeln Wellen die verschiedenen Atmosphärenschichten von der Troposphäre bis hin zur Thermosphäre, indem sie ihren Impuls und ihre Energie transportieren. Dabei hängt die Ausbreitung von Schwerewellen stark von Gezeiten ab, da diese das Hintergrundwindfeld modulieren und umgekehrt. Diese Wechselwirkung ist bisher nur wenig verstanden und nur unzureichend in Zirkulationsmodellen implementiert. Seit 2010 ist das tageslichtfähige LiDAR in Kühlungsborn (54° N, 12° O) in Betrieb, um Wellenphänomene unabhängig von der Tageszeit in der mittleren Atmosphäre zu untersuchen. Das Instrument liefert typischerweise relative Dichteprofile und Temperaturen in einem Höhenbereich von 30 bis 75 km. Bis einschließlich 2016 wurden über 8300 h Messdaten aufgenommen, mit denen atmosphärische Wellen auf unterschiedlichen Zeitskalen charakterisiert werden. Die Herausforderung dabei besteht in der Trennung von Schwerewellen und Gezeiten. Dazu wurde innerhalb dieser Arbeit ein 1-dimensionaler spektraler Filter entwickelt, um die Wellen entsprechend ihrer Periode und vertikaler Wellenlänge zu separieren. Dabei zeigten Trägheitsschwerewellen relativ kleine vertikale Wellenlängen von 7 bis 10 km, während Schwerewellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h deutlich längere vertikale Wellenlängen aufweisen, die vergleichbar mit denen von Gezeiten sind. Außergewöhnliche Wetterbedingungen im Mai 2016 erlaubten eine 10-tägige LiDAR-Messung, die eine überraschend große Varia-

bilität von Gezeiten und Schwerewellen zeigte. Aus dem umfangreichen Datensatz konnte auch die jahreszeitliche Variation von Schwerewellen und Gezeiten untersucht werden. Trägheitsschwerewellen und Gezeiten besitzen ein klares Sommerminimum, während Schwerewellen mit kleineren Perioden insbesondere oberhalb von 55 km in dieser Jahreszeit sogar an Bedeutung gewinnen. Die Untersuchung von Dichtefluktuationen anstelle von Temperaturfluktuationen ermöglichte die Auflösung von Schwerewellen mit Perioden von nur wenigen Minuten. Dabei zeigte sich erstmals die erhöhte Bedeutung dieser Wellen insbesondere oberhalb von 60 km.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Ursache der Variation in der Temperaturstruktur der Atmosphäre	2
1.2. Motivation dieser Arbeit	3
1.3. Struktur der Arbeit	4
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Atmosphärische Wellen	5
2.1.1. Schwerewellen	5
2.1.2. Gezeiten	11
2.2. Einfluss des Windes auf die Wellenausbreitung	13
3. Experimentelle Grundlagen	15
3.1. LiDAR-Prinzip	15
3.1.1. Streumechanismen in der Atmosphäre	16
3.1.2. Die LiDAR-Gleichung	16
3.1.3. RMR-LiDAR Kühlungsborn	17
3.2. Dichte- und Temperaturberechnung	20
3.3. Datenanalysemethoden zur Extraktion von Schwerewellen und Gezeiten	23
3.3.1. Kompositanalyse zur Extraktion von Gezeiten	23
3.3.2. Filtermethoden zur Trennung von Schwerewellen und Gezeiten	24
3.3.3. Spektrale Analyse	26
4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages	29
4.1. Temperaturabweichungen vom Mittelwert	30
4.1.1. Einfluss der Messdauer	31
4.2. Temperaturabweichungen durch eindimensionale Filterung	32
4.2.1. Wahl der Grenzparameter für den Filter	32
4.2.2. Untersuchung der vertikalen Wellenlängen	35
4.3. Tag-zu-Tag-Variation der Wellenperioden	36
4.4. Zusammenfassung der Ergebnisse zur Extraktion von Schwerewellen aus Tagesdatensätzen	38
5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016	39
5.1. Temperaturabweichungen	40
5.1.1. Ungefilterte Temperaturabweichungen	40
5.1.2. Vergleich mit ECMWF	42
5.1.3. Gefilterte Temperaturabweichungen zur Trennung von Schwerewellen und Gezeiten	43
5.2. Gezeitenanalyse	47
5.2.1. Variabilität von Gezeiten	47
5.2.2. Variabilität von Ozon	51

Inhaltsverzeichnis

5.3. Schwerewellenanalyse	52
5.3.1. Variation der potentiellen Energiedichte	54
5.3.2. Variabilität des Windes	55
5.4. Gegenüberstellung der ganztägigen Gezeit, der Schwerewellen und des Hintergrundwindes	57
5.5. Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse der quasi-kontinuierlichen 10-Tage-Messung	60
6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität	63
6.1. Jahresgänge der potentiellen Energiedichte	63
6.1.1. Einfluss der Tageszeit auf den Jahresgang	65
6.1.2. Einfluss der Grenzparameter	66
6.2. Jahresgänge der dominierenden vertikalen Wellenlängen	69
6.3. Jahr-zu-Jahr-Variation	70
6.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion der Jahresgänge	71
7. Jahresgang der Gezeiten	75
7.1. Wachstum der Gezeitenamplituden mit der Höhe	75
7.2. Jahr-zu-Jahr-Vergleich	77
7.3. Jahresgang der Energiedichte von Gezeiten	80
7.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion des Jahresgangs von Gezeiten	81
8. Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen	87
8.1. Vergleich der Dichteabweichungen mit den Temperaturabweichungen für den 05. Mai 2016	87
8.2. Untersuchung kurzskaliger Variationen	89
8.3. Jahresgang der potentiellen Energiedichte	90
8.4. Zusammenfassung der Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen . .	92
9. Ergebnisse und Ausblick	95
9.1. Zusammenfassung der Ergebnisse	95
9.2. Ausblick	98
A. Messstatistik	101
B. Windberechnung aus LiDAR Daten	105

Tabellenverzeichnis

3.1. Instrumentenparameter des RMR-LiDARs in Kühlungsborn	19
5.1. Zeiträume zur Kompositanalyse im Mai 2016 mit der Anzahl der Messungen und der Messdauer	50
7.1. Anzahl der Messungen im März mit einer Mindestlänge von 6 h für jedes Jahr und die dazu gehörige Messdauer	78
A.1. Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 6 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12/(0-24 Uhr)	101
A.2. Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 10 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12/(0-24 Uhr)	102
A.3. Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 3 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12 Uhr	102

Abbildungsverzeichnis

1.1. Mittlere Temperaturstruktur der Erdatmosphäre im Sommer und Winter über Kühlungsborn aus LiDAR-Messungen aus <i>Rauthe</i> (2008).	1
2.1. Darstellung der Filterung und Brechung von Schwerewellen für typische mittlere Zonalwinde im Sommer (<i>links</i>) und Winter (<i>rechts</i>) adaptiert nach <i>Lindzen</i> (1981). Die gestrichelte horizontale Linie gibt die typische Anregungshöhe von Schwerewellen in der Troposphäre an.	13
3.1. Prinzipskizze der LiDAR-Messmethode mit Sende-, Empfangszweig sowie Auswerteelektronik.	15
3.2. Sendeeinheit des RMR-LiDARs in Kühlungsborn.	18
3.3. Schemazeichnung des Temperatur-Nachweiszweiges des RMR-LiDARs.	19
3.4. Rückstreuignal der verschiedenen Kanäle des Kühlungsborner RMR-LiDAR integriert über 1000 Laserpulse am 10.07.2015 nachts.	20
3.5. Temperaturprofil mit statistischer Unsicherheit der verschiedenen Kanäle am 10.07.2015 mit einer Integrationszeit von 2 h.	22
3.6. Durchlasskurve des Butterworth-Filters als Hochpass mit Grenzperiode von 8 h für die Ordnungen 3, 5 und 7.	25
4.1. Temperaturstruktur am 19. August 2015 über Kühlungsborn. Die gestrichelte schwarze Linie markiert den Übergangsbereich zwischen berechneten Temperaturen aus Signalen verschiedener Detektoren.	29
4.2. Temperaturabweichungen vom Tagesmittelwert (<i>links</i>) und mit abgezogener mittlerer Gezeit über einen Monat mit 24 h-, 12 h-, und 8 h-Komponente (<i>rechts</i>). Die gestrichelte schwarze Linie markiert die Übergangshöhe der verwendeten Kanäle. Zu beachten ist, dass die Temperaturabweichungen mit abgezogener Gezeit eine reduzierte zeitliche Auflösung von nur 1 h gegenüber den Abweichungen vom Mittelwert aufweisen.	30
4.3. T-Abweichungen vom Mittelwert aus der ersten Hälfte des Tages (<i>links</i>) und aus der zweiten Hälfte des Tages (<i>rechts</i>). Die gestrichelte schwarze Linie markiert die Übergangshöhe der verwendeten Kanäle.	32
4.4. Mittels Butterworth-Filter extrahierte Temperaturabweichungen für Schwerewellen aus der Messung am 19. August 2015. Links sind vertikal gefilterte Abweichungen mit $\lambda_z < 15$ km und rechts zeitlich gefilterte Abweichungen mit Perioden $\tau < 8$ h dargestellt. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.	34
4.5. Durch vertikale (<i>links</i>) und zeitliche (<i>rechts</i>) Filterung berechnete Temperaturabweichungen der großskaligen Wellen, wie Gezeiten, aus der Messung am 19. August 2015 mit $\lambda_z > 15$ km und $\tau > 8$ h. Der Übergang der verwendeten Kanäle ist mit einer schwarz gestrichelten Linie markiert.	35

Abbildungsverzeichnis

4.6. Gemittelte Wavelet-Spektren der vertikalen Wellenlängen vom 19. August 2015 aus ungefilterten (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich gefilterten (<i>rechts</i>) Temperaturabweichungen. Die schwarzen Kreuze markieren die vertikalen Wellenlängen, bei denen lokale Maxima der Amplituden auftraten. Die weißen Kreuze zeigen das globale Maximum mit der dominierenden vertikalen Wellenlänge. Die weiße Kurve hingegen gibt den Übergang zum COI an.	36
4.7. Wavelet-Spektren der Perioden auf Basis der ungefilterten (<i>links</i>), der vertikal (<i>Mitte</i>) und der zeitlich gefilterten Temperaturabweichungen (<i>rechts</i>). Die weiße Kurve markiert den Übergang zum COI. Die horizontalen Linien markieren 8, 12 und 24 h Perioden. Es ist zu beachten, dass für das Spektrum der vertikal gefilterten Daten eine andere Farbachse verwendet wurde.	37
5.1. Temperaturen vom 04. bis 13. Mai 2016 aus LiDAR-Daten über Kühlungsborn. Die vertikalen, gestrichelten Linien markieren den Beginn eines neuen Tages. Die gestrichelte, schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.	39
5.2. Temperaturabweichungen vom Mittelwert aus der LiDAR-Messung über die Tage vom 04. bis 13. Mai 2016. Die gestrichelten Linien markieren wieder den Beginn eines neuen Tages sowie den Übergang der zwei verwendeten Messkanäle. 40	
5.3. Periodogram der ungefilterten Temperaturabweichungen vom 04. bis zum 13. Mai 2016 (<i>links</i>) und Wavelet-Amplitudenspektrum der Perioden (<i>rechts</i>) berechnet für eine Höhe von 50 km. Mit vertikalen gestrichelten Linien (<i>links</i>) und horizontalen Linien (<i>rechts</i>) sind die Perioden 8, 12, 24, 48 und 120 h markiert. 41	
5.4. Differenz der LiDAR-Temperaturen zu ECMWF-Temperaturen (<i>oben</i>) sowie ECMWF-Temperaturabweichungen vom Mittelwert (<i>unten</i>) über die Tage vom 04. bis 13. Mai 2016. Die gestrichelten Linien markieren wieder den Beginn eines neuen Tages.	42
5.5. Mittlere Temperaturabweichung (RMS) über die Höhe für die ungefilterten (schwarz), die vertikal (grün) und die zeitlich gefilterten Daten (rot). Die gestrichelte Kurve stellt das exponentielle Anwachsen der Temperaturabweichungen dar.	44
5.6. Temperaturabweichungen aus Butterworth-gefilterten Daten für Schwerewellen, oben sind die vertikal, unten die zeitlich gefilterten Abweichungen zu sehen. Die horizontale gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.	45
5.7. T-Abweichungen aus Butterworth-gefilterten Daten für Gezeiten und planetare Wellen, oben sind die vertikal, unten die zeitlich gefilterten Abweichungen zu sehen. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.	46
5.8. Waveletspektren der Perioden aus vertikaler (<i>links</i>) und zeitlicher (<i>rechts</i>) Tiefpassfilterung für Gezeiten für die Höhen 40, 50 und 60 km.	49
5.9. Kurzzeitvariabilität der Gezeiten im Monat Mai 2016 aus der Kompositanalyse. 51	
5.10. Ozonkonzentration vom 04. bis 13. Mai 2016 aus ECMWF (<i>links</i>) und integrierte Ozonkonzentration zwischen 0 und 60 km (<i>rechts</i>).	52
5.11. Waveletspektren der Perioden aus vertikaler (<i>links</i>) und zeitlicher (<i>rechts</i>) Hochpassfilterung für Schwerewellen für die Höhen 40, 50 und 60 km.	53

5.12. Potentielle Energiedichte aus ungefilterten (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich (<i>rechts</i>) gefilterten Daten im Höhenbereich zwischen 30 und 70 km im Verlauf der 10 Tage im Mai 2016. Die vertikal gestrichelten Linien markieren den Beginn eines neuen Tages.	55
5.13. Zonal (<i>oben</i>), Meridional (<i>Mitte</i>) und Vertikalwind (<i>unten</i>) aus ECMWF für den Zeitraum vom 04. bis 13. Mai 2016 mit einer zeitlichen Auflösung von 1 h.	56
5.14. Waveletamplituden der Gezeit (<i>oben</i>) und der Schwerewellen (<i>Mitte</i>) in 45 km Höhe im Vergleich zum Zonal- und Meridionalwind (<i>unten</i>) aus ECMWF-Daten in verschiedenen Höhen. Die vertikale gestichelte Linie markiert den 10. Mai um 0 Uhr UT.	58
5.15. Wavelet-Amplituden der Schwerewellen aus den zeitlich gefilterten Daten mit Perioden von 6-8 h am 11 Mai um 0 Uhr UT und der ganztägigen Gezeit ebenfalls am 11. Mai um 12 Uhr UT in einem Höhenbereich von 40 bis 55 km.	59
6.1. Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Masse) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich gefilterten (<i>rechts</i>) Temperaturabweichungen. Die vertikalen Linien geben die Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel wieder.	64
6.2. Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich gefilterten (<i>rechts</i>) Temperaturabweichungen. Die vertikalen Linien geben die Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel wieder.	65
6.3. Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich gefilterten (<i>rechts</i>) Nachtdaten.	66
6.4. Darstellung des Anstieges der potentiellen Energiedichte pro Volumen in Abhängigkeit von den gewählten Grenzparametern für die Monate Januar (blau), April (grün), Juli (rot) und Oktober (schwarz).	67
6.5. Saisonale Variation des Anstieges aus Abbildung 6.4 für verschiedene Höhenbereiche von 35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot.	68
6.6. Saisonale Variation der dominierenden vertikalen Wellenlänge aus den ungefilterten (<i>links</i>), den vertikal (<i>Mitte</i>) und den zeitlich gefilterten (<i>rechts</i>) Daten in 45 (grün), 50 (schwarz) und 55 km (rot) Höhe.	69
6.7. Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) der einzelnen Jahre 2012 bis 2016 in einer Höhe von 55-60 km für ungefilterte (<i>links</i>), vertikal (<i>Mitte</i>) und zeitlich gefilterte Daten (<i>rechts</i>).	70
7.1. Mittlere saisonale Variation der Amplituden der ganz- (blau), halb- (rot) und dritteltägigen (grün) Gezeit in verschiedenen Höhenbereichen von 35-40 km bis zu 60-65 km aus der Analyse der Temperaturdaten der Jahre 2012 bis 2016.	76
7.2. Höhenverlauf der Amplituden der Gezeitenkomponenten im März der Jahre 2012 bis 2016.	79
7.3. Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte der Gezeiten aus der Kompositanalyse (<i>links</i>) und durch Filterung von Schwerewellen (<i>rechts</i>).	80

Abbildungsverzeichnis

8.1. Dichteabweichungen (<i>links</i>) und Temperaturabweichungen (<i>rechts</i>) vom 04./05. Mai 2016 im Vergleich. Beide Datensätze wurden mit einer Integrationszeit von 2 h gerechnet, die Höhenauflösung ist jedoch bei den Temperaturabweichungen nur 1 km.	88
8.2. Berechnete mittlere potentielle Energiedichte pro Masse für 2 h integrierte Dichteabweichungen (rot) und Temperaturabweichungen (schwarz) vom 04./05. Mai 2016.	89
8.3. Gefilterte Temperaturabweichungen für Wellen mit Perioden <3 h (<i>links</i>) und die daraus berechnete potentielle Energiedichte (grün) pro Masse im Vergleich zu 2 h integrierten Daten (<i>rechts</i>) aus der Nacht vom 04. auf den 05. Mai 2016.	90
8.4. Jahresgang der potentiellen Energiedichte von 2012-2016 für Wellen mit Perioden <3 h als Farbdarstellung über die Höhe und den Tag des Jahres (<i>links</i>), sowie als zeitlicher Verlauf für einzelne Höhenbereiche (<i>rechts</i>). Im Histogramm in der linken Abbildung ist die Anzahl der Messungen in den Jahren dargestellt.	91
A.1. Histogrammdarstellung der Gesamtmessstunden pro Monat in den Jahren 2010-2016 für unterschiedlich lange Messungen	103
B.1. Darstellung der Cabanneslinie für zwei verschiedene Temperaturen und Windgeschwindigkeiten. Das Integral der Cabanneslinie und der Transmissionskurve der in Kühlungsborn verwendeten Iodzelle entspricht einem Doppler-Verhältnis, aus welchem die Windgeschwindigkeit bei bekannter Temperatur berechnet werden kann. Die vertikale gestrichelte Linie entspricht der ausgesendeten Laserwellenlänge.	106
B.2. Schemazeichnung des Windnachweiszweiges des RMR-LiDARs.	106

1. Einleitung

Als Atmosphäre wird die gasförmige Schicht um die Erdoberfläche bezeichnet, die aufgrund der Schwerkraft an den Planeten gebunden ist. Innerhalb der Erdatmosphäre spielen sich komplexe Prozesse ab, die dazu führen, dass überhaupt Leben auf der Oberfläche existieren kann. Die Atmosphäre befindet sich dabei in einem komplexen Gleichgewicht zwischen Absorption und Emission von Strahlung und Materieaustausch mit dem Weltraum. Für biologische Organismen schädliche, kurzwellige solare und ionisierende kosmische Strahlung durchdringt die Atmosphäre kaum, während die Emission thermischer Strahlung von der Erdoberfläche in den Weltraum durch Spurengase (Wasserdampf, Kohlendioxid und Methan) gemindert wird.

Dieser Austausch von Energie und Materie findet in verschiedenen Schichten der Atmosphäre statt, welche auch als Sphären bezeichnet werden. Diese Schichten lassen sich beispielsweise aufgrund des vorherrschenden Temperaturgradienten ($\frac{\partial T}{\partial z}$) unterteilen. Damit wird zwischen Troposphäre (bis ca. 12 km Höhe), Stratosphäre (bis ca. 50 km), Mesosphäre (bis ca. 90 km) und Thermosphäre (oberhalb von 100 km bis zur Exosphäre, dem Übergang zum Weltraum, in etwa 500 km) unterschieden. Die Übergänge zwischen den Schichten werden als Pausen bezeichnet. Abbildung 1.1 zeigt die vertikale Temperaturstruktur der Erdatmosphäre mit den einzelnen Schichten im Mittel für Sommer und Winter. Aufgrund der

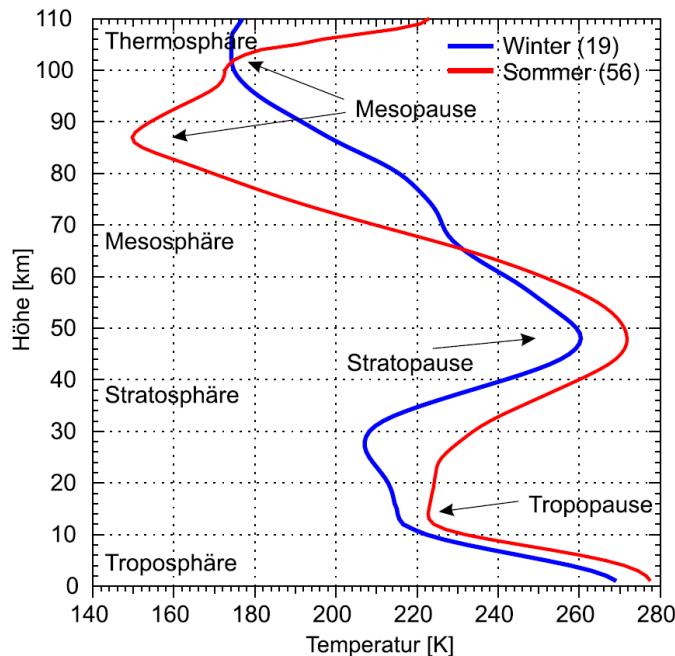


Abbildung 1.1.: Mittlere Temperaturstruktur der Erdatmosphäre im Sommer und Winter über Kühlungsborn aus LiDAR-Messungen aus Rauthe (2008).

höheren solaren Einstrahlung im Sommer ist intuitiv klar, dass die Temperaturen in der

1. Einleitung

Tropo- und Stratosphäre im Sommer höher sind als im Winter. Auffällig sind jedoch die saisonalen Unterschiede in der Mesopausenregion. Zum einen sind die Temperaturen hier im Sommer wesentlich niedriger als im Winter und zum anderen ist auch die Höhe der Mesopause im Sommer nur bei etwa 88 km im Vergleich zum Winter mit 100 km (*Lübben und von Zahn, 1991; She und von Zahn, 1998; Gerdung et al., 2008*). Dieses Phänomen der niedrigen Temperaturen tritt dabei insbesondere in polaren Breiten auf und kann dazu führen, dass die Temperaturen im Sommer unter die Frostpunkttemperatur von Wasser sinken, so dass die Bildung von leuchtenden Nachtwolken (engl.: „*noctilucent clouds*“, Abk.: *NLC*) möglich wird.

Während sich die Temperaturstruktur und der Anteil der Spurengase der Atmosphäre mit der Höhe ändert, ist die chemische Zusammensetzung der Hauptbestandteile (Stickstoff mit 78%, Sauerstoff mit 21% und Argon mit 1%) der Atmosphäre bis in etwa 100 km nahezu konstant, weshalb dieser Höhenbereich auch Homosphäre genannt wird. Diese konstante Durchmischung der Gase ist darüber in der sogenannten Heterosphäre nicht mehr gegeben. Der Übergangsbereich wird dann als Turbopause bezeichnet.

1.1. Ursache der Variation in der Temperaturstruktur der Atmosphäre

Die besonders niedrige Temperatur in der Mesopausenregion kann nicht durch das Strahlungsgleichgewicht erklärt werden. Ursächlich dafür sind atmosphärische Wellen, die die Zirkulation in der Atmosphäre beeinflussen (z.B. *Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Holton, 1992*). Solche Wellen, deren rückstellende Kraft der Auftrieb bzw. die Schwerkraft ist, werden Schwerewellen genannt. Sie kommen prinzipiell in jeder stabil geschichteten Atmosphäre vor und sind damit nicht ausschließlich auf der Erde zu finden, sondern beispielsweise auch auf unseren Nachbarplaneten Venus und Mars (z.B. *Mayr et al., 1988; Yiğit et al., 2015*). Neben der rückstellenden Kraft spielt auch die Art der Anregung bei der Bezeichnung der Wellen eine Rolle. Werden Schwerewellen durch Absorption solarer Strahlung erzeugt, werden diese auch thermische oder solare Gezeiten genannt. Auf die verschiedenen atmosphärischen Wellen wird in Kapitel 2.1 näher eingegangen. Auf der Erde propagieren Schwerewellen vertikal und horizontal vom Ort ihrer Anregung, welcher oftmals in der Troposphäre liegt, weg und übertragen dabei ihren Impuls an die Hintergrundatmosphäre. Durch diesen Impulsübertrag wird der Wind in zonaler Richtung abgeschwächt, was durch den Einfluss der Corioliskraft zu einer meridionalen Windkomponente vom Sommer- zum Winterpol führt. Dies hat wiederum zur Folge, dass sich ein ausgleichender, aufwärts gerichteter vertikaler Wind über dem Sommerpol ausbildet, der adiabatisch abkühlend wirkt und somit zu den genannten niedrigen Temperaturen in der Sommermesopause führt.

Schwerewellen haben auch unterhalb der Mesopause Auswirkungen. In der Troposphäre erzeugen Schwerewellen häufig zu sehende gebänderte Wolkenstrukturen. Außerdem erzeugt das Brechen von Schwerewellen in der Tropopause Turbulenz (engl.: „*clear air turbulence*“), welche für den Flugzeugverkehr ein Risiko darstellt (*Sharman et al., 2012*). Darüber hinaus verursachen großskalige atmosphärische Wellen stratosphärische Erwärmungen und daran gekoppelte mesosphärische Abkühlungen im Winter. Die Änderung der Aktivität dieser planetaren Wellen und damit ihrer Ausbreitung führt zu einer veränderten Zirkulation und damit wiederum zu einer Änderung der Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen und Gezeiten in der mittleren Atmosphäre (~ 10 - 100 km). Durch diese und weitere Auswirkungen stellt die Ausbreitung von Schwerewellen und Gezeiten in diesem Höhenbereich einen

der wichtigsten dynamischen Prozesse in der Atmosphäre dar, der nach wie vor Gegenstand aktueller Forschung ist.

1.2. Motivation dieser Arbeit

Die Untersuchung von Schwerewellen und Gezeiten hängt stark von der zeitlichen und räumlichen Auflösung eines Messgerätes ab. Die meisten Messmethoden betrachten dabei oftmals nur Schwerewellen oder nur Gezeiten, da diese grundlegend verschieden in ihrer Anregung und ihren Eigenschaften sind. Während Schwerewellen in der Regel in der Troposphäre bzw. unteren Stratosphäre *lokal* durch z.B. die Überströmung von Gebirgen, konvektive Instabilitäten, Windscherungen oder auch Welle-Welle-Wechselwirkungen erzeugt werden, sind Gezeiten hingegen *globale* Wellen in der Atmosphäre, die durch die Absorption solarer Strahlung in der gesamten mittleren Atmosphäre angeregt werden können (Fritts und Alexander, 2003; Chapman und Lindzen, 1970; Forbes, 1984). Durch diesen Anregungsmechanismus haben Gezeiten Perioden von einem solaren Tag (24 h) und den Harmonischen davon (12 h, 8 h). Gezeiten haben einen wesentlichen Einfluss auf Schwerewellen und umgekehrt. Die Interaktion beider Arten von Wellen geschieht dadurch, dass Gezeiten das Hintergrundwindfeld für Schwerewellen modulieren und so die Ausbreitungsbedingungen dieser beeinflussen (z.B. Eckermann und Marks, 1996; Senf und Achatz, 2011; Ribstein et al., 2015). Die meisten numerischen Klimamodelle nutzen jedoch nur vereinfachte Parametrisierungen von Schwerewellen, die lediglich eine vertikale Ausbreitung der Wellen erlauben und keine Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Wellen berücksichtigen, was dazu führt, dass es mitunter große Diskrepanzen zwischen Modellergebnissen und Messungen gibt (Kim et al., 2003; Alexander et al., 2010). Daher sind mehr Messdaten erforderlich, um die Modelle zu validieren (Geller et al., 2013).

Der interessante, zu untersuchende Höhenbereich liegt dabei in der mittleren Atmosphäre. Dieser Bereich ist durch verschiedenste bodengebundene oder satellitengestützte Messinstrumente zum Teil abdeckbar, welche in den letzten Jahrzehnten entwickelt wurden (z.B. Wu et al., 2006; Preusse et al., 2008; Gille et al., 2008; Hoffmann et al., 2010). Satelliten sind in der Lage globale Wellenphänomene zu messen. Dabei werden jedoch entweder nur bestimmte Lokalzeiten abgedeckt, so dass damit keine zeitliche Entwicklung der Wellen untersucht werden kann, oder zur Abdeckung aller Lokalzeiten wird viel Zeit benötigt, so dass jegliche Variabilität nicht innerhalb dieser Zeit nicht erfasst wird. Radiosonden und Ballonmessungen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre haben eine wesentlich bessere räumliche Auflösung, können aber nicht Wellen mit Perioden von mehreren Stunden messen (Hertzog et al., 2008). Dem gegenüber stehen nahezu kontinuierliche RADAR-Messungen von Winden, die wiederum aber nur einen eingeschränkten Höhenbereich in der Troposphäre oder von 70 bis 100 km abdecken (z.B. Hoffmann et al., 2010; Placke et al., 2012). Im Gegensatz dazu bietet ein Rayleigh-Mie-Raman (RMR)-LiDAR (engl.: „*light detection and ranging*“), welches auf einem ähnlichen Messprinzip basiert wie ein RADAR, die Möglichkeit im gesamten Höhenbereich von der Troposphäre/unteren Stratosphäre bis hin zur Mesopausenregion relative Dichten, Temperaturen und in Einzelfällen sogar Winde in einer genügend hohen Auflösung zu messen, um Schwerewellen zu untersuchen (Rauthe et al., 2006; Gerding et al., 2008; Hildebrand et al., 2012).

Traditionell sind die meisten RMR-LiDARs auf Nachtmessungen beschränkt (Wilson et al., 1991a; Mzé et al., 2014). Bekannterweise wird durch LiDAR-Messungen eine Superposition verschiedener Wellen detektiert, welche abhängig von der Dauer der Messung ist, daher wer-

1. Einleitung

den meist nur Schwerewellen betrachtet, welche augenscheinlich kleinere Perioden haben als die Messdauer. Durch das Fehlen einer Tageshälfte ist es deswegen nur sehr eingeschränkt möglich, effektiv zwischen Schwerewellen und Gezeiten zu unterscheiden. Für das in dieser Arbeit verwendete RMR-LiDAR in Kühlungsborn wurde jedoch die Tageslichtfähigkeit in den Jahren 2009/2010 entwickelt. Diese ermöglicht es auch länger-periodische Wellen, wie Gezeiten, zu erfassen und zu untersuchen (*Kopp et al.*, 2015). Durch die zeitaufgelösten Messungen von Schwerewellen und Gezeiten lassen sich die Interaktion dieser beiden Phänomene und ihre zeitliche Entwicklung wie mit keinem anderen Messgerät untersuchen. Des Weiteren ermöglichen quasi-kontinuierliche, tageslichtunabhängige Messungen die Bestimmung von Unterschieden in der saisonalen Variation von Schwerewellen und Gezeiten. Der großen abgedeckten Höhenbereich von 30 km bis 75 km ermöglicht insbesondere die Untersuchung der Kopplung der verschiedenen atmosphärischen Schichten, welche durch eben diese Wellen stattfindet. Außerdem stellt der Standort Kühlungsborn (54° N, 12° O) ein Bindeglied zwischen den mittleren ($\sim 40^{\circ}$ N) und den polaren Breiten dar.

1.3. Struktur der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden erstmals simultan Schwerewellen und Gezeiten aus Sondierungen mit dem Kühlungsborner Rayleigh-Mie-Raman-LiDAR untersucht. Es werden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen zum Phänomen der Wellen in der Atmosphäre gelegt. Dabei wird zwischen Schwerewellen und Gezeiten unterschieden und auf deren spezifische Anregungsmechanismen eingegangen. Anschließend wird in Kapitel 3 die Messmethode des LiDAR ausführlich beschrieben. Des Weiteren wird hier auf die verwendeten Analysemethoden zur Extraktion von Schwerewellen und Gezeiten aus LiDAR-Daten eingegangen. Nach diesen grundlegenden Kapiteln werden in den folgenden fünf Kapiteln die Ergebnisse aus den seit 2010 bis einschließlich 2016 gewonnenen Messdaten dargestellt. Dabei wird zunächst in Kapitel 4 anhand eines Tagesdatensatzes auf Besonderheiten der Analyse der Temperaturdaten hingewiesen und einige grundlegende Eigenschaften von Schwerewellen aus LiDAR-Daten erläutert. In Kapitel 5 wird ein bislang einzigartiger Temperaturdatensatz mit einer Länge von etwa 10 Tagen vorgestellt und daran die Variabilität insbesondere von Gezeiten dargelegt. Diese starke Variabilität wird in der wissenschaftlichen Gemeinschaft bisher nur wenig beachtet. Aufbauend auf den tagesbasierten Analysen werden in den Kapiteln 6 und 7 die Jahresgänge von Schwerewellen- und Gezeitenparametern untersucht, welche insbesondere die Bedeutung der kurzperiodischen Wellen untermauern. Kapitel 8 zeigt einen alternativen Weg zur Extraktion von kurzperiodischen Schwerewellen auf, indem statt Temperaturdaten die direkt mit dem LiDAR gemessenen relativen Dichtedaten analysiert werden. Dies bietet zukünftig Möglichkeiten, Schwerewellen auf kürzeren Zeitskalen zu untersuchen und kann damit neue Erkenntnisse liefern, die für die Parametrisierung von Schwerewellen in Modellen von Relevanz sind.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die notwendigen theoretischen Grundlagen erläutert, die notwendig sind, um eine Wellenausbreitung in der Atmosphäre zu verstehen. Es werden die unterschiedlichen Arten der Anregung der Wellen und deren Auswirkung auf die Zirkulation in der Atmosphäre beschrieben. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird dargelegt, inwieweit Wind in der Atmosphäre einen Einfluss auf die Ausbreitung der Wellen hat.

2.1. Atmosphärische Wellen

Die Dynamik in der Atmosphäre der Erde wird ganz ähnlich wie im Ozean durch Wellen getrieben. Diese Wellen übertragen ihre Energie und damit verbunden ihren Impuls an die Hintergrundatmosphäre, wenn sie brechen oder gefiltert werden. Damit spielen sie eine wesentliche Rolle bei der Beschreibung der Zirkulation in der Atmosphäre und ein Verständnis dieser Wellen ist essenziell. Es lassen sich unterschiedliche Wellen aufgrund ihrer Anregung unterscheiden, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

2.1.1. Schwerewellen

Als Schwerewellen werden solche Wellen bezeichnet, deren rückstellende Kraft die Schwerkraft bzw. der Auftrieb ist. Es wird zwischen externen und internen Schwerewellen unterschieden. Externe Wellen entstehen an Grenzflächen von verschiedenen Medien, wie z.B. Wasser und Luft. Interne Schwerewellen sind die innerhalb eines Mediums auftretenden Oszillationen. Im Folgenden werden nur interne Schwerewellen betrachtet, da die mittlere Atmosphäre Gegenstand der Untersuchungen ist und damit Wellen innerhalb des Luftmediums auftreten.

Oszillationen einzelner Luftpakete

Einzelne Luftpakete werden in guter Näherung in der Atmosphäre durch adiabatische Zustandsänderungen aus ihrer Ruhelage ausgelenkt und können dann Oszillationen um diese Ruhelage vollführen. Dies ist wesentlich davon abhängig, welcher Temperaturgradient $\frac{\partial T}{\partial z}$ in der entsprechenden Schicht vorliegt. Da der Druck mit zunehmender Höhe abnimmt, kühlst sich das Luftpaket bei einem Transport nach oben entsprechend dem feucht- oder trockenaadiabatischen Temperaturgradienten Γ ab. In der trockenen mittleren Atmosphäre beträgt dieser etwa -10 K/km . Das ausgelenkte Luftpaket ist dementsprechend schwerer als die es umgebende, wärmere Luft der Hintergrundatmosphäre. Durch die Schwerkraft wird es dann wieder zurück in seine Ausgangslage bewegt. Das Analogon findet statt, wenn das Luftpaket nach unten ausgelenkt wird. Die so entstehende Oszillation findet mit der Auftriebs- oder auch Brunt-Väisälä-Frequenz N statt. Das Quadrat davon ist definiert als

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma \right), \quad (2.1)$$

2. Theoretische Grundlagen

dabei ist T die Temperatur der Hintergrundatmosphäre, g die Erdbeschleunigung und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck p (z.B. *Andrews et al.*, 1987; *Brasseur und Solomon*, 2005).

Führt man die Größe der potentiellen Temperatur Θ ein, welche die Temperatur ist, die ein Luftpaket annehmen würde, wenn es adiabatisch auf den Druck $p(z_0)$ gebracht wird, so vereinfacht sich Gleichung 2.1 zu

$$N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (2.2)$$

mit

$$\Theta(z) = T(z) \cdot \left(\frac{p(z_0)}{p(z)} \right)^{1-\frac{1}{\gamma}}, \quad (2.3)$$

wobei $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen angibt. Die Atmosphäre ist nur dann stabil, wenn die potentielle Temperatur mit der Höhe zunimmt, d.h., wenn $N^2 > 0$ ist. Damit ist die Brunt-Väisälä-Frequenz ein Maß für die statische Stabilität der Atmosphäre, in der Auftriebsoszillationen möglich sind. Ist $N^2 < 0$, so kommt es zu Konvektion und Turbulenz und die Atmosphäre ist nicht länger stabil. Betrachtet man die einzelnen Schichten der Atmosphäre (siehe Abbildung 1.1 aus Kapitel 1), wird deutlich, dass die Brunt-Väisälä-Frequenz sehr unterschiedliche Werte annehmen kann. In der Tropo- und Mesosphäre ist der Temperaturgradient sehr ähnlich zum adiabatischen, damit ist die Brunt-Väisälä-Frequenz hier eher klein. Der Einfachheit halber wird häufig auch eine Brunt-Väisälä-Periode ($\tau_{BV} = \frac{2\pi}{N}$) angegeben. Sie liegt in der Troposphäre bei etwa 15 min. In der Stratosphäre ist N sehr viel größer und entspricht einer Periode von etwa 5 min. Damit ist die Stratosphäre sehr viel stabiler als die Schichten mit negativem Temperaturgradienten. Die Brunt-Väisälä-Frequenz ist damit die größtmögliche Frequenz für Schwerewellen. Da in der Atmosphäre die einzelnen Luftpakete miteinander gekoppelt sind, entstehen Wellen. Um diese Wellenbewegung zu beschreiben, wird die im Folgenden näher erläuterte lineare Theorie verwendet.

Lineare Theorie

Die Bewegung der Luft über der rotierenden Erdoberfläche wird durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben. Dazu zählen die Impulserhaltung mit den drei Geschwindigkeitskomponenten in zonaler, meridionaler und vertikaler Richtung (u, v, w), und zusätzlich die Kontinuitätsgleichung und die Energieerhaltung mit der Einschränkung auf adiabatische Prozesse. Für eine ausführliche Herleitung und Darstellung der Gleichungen sei an dieser Stelle auf *Holton* (1992) und *Fritts und Alexander* (2003) verwiesen. Die oben genannten Gleichungen bilden ein gekoppeltes, nichtlineares Gleichungssystem, welches nicht analytisch lösbar ist. Zur Linearisierung dieses Differentialgleichungssystems wird ein Störungsansatz gewählt, der die geophysikalischen Größen (u, v, w sowie die Dichte ρ und den Druck p) in einen konstanten Hintergrund und eine Störung 1. Ordnung unterteilt. Die Störung muss dabei viel kleiner als der Hintergrund sein. Außerdem wird zusätzlich angenommen, dass der mittlere Vertikalwind vernachlässigbar ist, der Hintergrund sich in hydrostatischem Gleichgewicht befindet und sich die mittlere Dichte und der mittlere Druck, gemäß der Boussinesq-Approximation, nur mit der Höhe z ändern. Alle Vereinfachungen führen nun zu einem gekoppelten, *linearen* Gleichungssystem, welches sich einfach durch einen Wellenansatz der

Form

$$\left(u', v', w', \frac{\Theta'}{\Theta}, \frac{p'}{p}, \frac{\rho'}{\rho} \right) = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\Theta}, \tilde{p}, \tilde{\rho}) \cdot e^{[i(kx+ly+mz-\omega t) + \frac{z}{2H}]} \quad (2.4)$$

lösen lässt. H ist hierbei die Skalenhöhe, also die Höhendifferenz, in der der Druck p um einen Faktor $1/e$ abgenommen hat. Der genannte Lösungsansatz beschreibt eine Störung durch eine monochromatische Welle mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k} = (k, l, m)$ und der Frequenz ω in einem ortsfesten Bezugssystem. Durch Einsetzen dieser Lösung in die linearisierten Bewegungsgleichungen erhält man die algebraische Lösung für die in Gleichung 2.4 mit einer Tilde gekennzeichneten Amplituden der entsprechenden Größen der Schwerewelle mit Hilfe der intrinsischen Frequenz $\hat{\omega}$. Sie ist definiert als $\hat{\omega} = \omega - k\bar{u} - l\bar{v}$ und entspricht der Frequenz der Welle im mit dem Hintergrundwind mitbewegten Bezugssystem.

Aus der Lösung der Bewegungsgleichungen lässt sich dann die Dispersionsrelation der Schwerewelle unter Vernachlässigung der Schallwellen ($c_s \rightarrow \infty$) folgendermaßen darstellen

$$\hat{\omega}^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2) + f^2(m^2 + \frac{1}{4H^2})}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (2.5)$$

oder auch

$$m^2 = \frac{(k^2 + l^2)(N^2 - \hat{\omega}^2)}{\hat{\omega}^2 - f^2} - \frac{1}{4H^2}, \quad (2.6)$$

mit dem Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin \phi$, der sich aus Breitengrad ϕ und Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde berechnet. Die Dispersionsrelation verknüpft damit die Frequenz der Wellen mit ihrer räumlichen Information, den Wellenzahlen, und der Hintergrundatmosphäre.

Die intrinsische Frequenz ist dabei, wie bereits erwähnt, nach oben hin limitiert durch die Brunt-Väisälä-Frequenz, und nach unten durch den Coriolisparameter

$$N > \hat{\omega} > |f|. \quad (2.7)$$

Das ist eine direkte Folge aus Gleichung 2.6, da $m^2 > 0$ und $m < \infty$ bei vertikaler Ausbreitung der Welle gelten muss. Der Frequenzbereich der Schwerewellen lässt sich in drei Bereiche unterteilen:

- **niederfrequente Wellen mit $\hat{\omega} \approx f$:**

Derartige Schwerewellen werden auch Trägheitsschwerewellen genannt. Für die Dispersionsrelation ergibt sich

$$\hat{\omega}^2 = N^2 \frac{k_h^2}{m^2} + f^2, \quad (2.8)$$

mit $k_h = \sqrt{k^2 + l^2}$. Der Coriolisparameter aus Gleichung 2.5 ist nicht vernachlässigbar. Damit ist eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung nicht länger null und die Wellen breiten sich spiralförmig dreidimensional aus. Außerdem geht das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Gruppengeschwindigkeit für $\hat{\omega} \rightarrow f$ gegen null, was bedeutet, dass diese Wellen auch noch sehr entfernt von ihrem Anregungsort zu finden sind (Dunkerton, 1984; Eckermann, 1992).

2. Theoretische Grundlagen

- **mittelfrequente Wellen mit $N \gg \hat{\omega} \gg f$:**

Für Schwerewellen mittlerer Frequenz vereinfacht sich die Dispersionsrelation zu

$$\hat{\omega} = N \left| \frac{k_h}{m} \right|. \quad (2.9)$$

Demnach ist die vertikale Wellenzahl direkt mit der horizontalen Phasengeschwindigkeit $\hat{c}_h = c_h - \bar{u}_h$ und damit mit dem Hintergrundwind wie folgt verknüpft

$$|m| = \frac{N}{|\hat{c}_h|} = \frac{N}{|c_h - \bar{u}_h|}. \quad (2.10)$$

Nähere Informationen zum Einfluss des Windes auf die Ausbreitung der Wellen sind in Abschnitt 2.2 zu finden. Für die vertikale Wellenlänge erhält man dann daraus folgend

$$\lambda_z = \frac{2\pi |c_h - \bar{u}_h|}{N}. \quad (2.11)$$

Ein kritisches Niveau ist dann gegeben, wenn $c_h = \bar{u}_h$ ist, da die vertikale Wellenlänge hier null wird (*Booker und Bretherton*, 1967). Jedoch wird dieses Niveau nicht in endlicher Zeit erreicht, weshalb andere Instabilitäten und Dissipationsmechanismen vorher auftreten (*Lighthill*, 1978). Bereits wenn $c_h \rightarrow \bar{u}_h$ und damit $\lambda_z \rightarrow 0$ wird der Gradient in der Temperatur so steil, dass es zu statischen Instabilitäten kommt.

- **hochfrequente Wellen mit $\hat{\omega} \gg f$:**

Für Schwerewellen mit hoher Frequenz kann der Coriolisparameter aus Gleichung 2.5 vernachlässigt werden. Jedoch wird der Term $\frac{1}{4H^2}$ für Wellen mit vertikalen Wellenlängen $\lambda_z > 30 \text{ km}$ relevant, da hier die Änderung der Dichte zu groß innerhalb des Bereiches einer Wellenlänge wird und damit Kompressibilität eine Rolle spielt. Für Wellen mit kleineren vertikalen Wellenlängen kann auch dieser Kompressibilitätsterm vernachlässigt werden. Unter Vernachlässigung der Corioliskraft und des Kompressibilitätsterms erhält man als Lösung der Bewegungsgleichungen einfache ebene Wellen, deren Geschwindigkeitsstörung senkrecht zur Ausbreitungsebene null wird.

Energie von Schwerewellen

Schwerewellen verursachen in der Atmosphäre Variationen in der Dichte, der Temperatur sowie im Wind. Die Energiedichte pro Masse E_{ges}^M lässt sich, bei bekannter Amplitude, als Summe aus kinetischer und potentieller Energiedichte (E_{kin}^M und E_{pot}^M) folgendermaßen berechnen (*Tsuda et al.*, 2000)

$$E_{ges}^M = E_{kin}^M + E_{pot}^M = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) + \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)^2, \quad (2.12)$$

wobei u' und v' die Störungen im Wind sind, die orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Welle sind. W' ist die Vertikalwindstörung. Des Weiteren sind g die Erdbeschleunigung, N die Brunt-Väisälä Frequenz, $\bar{\rho}$ die Hintergrunddichte und ρ' die Dichteabweichung vom Hintergrund. Da ein Messinstrument in der Regel eine Superposition verschiedener Wellen beobachtet, stellen gemessene Amplituden, z.B. von Dichtefluktuationen, eine Mittelung über die Wellen dar, die mit dem Instrument aufgelöst werden.

Die so durch Schwerewellen übertragene Energie ist ein Maß für die Aktivität der Schwerewellen, da damit die Hintergrundatmosphäre beeinflusst wird. Das Energiespektrum ist demnach abhängig von der Art der Schwerewellen, also von ihren intrinsischen Frequenzen, der vertikalen und der horizontalen Wellenzahlen. Das Schwerewellenspektrum bezüglich der vertikalen Wellenlänge unterteilt sich in einen ungesättigten ($m < m^*$), einen gesättigten ($m^* < m < m_b$) und einen turbulenten Bereich ($m > m_b$) (Gardner, 1996). Der für die mittlere Atmosphäre relevante Bereich wird bei einer minimalen Wellenzahl m^* erreicht, ab der Sättigung und Dissipation eine Rolle spielen. Radiosondenmessungen von *Allen und Vincent* (1995) in der Troposphäre und unteren Stratosphäre zeigen, dass der gesättigte Bereich bei einer vertikalen Wellenlänge von 2 km erreicht wird. Mit zunehmender Höhe, nimmt diese vertikale Wellenlänge zu bzw. die Wellenzahl ab, damit werden Sättigungsprozesse auch in der Mesosphäre relevant. Bei kleineren Wellenzahlen ist das Spektrum der ungesättigten Schwerewellen im Wesentlichen von den unterschiedlichen Schwerewellenquellen beeinflusst.

Bereits *Hodges* (1967) zeigte, dass Windfluktuationen durch konvektive Instabilitäten nicht größer werden als die intrinsische horizontale Phasengeschwindigkeit von Schwerewellen. Mit Hilfe der Dispersionsrelation lässt sich diese Sättigungsamplitude als $\frac{N}{m}$ ausdrücken. Diese Grenze wird von jedem einzelnen Schwerewellenpaket unabhängig von der intrinsischen Frequenz und der horizontalen Wellenlänge erreicht. Damit ist das Energiespektrum für gesättigte Schwerewellen wie folgt separabel in intrinsischer Frequenz $\hat{\omega}$ und vertikaler Wellenzahl m (*Dewan und Good*, 1986):

$$E(m, \hat{\omega}, \phi) = E_0 A(m) B(\hat{\omega}) \Phi(\phi), \quad (2.13)$$

wobei

$$\int_0^{m_b} A(m) dm = \int_f^N B(\hat{\omega}) d\hat{\omega} = \int_0^{2\pi} \Phi(\phi) d\phi = 1 \quad (2.14)$$

gilt. $\Phi(\phi)$ entspricht dabei der Verteilung der Ausbreitungsrichtungen. Das Frequenzspektrum B variiert typischerweise mit

$$B(\hat{\omega}) \propto \hat{\omega}^{-p} \quad (2.15)$$

mit Werten des spektralen Indexes $p \sim \frac{5}{3}$, welcher den Anstieg des Spektrums beschreibt (*Fritts und Alexander*, 2003). Das ist konsistent mit Beobachtungsdaten von beispielsweise *VanZandt* (1982) und *Collins et al.* (1994). Hinsichtlich der Sättigung von Schwerewellen gibt es neben der Theorie von *Dewan und Good* (1986) auch eine erweiterte Theorie von *Dewan* (1994) sowie weitergehende Theorien von *Gardner* (1994) zu diffusiver Filterung. Allen Theorien ist gemeinsam, dass das Schwerewellenspektrum in Bezug auf die vertikale Wellenlänge dieselbe Form aufweist. Jedoch sind die zugrunde liegenden Mechanismen unterschiedlich. Bei diesen erweiterten Theorien ist die Separabilität des Spektrums nicht mehr ohne Weiteres gegeben, da die vertikale Wellenzahl abhängig von der intrinsischen Frequenz ist. Es gibt jedoch keinen eindeutigen Beweis, ob die Separabilität des Spektrums gegeben ist oder nicht, da noch keine ausreichenden Messungen diesbezüglich vorliegen, weil intrinsische Wellenparameter nur schwer zugänglich sind (Gardner, 1996).

Um nun Schwerewellen in ihrer Aktivität zu charakterisieren, ist es gemäß Gleichung 2.12 notwendig, sowohl die kinetische als auch die potentielle Energiedichte zu bestimmen.

2. Theoretische Grundlagen

Der Wind ist dabei über die Polarisationsrelation mit der Dichte gekoppelt. Der linearen Theorie folgend ist jedoch das Verhältnis von kinetischer und potentieller Energiedichte eine Konstante, die gleich dem spektralen Index aus Gleichung 2.15 ist (z.B. *VanZandt*, 1985). Damit wäre es ausreichend, nur die potentielle Energiedichte zu betrachten, die aus Temperaturvariationen bestimmt werden kann, da

$$E_{\text{pot}}^M = \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)^2 \approx \frac{1}{2} \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \quad (2.16)$$

ist, wobei \bar{T} die Hintergrundtemperatur und T' die Temperaturabweichungen sind. Diese vereinfachte Betrachtung gilt jedoch nur unter der Annahme, dass es sich um eine monochromatische Schwerewelle handelt. In der Realität ist das jedoch nicht der Fall, in der Regel handelt es sich um ein Ensemble von Schwerewellenpaketen unterschiedlicher Frequenzen und Wellenzahlen. Wird aber über ein Ensemble gemittelt, so kommt dies einer Vorstellung von einer monochromatischen Schwerewelle nah und es lassen sich trotz dieser Annahme nützliche Erkenntnisse gewinnen.

Anregungsmechanismen

Die Anregung von Schwerewellen erfolgt im Wesentlichen in der Troposphäre. Die wichtigsten Entstehungsprozesse lassen sich in vier Klassen unterteilen. Dazu zählen die Strömung über Berge, Konvektion, Scherinstabilitäten und während der Anpassung des Windes an das geostrophische Gleichgewicht (*Becker*, 2012). Im Folgenden werden diese Prozesse basierend auf dem Übersichtsartikel von *Fritts und Alexander* (2003) kurz erläutert.

Bei der Strömung von Luft über Berge entstehen Schwerewellen (im Englischen auch „mountain waves“ genannt) mit horizontalen Wellenlängen von einigen zehn bis einigen hundert Kilometern. Diese Schwerewellen haben großen Einfluss in der Troposphäre und Stratosphäre und führen dort zu Temperaturvariationen, die 2-3 mal so hoch sind verglichen mit Temperaturvariationen über flachem Erdboden oder Seen, unabhängig von anderen Quellen (*Nastrom et al.*, 1987; *Alexander et al.*, 2010). Die Wellen propagieren aber in der Regel nicht in die Mesosphäre aufgrund von vorheriger Brechung und Dissipation in der Stratosphäre (*Kaifler et al.*, 2015).

Durch Konvektion angeregte Schwerewellen beinhalten, im Gegensatz zu den Gebirgswellen, eine große Bandbreite an Wellen mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten, Frequenzen und räumlichen Skalen. Insbesondere werden die Schwerewellen mit kleinen Frequenzen in der mittleren Atmosphäre sehr weit entfernt von ihrer Quelle detektiert, was aber eine genaue Zuordnung zu ihrem Ursprungsort schwierig macht.

Die Anregung durch Scherinstabilitäten führt ebenfalls zu Schwerewellen, die in die Mesosphäre und darüber hinaus propagieren können. Ihre horizontalen Wellenlängen erreichen wenige zehn Kilometer mit horizontalen Phasengeschwindigkeiten ähnlich zum mittleren Wind im Bereich der Scherschicht.

Bei der Anpassung des Windes an das geostrophische Gleichgewicht im Bereich der Front einer Jetströmung kommt es zu einer Umverteilung von Impuls, Energie und potentieller Vortizität, bei der Trägheitsschwerewellen ausgesendet werden. Diese Wellen haben vergleichsweise große Perioden und horizontale Wellenlängen von einigen hundert Kilometern. Des Weiteren werden Schwerewellen auch durch nichtlineare Welle-Welle-Wechselwirkungen erzeugt. Diese Art der Schwerewellen sind in ihren Skalen nicht direkt an eine Quelle in unteren Höhen gebunden und sind daher auch nur schwer zu charakterisieren.

2.1.2. Gezeiten

Neben den genannten Schwerewellen im vorherigen Abschnitt gibt es erzwungene, globale Oszillationen in Dichte, Temperatur, Wind und Druck, deren Anregung aufgrund der Einwirkung der Sonne oder des Mondes erfolgt. Diese sogenannten Gezeiten haben dabei Perioden eines solaren oder lunaren Tages und Harmonischer davon. Man unterscheidet dementsprechend die ganz-, halb- und dritteltägige Gezeit. Da die Amplituden der lunaren Gezeit in der Regel wesentlich kleiner sind als die der solaren Gezeit, wird im Folgenden nur noch die solare Gezeit betrachtet.

Anregungsmechanismen von Gezeiten

Solare oder auch thermische Gezeiten werden durch die periodische Absorption solarer Strahlung aufgrund der scheinbaren Bewegung der Sonne um die Erde angeregt (z.B. *Chapman und Lindzen*, 1970; *Forbes*, 1984). Dabei spielen die verschiedenen absorbierenden Stoffe in der Atmosphäre eine Rolle. Die wichtigsten Absorber sind dabei Wasserdampf in der Troposphäre (0-15 km), Ozon in der Stratosphäre/Stratopausenregion (40-70 km), sowie Sauerstoff und Stickstoff in der Thermosphäre (120-180 km) (*Forbes*, 1995). Durch den Tag-Nachtwechsel der Sonneneinstrahlung variiert die Absorption und damit die Heizung in der entsprechenden Schicht der Atmosphäre. Durch diese Variation entsteht eine Wellenbewegung mit einer Periode, die genau dem Tag-Nachtrhythmus der Sonneneinstrahlung entspricht. Da diese breitenabhängig ist, erfolgt die Anregung der ganztägigen Gezeit (24 h Periode) theoretisch am stärksten am Äquator und nimmt polwärts ab (*Forbes*, 1995). *Lübken et al.* (2011) zeigten jedoch, dass auch in der polaren Mesopausenregion starke Gezeiten in Temperaturen auftreten können. Dies kann damit begründet werden, dass Gezeitenwellen nicht nur vertikal, sondern auch horizontal propagieren und dementsprechend auch am Pol auftreten können, obwohl die Anregung dort selbst minimal ist.

Lineare Theorie von Gezeiten

Wie schon in Abschnitt 2.1.1 zur linearen Theorie von Schwerewellen beschrieben, werden auch für Gezeiten zur Beschreibung der Bewegung die Navier-Stokes-Gleichungen, die Kontinuitätsgleichung und die Energieerhaltungsgleichung linearisiert. Entsprechend Gleichung 2.4 wird ein ähnlicher Ansatz zur Lösung des linearen Differentialgleichungssystems genutzt, der jedoch zusätzlich noch die Erwärmungsraten in Form der Anregungsfunktion J als Parameter aufweist:

$$\left(u', v', w', \frac{T'}{\bar{T}}, \frac{p'}{\bar{p}}, \frac{\rho'}{\bar{\rho}}, J \right) \propto e^{[i(s\lambda - \omega t)]}, \quad (2.17)$$

die Parameter s und λ entsprechen der zonalen Wellenzahl und dem Längengrad auf der Erde. Im Falle von $\omega > 0$ propagieren die Wellen ostwärts, andernfalls westwärts. Westwärts propagierende Gezeiten sind die klassischen Gezeiten, die sich synchron zur Bewegung der Sonne ausbreiten, sie werden daher auch migrierende Gezeiten genannt. Daneben existieren aber auch Gezeiten, deren Ausbreitung nicht sonnen-synchron erfolgt, sie werden als nicht-migrierende Gezeiten bezeichnet. Sie können sich sowohl west-, als auch ostwärts ausbreiten und sogar stationär sein.

Um nun die globalen Bewegungen in einen vertikalen und einen meridionalen Anteil zu separieren, kann man einen Reihenentwicklungsansatz mithilfe eines Orthogonalfunktions-

2. Theoretische Grundlagen

systems $\Theta_n^{\omega,s}$ für die Anregungsfunktion J wie folgt verwenden

$$J^{\omega,s}(z, \phi) = \sum_n \Theta_n^{\omega,s}(\phi) J_n^{\omega}(z). \quad (2.18)$$

Mit ϕ ist hier wieder der Breitengrad gemeint. Damit erhält man durch $\Theta_n^{\omega,s}$, die nach *Hough* (1897, 1898) auch Houghmoden genannt werden, ein universelles Funktionensystem für die Breitenabhängigkeit. Daraus ergeben sich zwei Differentialgleichungen, die gelöst werden müssen:

1. die **horizontale, breitenabhängige Strukturgleichung**, auch Laplacesche Gezeitengleichung genannt:

Die Lösung dieser Gleichung liefert die gesuchten Houghfunktionen $\Theta_n^{\omega,s}$ und die dazugehörigen Eigenwerte h_n , welche auch als sogenannte äquivalente Tiefe bezeichnet wird. Jedes Paar dieser Größen gibt einen „Mode“ oder Modus an, der die Breitenabhängigkeit der Gezeiten beschreibt. Damit werden die ganz- und die halbtägige Gezeit hinsichtlich der zonalen Wellenzahlen $s = 1$ und $s = 2$ mit einem symmetrischen oder asymmetrischen Verlauf zum Äquator charakterisiert. Erfolgt die Anregung der Gezeit nahe eines bestimmten Houghmode, so wird sich die horizontale Struktur im Wind oder der Temperatur ebenfalls ähnlich zu diesem Houghmode ausbilden.

2. die **vertikale Strukturgleichung**:

Sie liefert vertikale Wellenlängen der Gezeiten mit verschiedenen Perioden unter der Annahme, dass der Vertikalwind vernachlässigbar ist, die Skalenhöhe H konstant ist, sowie dass die Atmosphäre isotherm ist. Für die vertikalen Wellenlängen ergibt sich daher

$$\lambda_z = 2\pi \sqrt{\frac{H}{\frac{\gamma}{h_n} - \frac{1}{4H}}}, \quad (2.19)$$

mit h_n als äquivalente Tiefe. Das Vorzeichen von h_n bestimmt also die vertikale Struktur der Gezeiten. Ist $h_n > 0$ ergeben sich sogenannte propagierende Moden der Gezeit, die sich nach oben ausbreiten und deren Amplitude aufgrund der abnehmenden Dichte exponentiell anwächst. Dabei transportieren sie, wie die kürzerperiodischen Schwerewellen, Energie und Impuls vom Ort ihrer Anregung weg. Wenn $h_n < 0$ ist, entstehen nicht-propagierende Moden. Während die ganztägige Gezeit auch negative Werte für die Eigenwerte haben kann, so haben die halb- und dritteltägige Gezeit nur positive Eigenwerte, propagieren also immer.

Die lineare Theorie der Gezeiten ist eine mathematische Methode, um Gezeiten in der Atmosphäre bis etwa 100 km Höhe gut zu beschreiben. Insbesondere die dadurch wiedergegebene ganztägige Gezeit stimmt gut mit Beobachtungen überein (*Forbes*, 1984). Für die Harmonischen der Gezeit ist dies nicht mehr so einfach, da hier die vereinfachten Annahmen in der Theorie nicht mehr ohne Weiteres zu halten sind. Dissipation und ein variables Hintergrundfeld spielen eine Rolle, welche durch die Theorie nicht berücksichtigt werden. Durch eine Berücksichtigung davon wäre jedoch die Separation in eine vertikale und eine meridionale Bewegungsrichtung nicht mehr möglich und die Gleichungen wären nicht mehr analytisch lösbar. Dennoch bietet diese Theorie die Möglichkeit charakteristische Größen von solaren Gezeiten, wie z.B. die vertikale Wellenlänge, zu bestimmen.

2.2. Einfluss des Windes auf die Wellenausbreitung

Bei der Ausbreitung von Schwerewellen und Gezeiten spielt der Hintergrundwind eine entscheidende Rolle (Lindzen, 1981). Wellen, die in der Troposphäre angeregt werden und sich nach oben in die mittlere Atmosphäre ausbreiten, haben eine exponentiell anwachsende Amplitude. Damit wird auch die Störung in der Temperatur mit der Höhe größer, solange bis sie sich dem adiabatischen Temperaturgradienten annähert, dann bricht die Welle. Neben der Brechung spielt auch die Filterung durch den Wind für Wellen eine Rolle. Die typischen horizontalen Phasengeschwindigkeiten von Schwerewellen liegen in der Größenordnung des horizontalen Windes in der Atmosphäre. Nähert sich die Phasengeschwindigkeit der Welle der zonalen Hintergrundgeschwindigkeit des Windes an, so kann eine Filterung der Welle auftreten. Der mittlere zonale Hintergrundwind variiert über das Jahr und ist oberhalb von 30 km im Sommer signifikant anders als im Winter. Dies ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt, beispielhaft sind dort Schwerewellen mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten zu sehen, die unterschiedlich gefiltert werden. Alle Schwerewellen, außer solche mit sehr großen Phasengeschwindigkeiten Richtung *Osten*, werden im Sommer bereits unterhalb der Mesosphäre gefiltert. Die sehr schnell ostwärts laufenden Wellen hingegen können sich nahezu konservativ bis in die obere Mesosphäre ausbreiten, um dann plötzlich, aufgrund der Windumkehr von West nach Ost, ebenfalls instabil zu werden. Im Winter jedoch können sich schnelle und langsame nach *Westen* propagierende Wellen bis in die Stratosphäre und Mesosphäre ausbreiten, bevor sie aufgrund der langsam stattfindenden Windumkehr auch eine Filterung erfahren können. Deshalb ist anzunehmen, dass sich Schwerewellen im Win-

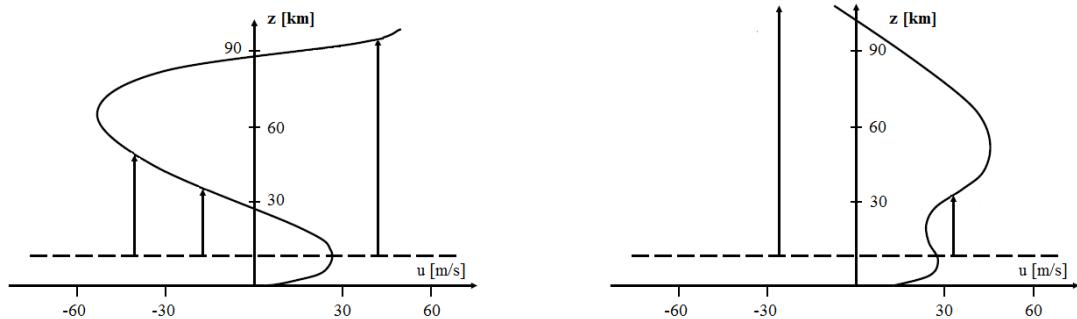


Abbildung 2.1.: Darstellung der Filterung und Brechung von Schwerewellen für typische mittlere Zonalwinde im Sommer (links) und Winter (rechts) adaptiert nach Lindzen (1981). Die gestrichelte horizontale Linie gibt die typische Anregungshöhe von Schwerewellen in der Troposphäre an.

ter stärker vertikal ausbreiten als im Sommer. Daher sollte die Aktivität der Wellen im Winter ein Maximum aufweisen, während die Aktivität im Sommer eher gering sein dürfte. Zur Zeit der Äquinoktien kommt es zu einer langsamen Änderung der Windverhältnisse hin zum Sommer- bzw. Winterstatus. Während dieser Übergangszeit ist der mittlere Zonalwind eher schwach ausgeprägt, jedoch erfolgt die Umstellung mal schneller und mal langsamer, so dass teilweise Winter- oder Sommerbedingungen vorherrschen können. Damit ist zu dieser Zeit eine Filterung von Schwerewellen sehr unterschiedlich in verschiedenen Höhenbereichen möglich (Becker, 2012).

3. Experimentelle Grundlagen

Um atmosphärische Wellen zu untersuchen, stehen verschiedene Messmethoden zur Verfügung. Die einzelnen Methoden unterscheiden sich hinsichtlich der abgedeckten räumlichen Skalen und der zeitlichen Auflösung. Das in dieser Arbeit verwendete, bodengebundene, optische Fernerkundungsinstrument nutzt die Streuung von Laserlicht an Atomen bzw. Molekülen der Luft aus, es wird daher auch als LiDAR-Instrument (aus dem Engl. „*light detection and ranging*“) bezeichnet.

Im Folgenden wird zunächst das Prinzip dieser Messtechnik dargelegt, daran anschließend wird das Rayleigh-Mie-Raman (RMR)-LiDAR des IAP in Kühlungsborn beschrieben. Des Weiteren wird erläutert, wie aus dem LiDAR-Rohdatensignal die physikalische Größe Temperatur T berechnet wird. Um nun Wellenparameter daraus abzuleiten, wird außerdem auf die Datenanalysemethoden eingegangen.

3.1. LiDAR-Prinzip

Werden Lichtpulse mittels eines Senders, wie einem Laser, in die Atmosphäre emittiert, so werden diese an den Teilchen der Luft (Atome, Moleküle oder Aerosole) gestreut. Dabei lassen sich die Streumechanismen in elastisch und inelastisch unterteilen. Sie werden im Einzelnen in Abschnitt 3.1.1 behandelt. Das zurückgestreute Licht wird mittels Teleskopspiegeln aufgefangen und über ein Glasfaserkabel zu den Detektoren geleitet. Anschließend wird aus den detektierten Photonen und der Laufzeit des Lichtes seit Aussenden, ein höhenabhängiges Rohdatenprofil erstellt. Ein schematische Darstellung des LiDAR-Messprinzipes findet sich in Abb. 3.1.

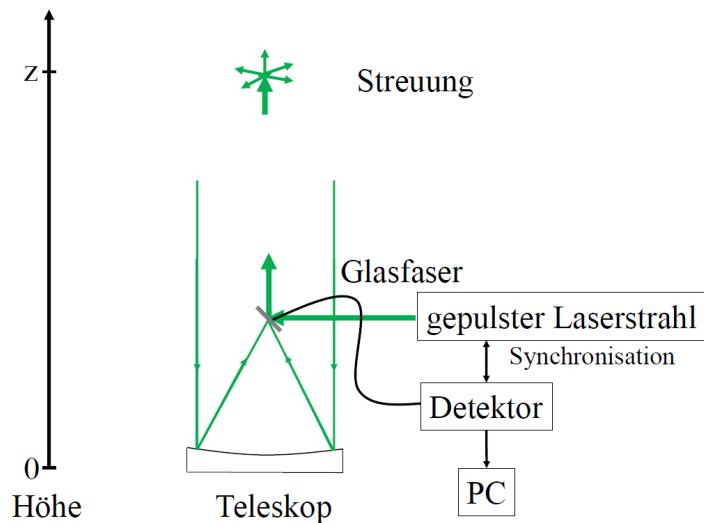


Abbildung 3.1.: Prinzipskizze der LiDAR-Messmethode mit Sende-, Empfangszweig sowie Auswerteelektronik.

Je nach Streumechanismus ist dieses Profil direkt proportional zur Luftdichte und nimmt

3. Experimentelle Grundlagen

somit, wie die Dichte, exponentiell mit der Höhe ab. Unter einigen Annahmen lässt sich aus dem Rohdatenprofil die Temperatur berechnen (*Hauchecorne und Chanin*, 1980), genaueres dazu findet sich in Abschnitt 3.2.

3.1.1. Streumechanismen in der Atmosphäre

Die Streumechanismen in der Atmosphäre lassen sich im Wesentlichen in vier Arten, die **Rayleigh**-, die **Mie**-, die **Raman**- und die **Resonanz-Streuung** unterteilen. Nach *Young* (1981) untergliedert sich die Molekülstreuung in Rayleigh-Streuung und Vibrations-Raman-Streuung. Letztere ist inelastisch, d.h. es kommt zu einer Änderung der Wellenlänge des zurückgestreuten Lichtes. Unter dem Sammelbegriff Rayleigh-Streuung verbirgt sich die Brillouin-Streuung, welche vielfach auch Cabannes-Streuung genannt wird, sowie die Rotations-Raman-Streuung. Die Brillouin-Streuung unterteilt sich wiederum in das Brillouin-Dublett und die zentrale Landau-Placzek-Linie. Alle genannten Streumechanismen sind inelastisch, bis auf die Streuung an der Landau-Placzek-Linie. Ganz allgemein wird inkonsequenterweise meist der Begriff Rayleigh-Streuung simultan mit der Cabannes-Streuung für den elastischen Teil der Streuung an diesen Molekülen verwendet. Die genannten Streumechanismen finden an Molekülen statt, deren Durchmesser um ein Vielfaches kleiner ist als die Wellenlänge des Lichtes. Im Gegensatz dazu wird die Mie- oder auch Aerosol-Streuung als die elastische Streuung des Lichtes an Teilchen bezeichnet, die im Durchmesser in der Größenordnung der Lichtwellenlänge liegen, wie zum Beispiel troposphärische Wolken oder leuchtende Nachtwolken (*NLC*), die in der Mesopausenregion (~ 83 km) auftreten können. Bei der Resonanz-Streuung werden in der Mesopausenregion vorhandene Metallatome angeregt. Der Wirkungsquerschnitt der verschiedenen Streumechanismen wird bei der Auswertung der gemessenen LiDAR-Daten berücksichtigt.

3.1.2. Die LiDAR-Gleichung

Das mittels LiDAR gemessene Signal der zurückgestreuten Photonen entspricht der relativen Luftdichte im Falle der elastischen Rückstreuung. Damit ist das Signal abhängig von physikalischen oder atmosphärischen Parametern, wie z.B. vom Wirkungsquerschnitt der beteiligten Streumechanismen und der Transmission der Atmosphäre. Außerdem müssen Instrumentenparameter berücksichtigt werden, wie die Detektorempfindlichkeit und die Fläche des Empfangsteleskopes. Allgemein wird die Intensität des Rückstreuesignals $I(\lambda, z)$ durch die sogenannte LiDAR-Gleichung beschrieben

$$I(\lambda, z) = I_0(\lambda) \cdot \frac{A}{4\pi z^2} \cdot T^2(\lambda, z) \cdot \delta z \cdot \eta(\lambda) \cdot R(\lambda, z) \cdot \rho(z) + U, \quad (3.1)$$

wobei

- | | |
|-----------------|---|
| $I_0(\lambda)$ | die bei der Wellenlänge emittierte Intensität, |
| A | die Teleskopfläche, |
| $T(\lambda, z)$ | die wellenlängen- und höhenabhängige Transmission der Atmosphäre, |
| $\eta(\lambda)$ | die Detektorempfindlichkeit, |
| $R(\lambda, z)$ | der totale Volumenrückstreuoeffizient, |
| $\rho(z)$ | der Überlapp zwischen Laserstrahl und Teleskopsichtfeld und |
| U | die höhenunabhängige Untergrundstrahlung ist, die sich aus Himmelsleuchten und Streustrahlung aus unteren Atmosphärenschichten zusammensetzt. |

In der Regel wird keine diskrete Höhe z betrachtet, sondern ein Höhenintervall δz . Da das Licht zweimal jede Atmosphärenschicht durchläuft, geht die Transmission quadratisch in die Gleichung ein. Sie ist im Wesentlichen von Wolken, Wasserdampf und Aerosolen beeinflusst. Der Einfluss der Aerosole nimmt im Allgemeinen mit zunehmender Höhe ab und ist oberhalb der stratosphärischen Aerosolschicht (~ 30 km) bis zu möglicherweise auftretenden leuchtenden Nachtwolken (~ 83 km) vernachlässigbar (*Thomason et al.*, 1997; *Fiedler et al.*, 2009). Das bedeutet, in diesem aerosolfreien Höhenbereich ist die Cabannes-Streuung der dominierende Prozess. Andernfalls setzt sich der totale Volumenrückstreuoeffizient R aus den einzelnen Rückstreuoeffizienten der beteiligten Streumechanismen zusammen. Im Falle eines RMR-LiDARs sind das Rayleigh-Streuung (hier der elastische Anteil der Cabannes-Streuung), Raman-Streuung (sowohl Vibrations-, als auch Rotations-Raman-Streuung) und Mie/Aerosol-Streuung. Die Resonanzstreuung spielt bei dieser Art LiDAR keine Rolle, da die verwendete Ausgangswellenlänge keine in der Atmosphäre vorhandenen Metalle resonant anregt.

3.1.3. RMR-LiDAR Kühlungsborn

Das 2009/2010 entwickelte Rayleigh-Mie-Raman (RMR)-LiDAR in Kühlungsborn ist in der Lage sowohl bei Tag als auch bei Nacht zu messen. Das erfordert einen sehr hohen technischen Aufwand und ist kein Standard für LiDAR-Messungen. Um jedoch atmosphärische Wellen wie Gezeiten mittels LiDAR zu detektieren, ist die Tageslichtfähigkeit unumgänglich. Diese wird sowohl mit räumlicher als auch mit spektraler Filterung realisiert. Im nun folgenden Abschnitt wird der technische Aufbau des Kühlungsborner RMR-LiDARs kurz erläutert. Näheres dazu findet sich auch in *Gerdting et al.* (2016).

Das LiDAR-Instrument lässt sich in einen Sende- und einen Empfangszweig unterteilen. Ersteres ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt. Als Laser wird der extern geseedete, blitzlampen gepumpte Quanta-Ray PRO 290-30 Nd:YAG Laser der Firma Newport SpectraPhysics genutzt. Die eigentliche Laseremission findet bei einer Wellenlänge von 1064 nm statt. Durch Frequenzverdopplung bzw. Verdreifachung erhält man auch eine Emission bei 532 nm und bei 355 nm. Aufgrund des besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (engl.: „*signal-to-noise ratio*“, Abk.: *SNR*) wird nur die Emission im Grünen bei 532 nm genutzt. Der externe Innonlight Prometheus 50NE Seedlaser ist mittels der Absorption an der Iodlinie „1109“ (bei $\sim 532,26$ nm) frequenzstabilisiert. Die Wellenlänge des Seedlasers wird mit dem High Finesse WSU Wellenlängenmeter überwacht. Zusätzlich wird für zukünftige Windmessungen ein möglicher Wellenlängenunterschied zwischen Seedlaser und Leistungslaser mithilfe eines Laserpulsspektrometers (*LPS*) aufgezeichnet. Das ist erforderlich, weil die Wellenlänge für Windmessungen mittels LiDAR genau bekannt sein muss (siehe dazu auch *Baumgarten* (2010); *Hildebrand et al.* (2012)). Die Methodik für Windmessungen wird in Abschnitt B kurz erläutert.

Das mit einer Pulsfrequenz von 30 Hz, bei 532 nm emittierte kohärente Licht des Leistungslasers wird zunächst mittels eines Aufweitungsteleskopes 10-fach aufgeweitet. Das führt zu einer Reduzierung der Strahldivergenz von 0,5 auf 0,05 mrad, die es ermöglicht ein schmales Sichtfeld mit dem Empfangszweig zu realisieren. Nach der Strahlaufweitung wird das Licht über zwei motorisierte und einen fixen Umlenkspiegel koaxial mit dem Sichtfeld des Empfangsteleskopes in die Atmosphäre gelenkt. Dabei ist der erste Umlenkspiegel mit einem Piezokristall versehen, um eine aktive Strahlstabilisierung auf Einzelpulsbasis zu gewährleisten (siehe auch *Eixmann et al.* (2015)). Damit wird ein geometrischer Überlapp zwischen Laserstrahl und Sichtfeld des Teleskopes realisiert, welcher aufgrund von atmosphärischer Turbu-

3. Experimentelle Grundlagen

lenz sonst binnen Sekunden nicht mehr gegeben wäre. Für größere, langsamere thermische Veränderungen ist ein zweiter Spiegel mit Servomotoren ausgerüstet, die bei Bedarf manuell nachgefahren werden müssen.

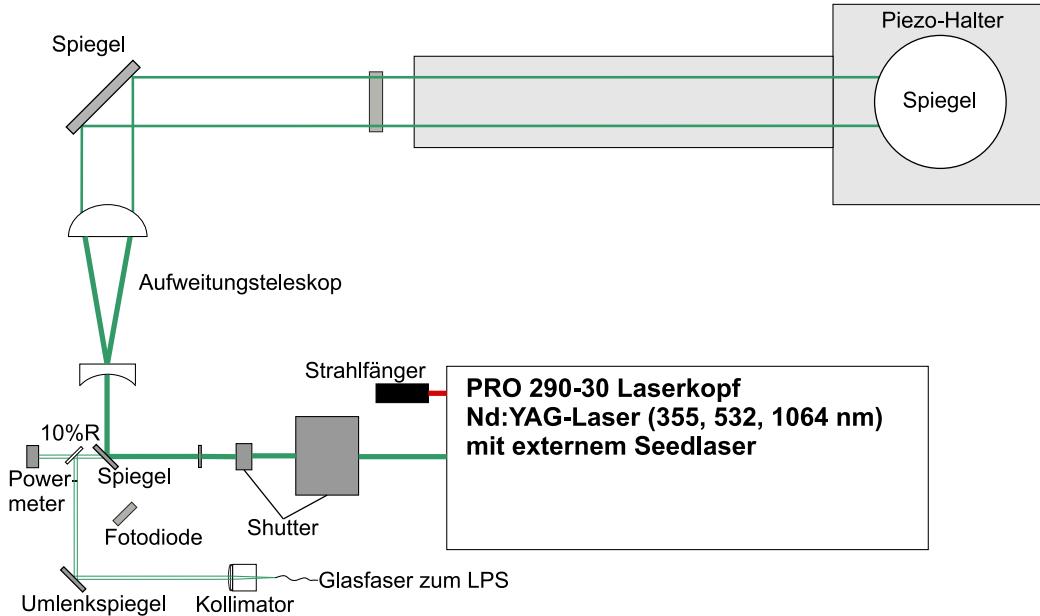


Abbildung 3.2.: Sendeeinheit des RMR-LiDARs in Kühlungsborn.

Das in der Atmosphäre gestreute Licht wird anschließend mit einem parabolischen, 32 Zoll (~ 81 cm) großen Teleskop gesammelt. Wie in *Eixmann et al. (2015)* dargestellt, wird 90% des gesammelten Lichtes für die Signaldetektion genutzt, während 10% für die Strahlstabilisierung verwendet wird. Zur Signaldetektion wird das Licht über ein Glasfaserkabel (Durchmesser=0,2 mm, NA=0,11) bis zur Nachweisbank geleitet (siehe Abb. 3.3). Durch den kleinen Durchmesser des Glasfaserkabels wird das Sichtfeld (im Engl. „field of view“, Abk.: *FOV*) auf 62 μ rad begrenzt, was wiederum eine deutliche Untergrundreduzierung zur Folge hat. Zunächst passiert das Licht einen Chopper, ein sich drehendes Flügelrad. Das dient dazu, die nachfolgenden Detektoren vor dem starken Streulicht aus den unteren Atmosphärenschichten zu schützen. Über verschiedene Strahlteiler wird das Licht spektral zerlegt. Als erstes werden die Photonen mit einer Wellenlänge von 608 nm ausgetrennt und auf eine Lawinenphotodiode (engl.: „avalanche photodiode“, Abk.: *APD*) geleitet. Dieses Signal dient zur Messung der Vibrations-Raman-Streuung an molekularem Stickstoff und wird nur nachts gemessen. Im Weiteren werden für den elastischen Teil der Rayleigh-Streuung spektrale Filter verwendet, ohne die eine Tageslichtfähigkeit des LiDARs nicht möglich wäre. Dazu zählen Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite (engl.: „full width at half maximum“, Abk.: *FWHM*) von 130 pm und vor allem das Doppel-Fabry-Pérot-Etalon (*FPE*) mit einer Halbwertsbreite von 4 und 4,5 pm. Dabei liegt die Halbwertsbreite der Etalons im Bereich der Dopplerbreite des Messsignals, die etwa bei $\sim 2,5$ pm liegt und temperaturabhängig ist. Das bedeutet, dass ein Teil der zurückgestreuten Photonen durch die Etalons geblockt wird. Dies muss bei der Temperaturberechnung berücksichtigt werden. Näheres wird in Abschnitt 3.2 erläutert. Durch die Detektion des Signals mittels Photomultiplier (*PMT*) und APDs sowohl vor, als auch zwischen und nach den Etalons, ist es möglich, die Transmission der Etalons zu

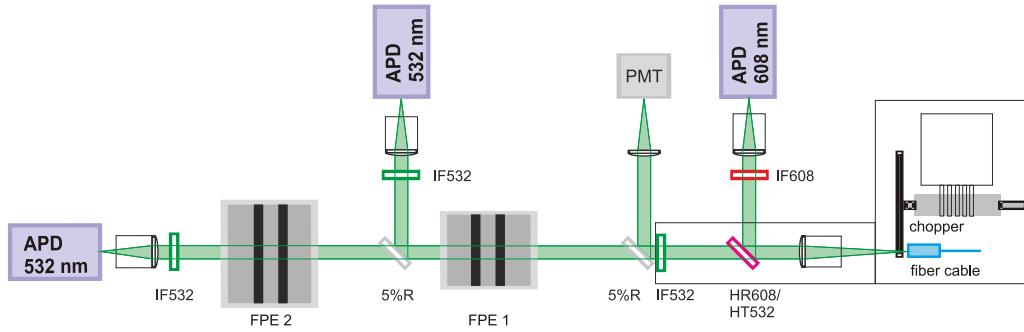


Abbildung 3.3.: Schemazeichnung des Temperatur-Nachweiszweiges des RMR-LiDARs.

überwachen. Zusätzlich ermöglicht die geringere Sensitivität des ersten Detektors in Kombination mit einem 5% Strahlteiler die Abdeckung eines ausgedehnten Höhenbereichs von der Stratosphäre bis zur Mesosphäre. Es wird also ein Höhenbereich von $\sim 22\text{-}75\text{ km}$ tagsüber und bis zu 90 km nachts durch diese Kanäle abgedeckt.

Zusätzlich wird seit Mai 2015 die Rotations-Raman-Streuung bei 529/530 nm an Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen mit einem Parabolspiegel von 50 cm Durchmesser detektiert, um den Höhenbereich von 1-22 km abzudecken. Da diese Kanäle jedoch noch nicht tageslichtfähig sind, werden sie für die Temperaturberechnung nur nachts berücksichtigt. Alle relevanten technischen Parameter des LiDARs sind in Tabelle 3.1 noch einmal zusammengefasst.

Da das Rückstreuignal aus der Mesosphäre nur klein gegenüber einem Signal aus der Troposphäre ist, wird über 1000 Laserpulse integriert (das entspricht 33 s), bevor ein Rohdatenprofil gespeichert wird. Das Rückstreuignal ist in Abbildung 3.4 für verschiedene Kanäle

Tabelle 3.1.: Instrumentenparameter des RMR-LiDARs in Kühlungsborn

Wellenlänge (vak.) [nm]	532,24
Leistung bei 532 nm [W]	22
Pulsfrequenz [Hz]	30
Strahldurchmesser nach Aufweitung [m]	0,09
Strahldivergenz nach Aufweitung [μrad]	50
Sichtfeld [μrad]	62
Anzahl der Teleskope	2
Teleskopdurchmesser (Rayleigh/Rot.-Raman-Kanäle) [m]	0,81/0,5
detektierte Wellenlängen [nm]	608/532/529/530
<i>Spektrale Filter für die Tageslichtfähigkeit:</i>	
Halbwertsbreite der Interferenzfilter [pm]	130
Etalon 1 FSR (engl.: „free spectral range“) [pm]	120
Etalon 1 Finesse	27
Etalon 2 FSR (engl.: „free spectral range“) [pm]	140
Etalon 2 Finesse	20

in der Mesosphäre, der Stratosphäre und der Troposphäre dargestellt. Der Mesosphärenkanal ist derjenige hinter dem Doppel-Etalon, die beiden Stratosphärenkanäle sind jeweils vor und zwischen beiden Etalons. Das Rayleigh-Signal nimmt mit zunehmender Höhe ab, aufgrund der exponentiellen Abnahme der Luftdichte in der Atmosphäre. Im Höhenbereich unterhalb

3. Experimentelle Grundlagen

von 27 und 37,5 km wird das Signal durch den Chopper geblockt, da andernfalls die Detektoren für die Rayleigh-Streuung zu viel Licht sehen würden. In ~ 83 km Höhe wird das Rayleigh-Signal außerdem durch ein zusätzliches Mie-Signal aufgrund einer NLC überlagert, was bei der Temperaturberechnung berücksichtigt werden muss. Oberhalb von etwa 100 km wird mit dem RMR-LiDAR keine Rückstreuung mehr gemessen, so dass das Signal darüber nur noch zum Untergrund zählt. Nach der Speicherung der Rohdatenprofile erfolgt die wei-

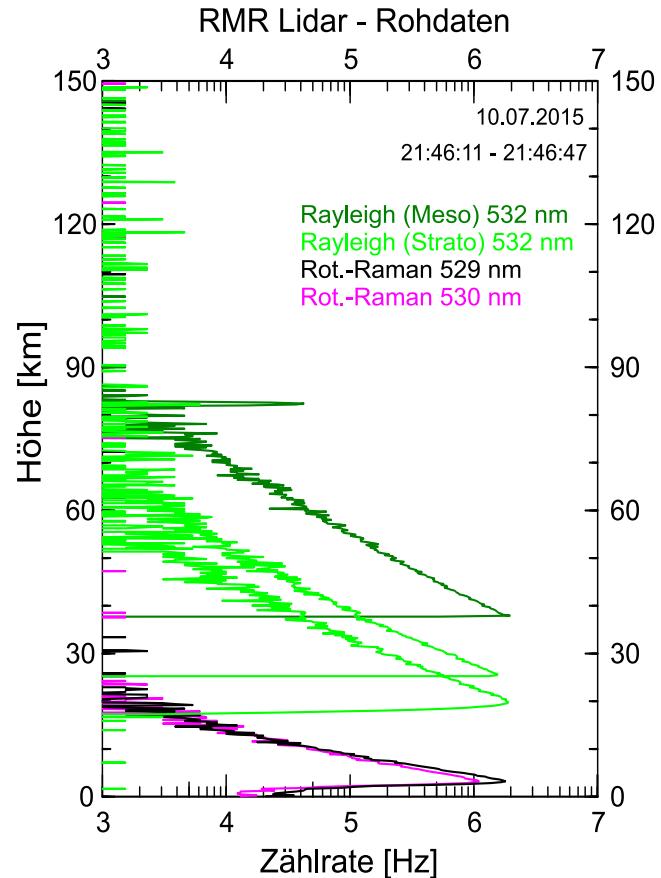


Abbildung 3.4.: Rückstreuesignal der verschiedenen Kanäle des Kühlungsbörner RMR-LiDAR integriert über 1000 Laserpulse am 10.07.2015 nachts.

tere Datenanalyse, z.B. zur Berechnung der Temperatur, offline und ist in den folgenden Abschnitten erläutert.

3.2. Dichte- und Temperaturberechnung

Die LiDAR-Gleichung stellt nur eine vereinfachte Gleichung zur Beschreibung des detektierten Signals dar. In dieser Gleichung sind daher verschiedene Störparameter, die vor einer Dichte- bzw. Temperaturberechnung berücksichtigt werden müssen, nicht enthalten und müssen zunächst korrigiert werden (Alpers *et al.*, 1999, 2004). Dazu wird zuerst der Untergrund in einem Höhenbereich bestimmt, in dem kein Rayleigh-Signal mehr detektiert wird (120-250 km), und vom Signal abgezogen. Des Weiteren wird der Abstand zum Streuzentrum

3.2. Dichte- und Temperaturberechnung

$(\frac{1}{z^2})$, die Totzeit der Detektoren sowie die Rayleigh-Extinktion berücksichtigt. Unterhalb der Stratopause muss zusätzlich die Absorption des Lichtes durch Ozon beachtet werden.

Für die Temperaturberechnung aus dem Messsignal eines RMR-LiDARs wird angenommen, dass sich die Luft in der Atmosphäre wie ein ideales Gas verhält und sich in hydrostatischem Gleichgewicht befindet (*Hauchecorne und Chanin*, 1980). Letzteres impliziert, dass atmosphärische Turbulenz keinen Effekt auf die mittlere Luftpresse hat, was bei der genutzten zeitlichen und räumlichen Auflösung eines LiDARs gegeben ist. Im Fall des RMR-LiDARs in Kühlungsborn ist die Rohdatenauflösung 33 s und 15 m. Damit ist die Druckdifferenz zwischen einer Höhe z_0 und einer Höhe z nur gegeben durch das Gewicht der dazwischen liegenden Luftsäule mit mittlerer Molekülmasse \bar{M} und Teilchenzahldichte n

$$p(z) - p(z_0) = \int_{z_0}^z \rho(z') \cdot g(z') \cdot dz' = \int_{z_0}^z \bar{M}(z') \cdot n(z') \cdot g(z') \cdot dz'. \quad (3.2)$$

Mit Hilfe der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase ergibt sich daraus dann direkt die Temperatur T wie folgt:

$$T(z) = \frac{1}{n(z)} \left\{ n(z_0) \cdot T(z_0) - \frac{\bar{M}}{k_B} \int_{z_0}^z n(z') \cdot g(z') \cdot dz' \right\}, \quad (3.3)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist. In der aerosolfreien Atmosphäre entspricht die relative Teilchenzahldichte $\frac{n(z_0)}{n(z)}$ dem korrigierten LiDAR-Rohdatensignal. Daher kann durch stückweise Integration der Daten von einer Starthöhe z_0 mit einer Starttemperatur $T(z_0)$ die Temperatur von dort bis zur Höhe z berechnet werden. Da die Starttemperatur in der Regel a-priori nicht bekannt ist, wird sie für diese Arbeit der Referenzatmosphäre CIRA-86 (*Fleming et al.*, 1990) entnommen. Für LiDAR-Daten bis 2012 ist es aber prinzipiell möglich, die Starttemperatur auch aus den Daten des ebenfalls am IAP befindlichen Kalium-LiDARs zu entnehmen. Um die Kontinuität bei der Datenauswertung zu gewährleisten, wurden diese Starttemperaturen allerdings nicht verwendet, da das K-LiDAR nach 2012 nicht mehr zur Verfügung stand. Die Starttemperatur wird in der Regel in einem Höhenbereich von 75 bis 80 km gewählt, abhängig von Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Messung des jeweiligen Tages. Etwa eine Skalenhöhe unterhalb der gesetzten Starttemperatur wird die Temperaturberechnung unabhängig von dieser (*Gerding et al.*, 2006). Zur Temperaturberechnung wird eine Integrationszeit von 2 h mit 15 min Versatz gewählt, um so auch tagsüber ein möglichst gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bis zu einer Höhe von ~ 75 km zu erhalten.

Für das tageslichtfähige RMR-LiDAR ist diese Art der Temperaturberechnung allein nicht korrekt, da die Transmission der verwendeten Etalons berücksichtigt werden muss. Diese hängt von der Temperatur in der entsprechenden Streuhöhe ab. Somit ist das LiDAR-Signal nicht mehr proportional zur Luftpresse. Um dennoch die Integrationsmethode zur Temperaturberechnung verwenden zu können, wird als erstes ein Temperaturprofil nach Gleichung 3.3 berechnet unter der Annahme, dass die Transmission der Etalons konstant ist. Dieses Temperaturprofil dient nun dazu die Transmission der Etalons höhenabhängig zu berechnen. Damit wird dann im nächsten Schritt das Rohdatenprofil durch Division mit der Etalontransmission korrigiert. Aus diesem korrigierten relativen Dichteprofil wird dann erneut ein Temperaturprofil berechnet. Dieses iterative Verfahren wird in der Regel nur ein bis zweimal durchlaufen, da dann bereits der Fehler kleiner als die statistische Unsicherheit ist. Ein Vergleich der Temperaturdaten mit und ohne Transmissionskorrektur, sowie die Beschreibung der Rechenmethodik ist in *Gerding et al.* (2016) zu finden.

3. Experimentelle Grundlagen

In Abbildung 3.5 ist das berechnete Temperaturprofil der verschiedenen verwendeten Rayleigh-Kanäle am 10.07.2015 mit einer Integrationszeit von 2 h dargestellt. Durch den

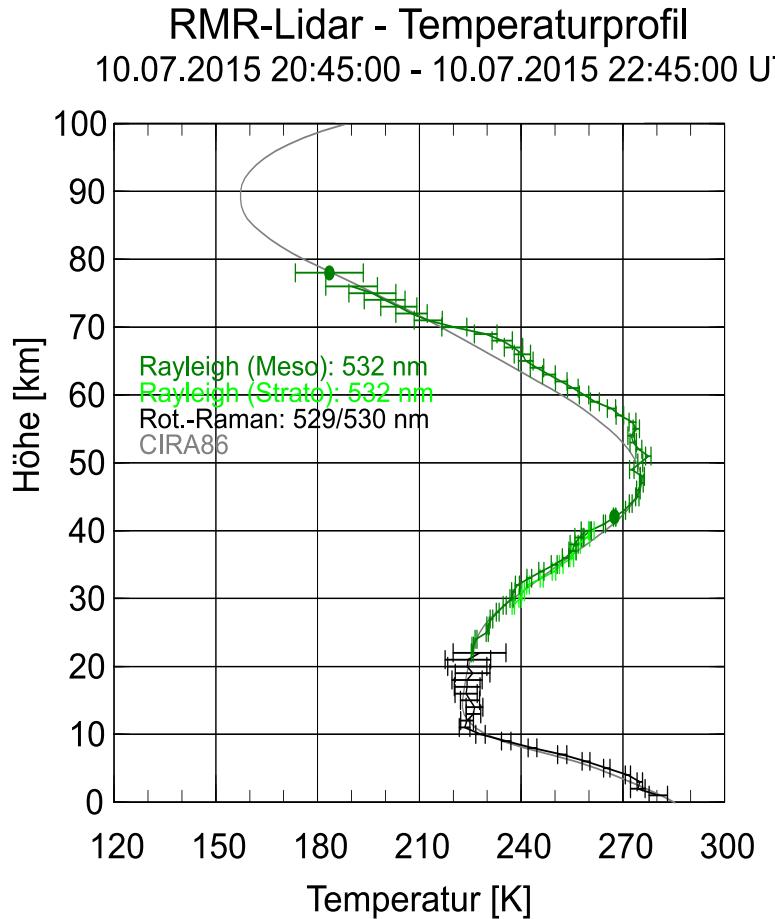


Abbildung 3.5.: Temperaturprofil mit statistischer Unsicherheit der verschiedenen Kanäle am 10.07.2015 mit einer Integrationszeit von 2 h.

großen Dynamikbereich des Signals reicht es nicht aus, nur einen Detektor zu verwenden, um die Rayleigh-Streuung zwischen 22 und 80 km zu messen, daher sind mehrere Temperaturprofile über den genannten Höhenbereich zu sehen. Da in dieser Nacht eine NLC auftrat, wurde die Starttemperatur unterhalb dieser bei etwa 78 km gewählt. Zusätzlich zu den Temperaturen aus den Rayleigh-Kanälen sind in der Abbildung auch die nachts aus der Rotations-Raman-Streuung berechneten Temperaturen unterhalb von 25 km dargestellt. Um die einzelnen Temperaturprofile zusammen zu setzen, wird für den Übergangsbereich jeweils der Kanal gewählt, der den geringeren statistischen Fehler aufweist. Damit ergibt sich ein über 2 h integriertes Temperaturprofil mit einer Höhenauflösung von 1 km in einem Höhenbereich von 1-90 km nachts. Tagsüber beschränkt sich der Höhenbereich auf 30-75 km, da nur die Detektoren zur Rayleigh-Streuung tageslichtfähig sind. Daher umfasst die folgende Analyse der Daten auch nur diesen Höhenbereich.

3.3. Datenanalysemethoden zur Extraktion von Schwerewellen und Gezeiten

Die gemessenen Temperaturen zeigen Variationen aufgrund von jahreszeitlichen Änderungen und Wellen. Die von Wellen verursachten Temperaturstörungen sind klein und zeitlich begrenzt, während der Hintergrund zeitlich nur langsam variiert. Um nun Wellenparameter aus Temperaturen abzuleiten, muss deshalb eine Trennung zwischen diesem Hintergrund und der durch Wellen verursachten Störung erfolgen. Der einfachste Weg dafür ist es, eine mittlere Temperatur \bar{T} über einen definierten Zeitraum, wie z.B. einem Tag, von jedem einzelnen Temperaturprofil T_i zu subtrahieren. Gemäß folgender Gleichung ergeben sich die Temperaturabweichungen T' zum Hintergrund dann zu

$$T'(z, t) = T_i(z, t) - \bar{T}(z, t). \quad (3.4)$$

Damit ist der Hintergrund im Wesentlichen nur durch die Mittelungslänge, also der bekannten Messdauer, abhängig. Diese ist jedoch sehr unterschiedlich. Die Temperaturabweichungen umfassen dabei Wellen mit Perioden, die größer sind als die Integrationszeit. Somit werden akustische Wellen, Turbulenz sowie kurzperiodische Schwerewellen ausgeschlossen, da ihre Perioden deutlich unter der Integrationszeit von 2 h liegen. Wird ein Mittelwert der Temperatur über einen Tag verwendet, beschränken sich die Temperaturfluktuation zu einem Großteil auf Schwerewellen und Gezeiten mit Perioden bis zu 24 h. Temperaturänderungen aufgrund von planetaren Wellen, wie z. B. der 2-Tageswelle (z.B. *Salby*, 1981; *Plumb*, 1983) oder der 5-Tageswelle (*Rodgers*, 1976) spielen sich auf größeren Zeitskalen ab und spielen damit zwar eine untergeordnete Rolle, Anteile davon treten aber dennoch in den Temperaturabweichungen von einem Mittelwert über einen Tag auf. Insbesondere wenn Mehrtagesmessungen betrachtet werden, muss das berücksichtigt werden (vgl. dazu Kapitel 5). Eine effektive Trennung zwischen Schwerewellen und Gezeiten erfolgt jedoch mit dieser Methode nicht, daher müssen die Temperaturabweichungen hinsichtlich der Wellen, durch die sie verursacht werden, auf andere Art und Weise bestimmt werden. Im Folgenden wird deshalb auf verschiedene Methoden eingegangen, die zum einen Gezeiten aus LiDAR-Daten extrahieren und zum anderen Schwerewellen. Um z.B. die Interaktion beider Wellenphänomene verstehen zu können, ist es notwendig zwischen beiden unterscheiden zu können.

3.3.1. Kompositanalyse zur Extraktion von Gezeiten

Aus den Temperaturabweichungen von einem Mittelwert lassen sich durch eine harmonische Analyse prinzipiell Gezeiten berechnen, da diese feste Perioden von einem solaren Tag und entsprechender harmonischer davon haben (also 24, 12 und 8 h Periode). Dazu ist es erforderlich eine Messreihe von etwa 100 h Dauer zu haben, da ansonsten die Gezeit mit der Periode von 24 h in der Überlagerung mit anderen Wellen ähnlicher Periode nicht ausreichend gut identifiziert werden kann. Bedauerlicherweise sind LiDAR-Messungen in der mittleren Atmosphäre nur bei Wolkenfreiheit möglich, damit sind sie nur wenige Stunden bis hin zu wenigen Tagen lang und liegen daher nicht kontinuierlich vor. Um diesem Umstand Abhilfe zu verschaffen und dennoch Gezeiten zu untersuchen, lassen sich die einzelnen Temperaturen pro Tag über einen längeren Zeitraum lokalzeitabhängig überlagern und somit ein Mittelwert (Komposit) bestimmen. Das setzt voraus, dass sich die Phase der Gezeit über diesen Zeitraum nicht ändert. Anschließend wird dann separat für jede Höhe eine harmonische Analyse

3. Experimentelle Grundlagen

dieses Komposit der folgenden Form

$$T(z) = A_0(z) + \sum_i A_i(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{P} \cdot (t_i - \phi_i)\right), \quad (3.5)$$

mit den Amplituden A_i und den Phasen ϕ_i zu den Perioden P der ganz-, halb- und dritteltägigen Gezeit durchgeführt. A_0 entspricht dabei dem Temperaturmittelwert eines Einzeltages um langperiodische Anteile aufgrund von planetaren Wellen zu unterdrücken. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methodik ist in *Kopp et al.* (2015) zu finden. Die durch diese Analyse erhaltenen Temperaturabweichungen sind nur durch Gezeiten induziert, da diese eine lokale Zeitkonstante Phase haben. Im Gegensatz dazu besitzen Schwerewellen aufgrund ihrer unterschiedlichen Anregungsmechanismen eine zufällige Phasenlage, die sich beim Bilden des Komposit heraus mittelt. Sie werden also nicht bei der harmonischen Analyse berücksichtigt, auch wenn sie eine ähnliche Periode haben wie ein Gezeitensignal. Die mit dieser Methode extrahierten Gezeiten stellen jedoch nur einen Mittelwert über den gewählten Zeitraum der Daten dar, können aber für die Analyse größerer Zeitabschnitte, wie Jahresgänge, herangezogen werden. Für die Analyse einzelner Tage ist das aber nicht ausreichend, da Gezeiten nicht konstant über die gesamte Zeit sind und mit der Kompositanalyse diese Variabilität nicht erfasst wird. Deshalb müssen die Daten gezielt gefiltert werden, um beide Wellenphänomene voneinander zu trennen.

3.3.2. Filtermethoden zur Trennung von Schwerewellen und Gezeiten

Um nun gezielt Schwerewellen ohne Gezeiten zu extrahieren, gibt es verschiedene Methoden. Zum einen lässt sich über die Bestimmung einer mittleren Gezeit, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, etwas über das Schwerewellenspektrum aussagen, in dem von den extrahierten Gezeiten von den Gesamtressdaten abzieht. Dies ist jedoch aufgrund des großen Mittelungszeitraumes in der Kompositanalyse für einzelne Tage nicht anwendbar, aufgrund der bereits angesprochenen Variabilität der Gezeiten (siehe dazu auch Kapitel 5 und Kapitel 7.2). Zum anderen gibt es auch die Möglichkeit der direkten Filterung der Messdaten nach bestimmten Kriterien. Gezeiten sind charakterisiert durch ihre Perioden von 24, 12 und 8 h und durch die Annahme, dass ihre vertikale Wellenlänge groß gegenüber der von Schwerewellen ist. Je nach dominierendem Houghmode variiert die vertikale Wellenlänge von 25 km für die ganztägige Gezeit, bis hin zu 81 km für die halbtägige Gezeit (*Forbes*, 1995). Durch die Annahme der Separabilität des Wellenspektrums hinsichtlich der Perioden und vertikalen Wellenlängen (vgl. Kapitel 2.1.1 über die Energie von Schwerewellen) lässt sich ein eindimensionaler Filter entweder für den Zeitbereich oder für räumliche Skalen verwenden. Durch die Beschränkung der meisten LiDAR-Messinstrumente auf Nachtmessungen wurde eine Filterung vielfach nur hinsichtlich der vertikalen Wellenlänge durchgeführt (z.B. *Wilson et al.*, 1991a; *Ehard et al.*, 2015). Die Verwendung nur einer Dimension erfasst jedoch nur einen Teil des Schwerewellenspektrums, weshalb auch ein Filtern in der Zeit notwendig ist, um ein vollständiges Bild der Schwerewellen aus LiDAR-Daten zu erhalten. Die Methode Temperaturabweichungen durch Abzug eines mittleren Temperaturprofils zu berechnen, wie am Beginn dieses Abschnittes beschrieben, stellt bereits einen Filter im Zeitbereich dar, jedoch ist dieser aufgrund der Abhängigkeit von der Messdauer sehr unterschiedlich wirksam. Beispielsweise enthalten Temperaturabweichungen durch Abzug eines Mittelwertes über 24 h neben Schwerewellen auch Gezeitensignaturen, während Temperaturabweichungen durch einen Abzug über mehrere Tage darüber hinaus auch planetare Wellen beinhalten. Diese Methode

3.3. Datenanalysemethoden zur Extraktion von Schwerewellen und Gezeiten

wurde aber in der Vergangenheit sehr häufig verwendet, beispielsweise durch *Gardner et al.* (1989) und *Rauthe et al.* (2008).

Durch die Tageslichtfähigkeit ist es möglich auch einen effektiven Filter in der Zeit zu nutzen, um ausgewählte Teile des Spektrums zu extrahieren. Dazu wird ein nach *Butterworth* (1930) benannter digitaler Hochpass der 5. Ordnung verwendet. Ein Vorteil des Butterworth-Filters ist, dass der Filter sowohl im Durchlass- als auch im Sperrbereich sehr flach ist, d.h., es werden keine zusätzlichen Schwingungen durch den Filter selbst produziert. Quantitativ lässt sich die Filterkurve folgendermaßen beschreiben:

$$H_{BW}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon^2 \cdot (\frac{\omega}{\omega_c})^{2n}}}, \quad (3.6)$$

wobei n die Ordnung des Filters und ω_c die Grenzfrequenz darstellt. ϵ ist in dieser Arbeit gleich 1 gesetzt. Statt der Frequenz kann der Filter auch auf räumliche Skalen angewendet werden, so dass ω durch die vertikale Wellenzahl m bzw. die vertikale Wellenlänge λ ersetzt werden kann. Die Grenzfrequenz gibt dabei die Frequenz an, bei der das Signal auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$ abgefallen ist. In Abb. 3.6 ist der Filter als Hochpass mit der Grenzfrequenz von $0,125\frac{1}{h}$, was einer Grenzperiode von 8 h entspricht, für drei verschiedene Ordnungen dargestellt.

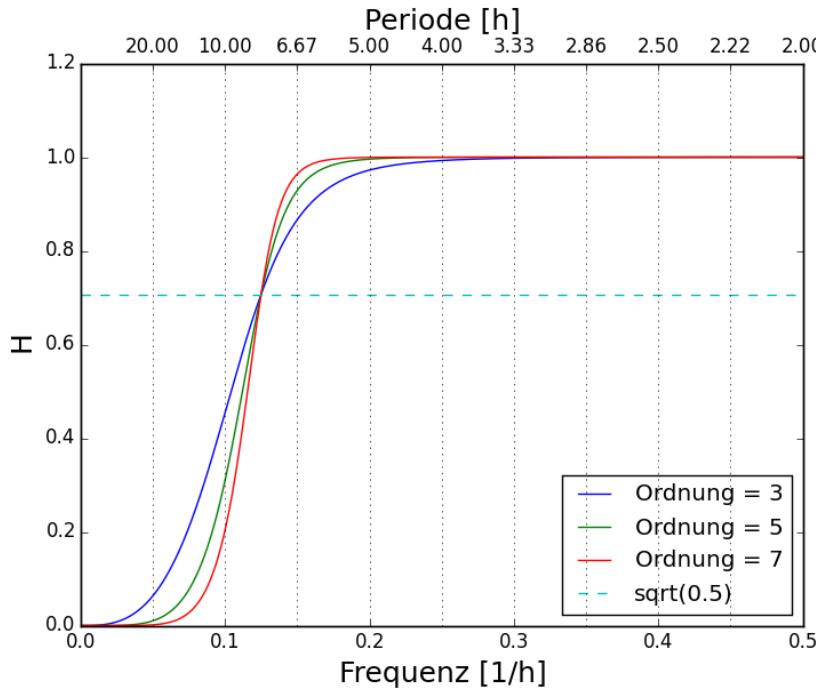


Abbildung 3.6.: Durchlasskurve des Butterworth-Filters als Hochpass mit Grenzperiode von 8 h für die Ordnungen 3, 5 und 7.

Je höher die Ordnung des Filters gewählt wird, desto schneller erfolgt der Wechsel zwischen Durchlass- und Sperrbereich. Für diese Arbeit wurde ein Butterworth-Filter der 5. Ordnung sowohl in zeitlicher als auch in räumlicher Domäne verwendet. Auf die Wahl der Grenzparameter wird näher in Abschnitt 4.2.1 des folgenden Kapitels eingegangen. Die Filterung erfolgt im Fourier-Raum. Da aber die Daten nicht kontinuierlich vorliegen, werden sie am Rand entsprechend gespiegelt und damit eine Quasikontinuität gewährleistet, so dass

3. Experimentelle Grundlagen

eine Fourier-Transformation der Daten überhaupt möglich ist. Die so erhaltenen Temperaturabweichungen sind entsprechend der gewählten Grenzparameter von Schwerewellen mit bestimmten Perioden oder bestimmten vertikalen Wellenlängen induziert (siehe Abschnitt 4.2).

3.3.3. Spektrale Analyse

Spektralanalysen der Temperaturabweichungen bieten die Möglichkeit, Perioden und vertikale Wellenlängen quantitativ zu bestimmen. Sollen diese Informationen dabei zeit- und höhenaufgelöst extrahiert werden, wird die Wavelet-Analyse verwendet. Im Gegensatz dazu liefert die Fourier-Transformation nur einen Mittelwert der spektralen Information. Die Grundidee der Wavelet-Analyse basiert dabei auf der sogenannten gefensterten Fourier-Transformation (engl.: „*windowed Fourier transform*“, Abk.: *WFT*). Bei dieser wird das zu analysierende Signal abschnittsweise betrachtet und mit einer festen Fensterfunktion, wie z.B. einem Rechteck- oder einem Gaussfenster gefaltet (*Kaiser*, 1994). Werden jedoch sehr viele verschiedene Frequenzen gemessen, so ist dies eher ineffizient, da die Fensterbreite und die Zeitdauer des Fensters sukzessive variiert werden müssen, um alle Frequenzen erfassen zu können, was einen hohen Rechenaufwand nach sich zieht. Außerdem führt ein festes Fenster zu einem Aliasing-Effekt, wenn die aufzulösende Periode deutlich kürzer oder länger ist als die Fensterbreite.

Darauf aufbauend ist die Grundidee der Wavelet-Analyse, dass das verwendete Fenster an die Skalengröße angepasst wird, um damit unterschiedliche Frequenzen nichtstationärer Prozesse zu untersuchen. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation ist es jedoch nicht möglich, gleichzeitig eine hohe Frequenz- und eine hohe Zeitauflösung zu haben, daher ist die Skalierung des Fensters immer ein Kompromiss aus beidem. Die Basis für die Wavelet-Analyse bilden dabei zweiparametrische Funktionen $\varphi_{s,\tau}(t)$, die sowohl im Ortsraum als auch im Frequenzraum lokalisiert sind. Diese Funktionen, auch Wavelets genannt, gehen aus dem sogenannten Mutter-Wavelet $\varphi(t)$ durch Streckung und Verschiebung hervor und ergeben sich zu:

$$\varphi(s, \tau) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \varphi\left(\frac{t - \tau}{s}\right), \quad (3.7)$$

mit s und τ als Skalierungs- und Verschiebungsparameter. Für die kontinuierliche Wavelet-Transformation ergibt sich dann analog zur Fourier-Transformation

$$\mathcal{W}(s, \tau) = \langle \varphi(s, \tau) | f \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|s|}} \varphi^*\left(\frac{t - \tau}{s}\right) f(t) dt, \quad (3.8)$$

wobei hier φ^* die komplex konjugierte Funktion ist. Durch Variation von s und τ erhält man also eine zweidimensionale Darstellung der Transformation in Abhängigkeit von der Skala und der Zeit. Da die Transformation wesentlich vom gewählten Mutter-Wavelet abhängt, ist es üblich, dieses danach zu wählen, welche periodischen Signale zu erwarten sind. In der Geophysik wird deshalb häufig eine Gauss-modulierte ebene Welle verwendet. Dieses sogenannte Morlet-Wavelet ist definiert als

$$\varphi_0(\eta) = \pi^{-\frac{1}{4}} e^{i\omega_0\eta} e^{-\frac{\eta^2}{2}}, \quad (3.9)$$

3.3. Datenanalysemethoden zur Extraktion von Schwerewellen und Gezeiten

wobei ω_0 die nichtdimensionale Frequenz oder auch Ordnung des Wavelets und η ein nichtdimensionaler Zeitparameter sind (Torrence und Compo, 1998). Das Mutter-Wavelet muss dabei zwei Eigenschaften erfüllen. Zum einen muss das Integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\varphi}^2(\omega)|}{|\omega|} d\omega < \infty \quad (3.10)$$

sein, also das Wavelet muss integrierbar und normiert sein. Zum anderen folgt daraus, dass für den Mittelwert folgendes gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) dt = 0. \quad (3.11)$$

Da das Mutter-Wavelet im Allgemeinen komplex ist, ist auch die Transformation $\mathcal{W}(s, \tau)$ komplex, d.h., sie lässt sich in Real- und Imaginärteil unterteilen, oder aber in Amplitude $|\mathcal{W}(s, \tau)|$ und Phase $\tan^{-1} \frac{\text{Im}\{\mathcal{W}(s, \tau)\}}{\text{Re}\{\mathcal{W}(s, \tau)\}}$. Wird das Betragsquadrat $|\mathcal{W}(s, \tau)|^2$ berechnet, so ergibt sich das Wavelet-Powerspektrum. Das globale Waveletspektrum wiederum ist das über τ gemittelte Spektrum, welches sich mit dem Fourier-Spektrum vergleichen lässt.

Da gemessene Daten nicht kontinuierlich vorliegen, sondern diskret, müssen auch die oben genannten Gleichungen diskretisiert werden. Die Ergebnisse der Wavelet-Transformation für $\mathcal{W}(s, \tau)$ werden dann Wavelet-Koeffizienten genannt. Außerdem handelt es sich bei Messdaten nicht um unendlich lange Reihen, so dass die Wavelet-Koeffizienten am Beginn und Ende der Datenreihe verfälscht werden. Dieser Bereich wird im Englischen „cone of influence“ (Abk.: *COI*) genannt. Er ist definiert als die Zeit, in der das Betragsquadrat der Wavelet-Koeffizienten für eine auftretende Diskontinuität auf e^{-2} abgefallen ist. Das bedeutet, dass die Randeffekte danach vernachlässigbar sind. Für das in dieser Arbeit verwendete Morlet-Wavelet berechnet sich die Zeit, ab der die Randeffekte von Bedeutung sind, durch $\sqrt{2}s$.

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

Zunächst wird im folgenden Kapitel gezeigt, wie Temperaturabweichungen eines Tages aus LiDAR-Daten bestimmt werden und welcher Teil des Schwerewellen-/Gezeitenspektrums damit extrahiert wird. Ausgegangen wird dabei von den berechneten Temperaturen des 19. August 2015. Die Ergebnisse der Analyse sind bereits in der Veröffentlichung *Baumgarten et al. (2017a)* dargestellt. Die Temperaturen sind in Abbildung 4.1 farbcodiert über die Zeit des Tages in Universalzeit (Abk.: *UT*) zu sehen. Für die Berechnung der Temperaturen wurden die Daten über 2 h integriert mit einer Verschiebung von 15 min; die vertikale Auflösung der Temperaturen beträgt 1 km. Der abgedeckte Höhenbereich umfasst die untere Stratosphäre (~ 30 km) bis hin zur Mesosphäre (~ 70 km). Die Temperaturen sind dabei aus zwei verschiedenen Höhenkanälen des RMR-LiDARs zusammengesetzt. Bereits in den Ab-

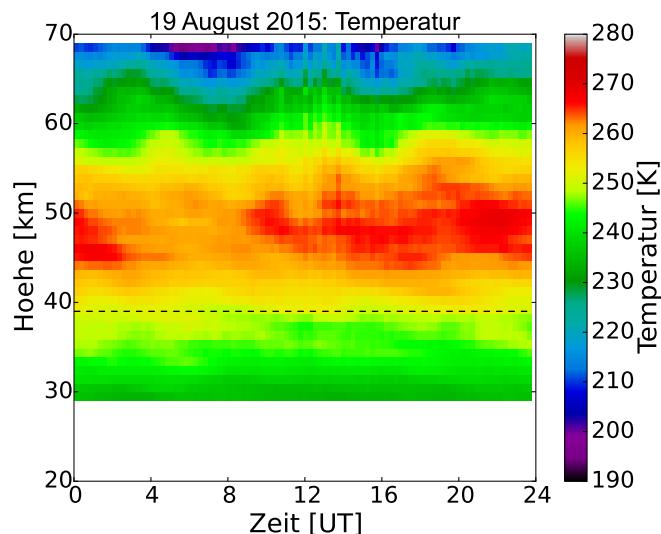


Abbildung 4.1.: Temperaturstruktur am 19. August 2015 über Kühlungsborn. Die gestrichelte schwarze Linie markiert den Übergangsbereich zwischen berechneten Temperaturen aus Signalen verschiedener Detektoren.

soluttemperaturen ist neben der natürlichen Variabilität eine durch atmosphärische Wellen verursachte Variation zu erkennen. Insbesondere ist die Stratopausenhöhe nicht konstant mit der Zeit. Möchte man nun die Wellensignaturen sichtbar machen, ist es notwendig, sie vom Hintergrund zu trennen. Dazu werden die in Abschnitt 3.3 genannten Methoden verwendet. Die mit den verschiedenen Methoden erzielten Ergebnisse für die Temperaturabweichungen werden miteinander verglichen. Am Schluss dieses Kapitels wird gezeigt, inwieweit sich die

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

Temperaturstruktur aufgrund der verschiedenen Wellen von Tag zu Tag verändert.

4.1. Temperaturabweichungen vom Mittelwert

Wird eine tagesgemittelte Temperatur gemäß Gleichung 3.4 von jedem Temperaturprofil abgezogen, so ergeben sich Temperaturabweichungen, wie sie in Abbildung 4.2 links zu sehen sind. Rechts sind diese Temperaturabweichungen mit zusätzlich abgezogener monatsgemittelter Gezeit dargestellt. Zunächst werden nur die Temperaturabweichungen vom Mittelwert betrachtet. Dort sind klare, zusammenhängende Wellenmuster zu sehen. Die Phasenlage der Wellen ist nach unten geneigt, das bedeutet im Allgemeinen, dass die Wellenausbreitung nach oben erfolgt. Auch Wellenstrukturen mit sehr kleinen Amplituden von wenigen Kelvin sind nun sichtbar, die in der Darstellung der Absoluttemperaturen (Abb. 4.1) nicht aufgelöst erkennbar sind. Die Amplituden der Wellen nehmen mit zunehmender Höhe zu und es werden Abweichungen von bis zu 10 K in 70 km erreicht. Bei ungestörter Wellenausbreitung wachsen die Amplituden proportional zu $e^{\frac{z}{2H}}$ an (Fritts und Alexander, 2003). Bei einer Skalenhöhe $H = 7$ km würde das bedeuten, dass eine Amplitude von 1 K in 30 km Höhe auf ~ 17 K in 60 km Höhe anwächst. Die beobachteten Wellenamplituden sind jedoch kleiner als in der

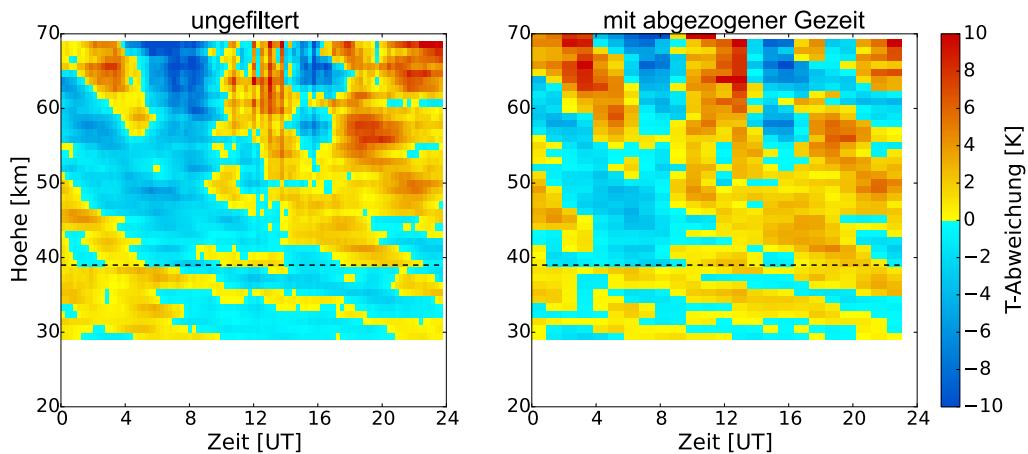


Abbildung 4.2.: Temperaturabweichungen vom Tagesmittelwert (*links*) und mit abgezogener mittlerer Gezeit über einen Monat mit 24 h-, 12 h-, und 8 h-Komponente (*rechts*). Die gestrichelte schwarze Linie markiert die Übergangshöhe der verwendeten Kanäle. Zu beachten ist, dass die Temperaturabweichungen mit abgezogener Gezeit eine reduzierte zeitliche Auflösung von nur 1 h gegenüber den Abweichungen vom Mittelwert aufweisen.

Theorie erwartet. Demzufolge handelt es sich nicht um eine ungestörte Wellenausbreitung nach oben. Ein Grund des abweichenden Verhaltens zur Theorie ist, dass bei ungestörter Ausbreitung keine Sättigungseffekte oder Änderungen im Hintergrundwind berücksichtigt werden, die aber unter realen Bedingungen eine große Rolle spielen. Betrachten wir nun die Temperaturabweichungen, von denen zusätzlich eine über den Monat gemittelte Gezeit abgezogen wurde, so ergibt sich ein ähnliches Wellenmuster mit zum Teil noch kleinskaligeren Strukturen, insbesondere unterhalb von 50 km. Jedoch ist auch eine dominierende Welle von etwa 12 h Periode zu sehen, wie sie auch in den Temperaturabweichungen allein vom Mittelwert (Abb. 4.2 rechts) erkennbar ist. Sowohl die Temperaturabweichungen vom Mittelwert als auch die mit abgezogener gemittelter Gezeit enthalten also Wellen unterschiedlichster

Periode, bis hin zu Gezeitenkomponenten von der halbtägigen Gezeit. Das impliziert zum einen, dass die berechneten Gezeiten über einen Monat nicht repräsentativ sind für einen einzelnen Tag und zum anderen genügt es nicht Temperaturabweichungen nur vom Mittelwert zu betrachten, um Gezeiten vollständig zu eliminieren. Dementsprechend werden diese Temperaturabweichungen im Folgenden als „*ungefilterte*“ Daten bezeichnet. Die Verwendung von Temperaturabweichungen mithilfe eines Mittelwertabzuges führt noch zu einem weiteren Aspekt, dem Beachtung geschenkt werden muss, wenn daraus Wellen extrahiert werden. Der zu bestimmende Mittelwert der Temperatur hängt empfindlich von der zeitlichen Länge der Messung ab. Die Dauer einer LiDAR-Messung ist stark von der Wolkenfreiheit in der Troposphäre abhängig und deshalb häufig unterschiedlich für verschiedene Tage. Damit ist auch die zu bestimmende mittlere Temperatur, die den atmosphärische Hintergrund definiert, sehr verschieden für unterschiedliche Tage. Das wiederum macht einen Vergleich verschiedener Tage untereinander schwierig. Auf diesen Aspekt wird deshalb im nächsten Abschnitt eingegangen.

4.1.1. Einfluss der Messdauer

Im vorherigen Abschnitt wurde bereits angedeutet, dass die Bestimmung von Temperaturabweichungen allein durch einen Mittelwertabzug einen unterschiedlichen Einfluss auf die zu extrahierenden Schwerewellen hat, da oftmals einzelne LiDAR-Messungen in ihrer Dauer variieren. Dies wird nun anhand eines Beispiels näher gezeigt. Dazu betrachten wir wieder die Messung am 19. August 2015, mit der Einschränkung, dass nicht mehr der gesamte Tag von 0-24 Uhr UT zur Berechnung der Temperaturabweichungen genutzt wird, sondern die Messung unterteilt wurde von 0-12 Uhr UT und von 12-24 Uhr UT. Daraufhin wurden die Temperaturabweichungen von dem jeweiligen Mittelwert der Tageshälfte berechnet. Die neuen Temperaturabweichungen für jede Tageshälfte sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Betrachtet wir die Abweichungen im Vergleich zu Abb. 4.2 links, so sind diverse Unterschiede zu erkennen. In der ersten Tageshälfte sind in einer Höhe von 50-60 km ausgeprägte kleinskalige Strukturen zu sehen, die im Gesamttag nicht ersichtlich waren. Auch wird die warme Phase der Welle gegen 10 Uhr UT in 50 km verstärkt und impliziert damit eine stärkere Steigung als im Gesamttag. Allgemein wird das Amplitudenwachstum in der ersten Tageshälfte verstärkt, während dies in der zweiten Tageshälfte genau andersherum ist. Das liegt an der Tatsache, dass in der ersten Tageshälfte meist kleinere Temperaturen vorherrschen als in der zweiten, insbesondere im Höhenbereich zwischen 40 und 60 km. Dadurch ist die mittlere Temperatur der ersten Tageshälfte ebenfalls kleiner als der Mittelwert der Temperatur über den gesamten Tag. Das resultiert in größeren Temperaturabweichungen in der ersten Tageshälfte im Vergleich zum Gesamttag. Diese Unterschiede verstärken sich mit abnehmender Messdauer und haben damit einen Einfluss auf die in den Temperaturabweichungen enthaltenen Wellen. Insbesondere die großskalige Variation von Gezeiten wird in kürzeren Datensätzen nicht erfasst. Dementsprechend ist diese Variante zur Berechnung von Temperaturabweichungen nicht allgemein anwendbar und führt zu Fehlern in der Identifikation verschiedener Arten von Wellen.

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

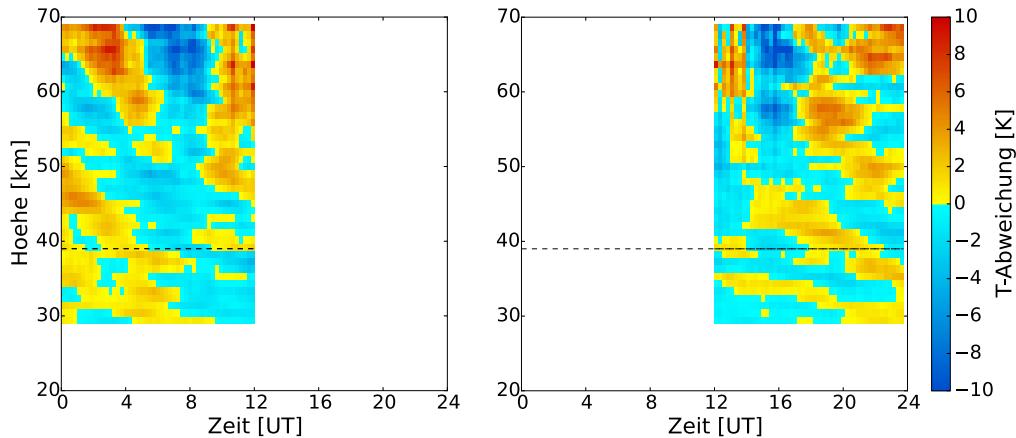


Abbildung 4.3.: T-Abweichungen vom Mittelwert aus der ersten Hälfte des Tages (*links*) und aus der zweiten Hälfte des Tages (*rechts*). Die gestrichelte schwarze Linie markiert die Übergangshöhe der verwendeten Kanäle.

4.2. Temperaturabweichungen durch eindimensionale Filterung

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, sind die aus Temperaturabweichungen von einem mittleren Temperaturprofil extrahierten Wellenstrukturen stark abhängig von der Messlänge und damit dem Mittelungszeitraum. Ziel der Auswertung für Schwerewellen aus LiDAR-Daten ist es aber, die Daten möglichst unabhängig und allgemeingültig zu betrachten, so dass es möglich ist, über viele einzelne Messungen eine Aussage über die Schwerewellenaktivität zu treffen und so eine jahreszeitliche Variation betrachten zu können. Um das zu erreichen, erfolgt die Trennung in welleninduzierte Variation und atmosphärischem Hintergrund stattdessen durch eindimensionale Filterung der Daten mit einem Butterworth-Filter der 5. Ordnung. Zunächst müssen dafür die Grenzen für den Filter optimal gewählt werden, um Schwerewellen und länger periodische Variationen durch Gezeiten oder planetare Wellen effektiv voneinander zu trennen. Die Wahl dafür wird nun näher erläutert.

4.2.1. Wahl der Grenzparameter für den Filter

Um die Filterparameter optimal in Bezug auf Schwerewellen festlegen zu können, müssen verschiedene Aspekte betrachtet werden. Zum einen ist das definierte Ziel, Schwerewellen explizit von Gezeiten und planetaren Wellen zu trennen. Zum anderen muss berücksichtigt werden, welcher Höhenbereich von den Daten abgedeckt wird, sowie die Länge jeder vorliegenden Einzelmessung. Der erste Aspekt setzt Wissen über die verschiedenen Eigenschaften der genannten Wellen voraus, wie z.B. deren Perioden und Wellenlängen. Der zweite Aspekt ist lediglich durch das Instrument und die Art der Messung beeinflusst.

Betrachten wir zunächst die Aspekte für ein Filtern in der Zeit. Durch die täglich wiederkehrende solare Anregung der Gezeiten haben diese feste, intrinsische Perioden von 24 h, 12 h und 8 h, während planetare Wellen Perioden von mehreren Tagen aufweisen. Schwerewellen haben, wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt, Perioden zwischen der Brunt-Väisälä-Periode (Minuten) und der Coriolis-Periode (~ 15 h in mittleren Breiten). Da die LiDAR-Daten für

4.2. Temperaturabweichungen durch eindimensionale Filterung

die Temperaturberechnung über 2 h integriert werden, werden Wellen mit kürzerer Periode als der Integrationszeit nicht vollständig erfasst bzw. stark gedämpft, damit ist eine untere Grenze für ein Filtern in der Zeit bereits gegeben. Die obere Grenze ist gegeben durch die Messlänge. Typischerweise sind die Messungen des Kühlungsbörner RMR-LiDARs aufgrund des Wetters nur wenige Stunden bis hin zu 24 h lang. In wenigen Fällen kann jedoch auch über mehrere Tage durchgängig gemessen werden (siehe dazu Kapitel 5). Da Mehrtagesmessungen jedoch eher die Ausnahme bilden, werden für die allgemeingültige Auswertung nur Messungen mit einer Dauer von 6 bis zu 24 h betrachtet. Je länger die Messdauer ist, desto effizienter ist ein Filtern in der Zeit, da dann insbesondere die ganztägige Gezeit besser erfasst wird. Die Mindestlänge der Messung von 6 h stellt einen Kompromiss dar, um zu gewährleisten, dass eine ausreichende Datenmenge über das Jahr möglich ist. Näheres zur Messstatistik ist im Anhang A dargelegt. Die Grenzperiode zur Trennung der Schwerewellen von Gezeiten wurde für diese Arbeit auf 8 h gesetzt. Dies führt zu der Eliminierung der Gezeiten- und planetaren Wellenanteile, ist jedoch nicht ausschließlich auf diese Wellen beschränkt. Denn zum einen werden Teile der dritteltägigen Gezeit mitgenommen und zum anderen werden durch diese Filterung auch Schwerewellen mit größeren Perioden als 8 h ausgeschlossen. Der erste Punkt ist aber zu vernachlässigen, da bereits in *Kopp et al.* (2015) gezeigt wurde, dass die Amplitude der dritteltägigen Gezeit sehr klein ist gegenüber den anderen Gezeitenkomponenten. Der zweite Punkt führt dazu, dass nur ein eingeschränkter Teil des Schwerewellenspektrums betrachtet wird, was bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden muss.

Im Folgenden betrachten wir die Aspekte der Wahl des Grenzparameters für die Filterung in vertikaler Richtung. Laut der linearen Theorie von Gezeiten variieren die vertikalen Wellenlängen je nach Houghmode stark. Für die ersten Houghmoden der verschiedenen Gezeitenkomponenten (24 h, 12 h, 8 h) ergeben sich vertikale Wellenlängen von 15 bis weit über 100 km. Die kleinsten vertikalen Wellenlängen werden bei der ganztägigen Gezeit in den ersten beiden Moden erreicht. Je höher der Houghmode wird, desto kleiner wird die vertikale Wellenlänge, insbesondere nimmt sie bei der ganztägigen Gezeit sehr schnell auf 2 km ab (*Forbes*, 1995). In der Regel dominieren die ersten Houghmoden, jedoch können auch Überlagerungen verschiedenster Moden auftreten. Aus Messungen des hiesigen LiDARs von *Kopp et al.* (2015) wurden vertikale Wellenlängen zwischen 15 und 62 km für die Gezeitenkomponenten bestimmt. Dem folgend muss die Grenze der vertikalen Wellenlängen auch in diesem Bereich liegen. Mit dem RMR-LiDAR wird in der Regel ein Höhenbereich von 30 bis 70 ± 5 km über den gesamten Tag abgedeckt. Die maximal auflösbare vertikale Wellenlänge ist also kleiner als ~ 40 km. Um insbesondere die ganztägige Gezeit aus den Temperaturmessungen zu entfernen, wird die Grenzwellenlänge für den Filter auf 15 km gesetzt.

Die Grenzparameter des eindimensionalen Filters werden also wie folgt gewählt. Für die räumliche (vertikale) Filterung jedes einzelnen Temperaturprofiles zu einer bestimmten Zeit wird eine Grenzwellenlänge von 15 km gewählt. Die zeitliche Filterung erfolgt für jede Höhe eines Tages einzeln und wird mit einer Grenzperiode von 8 h durchgeführt. Das bedeutet, als Schwerewellen werden nur solche Wellen gezählt, die zum einen eine vertikale Wellenlänge < 15 km aufweisen (vertikale Filterung) oder zum anderen eine Periode von < 8 h haben (zeitliche Filterung). Die so durch Filterung erhaltenen Temperaturabweichungen sind in Abbildung 4.4 für die extrahierten Schwerewellen dargestellt. Auf den ersten Blick ist ersichtlich, dass nun wesentlich feinere Wellenstrukturen durch die gefilterten Temperaturabweichungen erfasst werden als durch solche, die durch Abzug eines Mittelwertes berechnet wurden (vgl. Abb. 4.2 links). Die zusammenhängenden Wellenmuster weisen wieder eine nach unten laufende Phase auf, die je nach Filterung sehr unterschiedlich geneigt ist. Das impliziert,

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

dass zum Großteil unterschiedliche Teile des Wellenspektrums mit den beiden Filtern erfasst werden, was den Schluss nahelegt, dass die Annahme der Separabilität des Schwerewellen-Spektrums hinsichtlich vertikaler Wellenlänge und Periode durchaus gerechtfertigt ist. Eine quantitative Aussage über die Neigung der Phasen und damit der vertikalen Wellenlängen findet sich im folgenden Abschnitt 4.2.2. Die Ausbreitung der Schwerewellen erfolgt in der

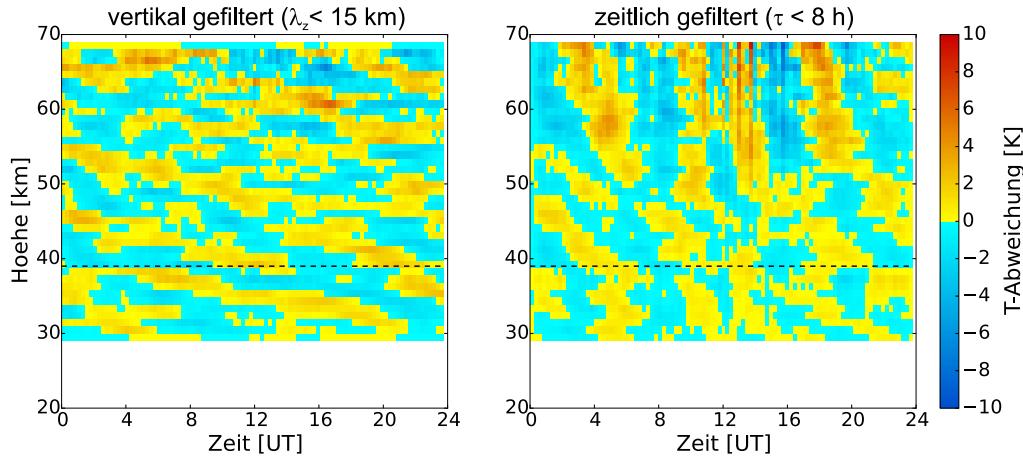


Abbildung 4.4.: Mittels Butterworth-Filter extrahierte Temperaturabweichungen für Schwerewellen aus der Messung am 19. August 2015. Links sind vertikal gefilterte Abweichungen mit $\lambda_z < 15$ km und rechts zeitlich gefilterte Abweichungen mit Perioden $\tau < 8$ h dargestellt. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.

Regel nach oben. Die Amplituden nehmen ebenfalls mit der Höhe zu, sie sind aber etwa 25% kleiner als ohne Filterung.

Um einzuschätzen, welche Wellen als Hintergrund ausgeschlossen wurden, werden die genannten Filter statt als Hochpass nun als Tiefpass verwendet. Die Temperaturabweichungen aufgrund des atmosphärischen Hintergrundes sind in Abbildung 4.5 sowohl für die vertikale als auch die zeitliche Filterung dargestellt. Für beide Filtervarianten sind ähnliche Wellenmuster zu erkennen, die im Allgemeinen größere Perioden aufweisen als in den ungefilterten Daten zu sehen waren. Die Amplituden wachsen mit der Höhe auf bis zu 10 K an, sind also in diesem Fall größer als die durch Schwerewellen verursachten Temperaturabweichungen. Einige Unterschiede in den Temperaturabweichungen treten insbesondere im Höhenbereich unter 45 km auf. Beispielsweise wird die durch zeitliche Filterung sichtbare Struktur zwischen 10 Uhr und 16 Uhr UT in 37 km Höhe von der vertikalen Filterung kaum erfasst. Das ist damit zu erklären, dass die vertikale Filterung mit einer Grenzwellenlänge von $\lambda_z > 15$ km nicht zwangsläufig alle Gezeitenkomponenten richtig erfasst, je nach auftretenden Houghmoden. Insbesondere werden höhere Houghmoden unterdrückt, so dass einige Gezeitenstrukturen nicht erfasst werden. Außerdem werden durch diese vertikale Filterung auch Schwerewellen mit größeren vertikalen Wellenlängen mit extrahiert. Genauso wie die zeitliche Filterung auch Schwerewellen mit größeren Perioden enthält. Dennoch sind beide Filter in der Lage großskalige Wellen wie Gezeiten zu reproduzieren. Jedoch kann eine Filterung in allein einer Dimension nicht ausreichend sein, um das Gesamtbild an Schwerewellen/Gezeiten zu erhalten. Es ist also notwendig, beide Dimensionen simultan zu betrachten.

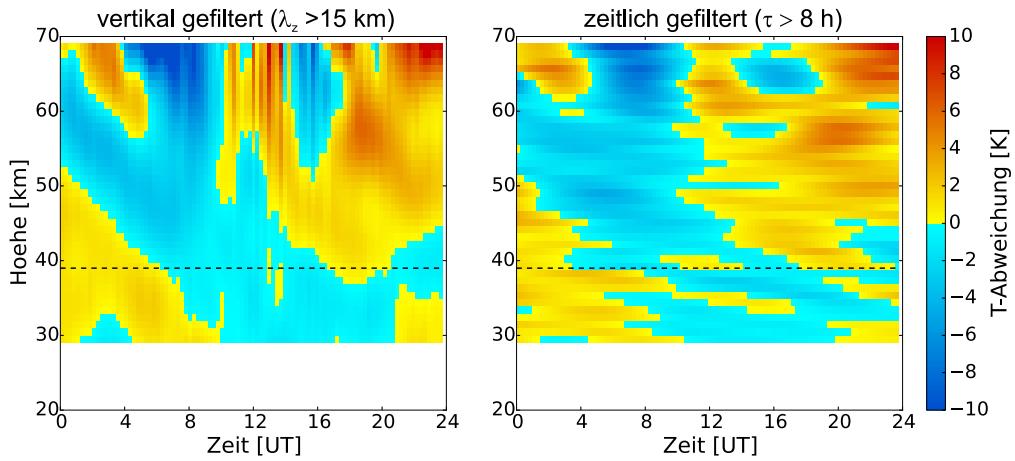


Abbildung 4.5.: Durch vertikale (links) und zeitliche (rechts) Filterung berechnete Temperaturabweichungen der großskaligen Wellen, wie Gezeiten, aus der Messung am 19. August 2015 mit $\lambda_z > 15$ km und $\tau > 8$ h. Der Übergang der verwendeten Kanäle ist mit einer schwarz gestrichelten Linie markiert.

4.2.2. Untersuchung der vertikalen Wellenlängen

Zur genaueren Quantifizierung der Wellen am 19. August 2015, die in den ungefilterten und gefilterten T-Abweichungen zu sehen sind, werden im Folgenden die vertikalen Wellenlängen höhenauflöst mittels der in Kapitel 3.3.3 erläuterten Wavelet-Analyse bestimmt. Dazu wird für die zuvor berechneten T-Abweichungen zu jeder Zeit ein Wavelet-Spektrum der vertikalen Wellenlängen berechnet. Diese Spektren werden über alle Zeitschritte gemittelt, um ein mittleres Bild der vertikalen Wellenlängen für einen Tag zu erhalten. Die gemittelten Wavelet-Spektren sind für die ungefilterten, die vertikal und die zeitlich gefilterten Daten in Abbildung 4.6 dargestellt. Der Messbereich von 30 bis 70 km Höhe beschränkt dabei die maximal aufzulösende vertikale Wellenlänge. Da es sich in der Zeit um einen endlichen Datensatz handelt, existieren Randbereiche, in denen die Wavelet-Amplituden zu sehr vom Rand beeinflusst sind und entsprechend unter- oder überschätzt werden. Dieser Bereich ist der sogenannte „cone of influence“ (Abk.: *COI*), seine Grenzen zum vertrauenswürdigen Datenbereich sind durch die weißen Kurven im Spektrum gegeben. Lokale Maxima der Amplituden sind für jede Höhe in den Spektren mit schwarzen Kreuzen markiert. Die weißen Kreuze markieren darüber hinaus das absolute Amplitudenmaximum in jeder Höhe mit der entsprechenden dominierende vertikale Wellenlänge. Das Spektrum für die ungefilterten Daten (Abb. 4.6 links), also aus den Temperaturabweichungen allein durch Mittelwertabzug, zeigt Wellen mit vertikalen Wellenlängen von 4 bis 20 km über den gesamten abgedeckten Höhenbereich. Die Welle mit der größten Amplitude weist dabei eine Wellenlänge von 20 km auf, d.h., sie liegt nahe an der Auflösungsgrenze. Diese liegt für den abgedeckten Höhenbereich bei ~ 22 km. Rauthe *et al.* (2006) extrahierten ähnliche vertikale Wellenlängen aus Temperaturabweichungen vom Mittelwert, jedoch konnten dort durch die Abdeckung eines größeren Höhenbereiches auch Wellen mit vertikalen Wellenlängen von bis zu 35 km nachgewiesen werden, welche ausschließlich Gezeiten zugeordnet wurden.

Die Wavelet-Spektren der gefilterten Daten zeigen ein etwas anderes Bild bezüglich der vertikalen Wellenlängen und der Wavelet-Amplituden. Das Spektrum der vertikal gefilterten

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

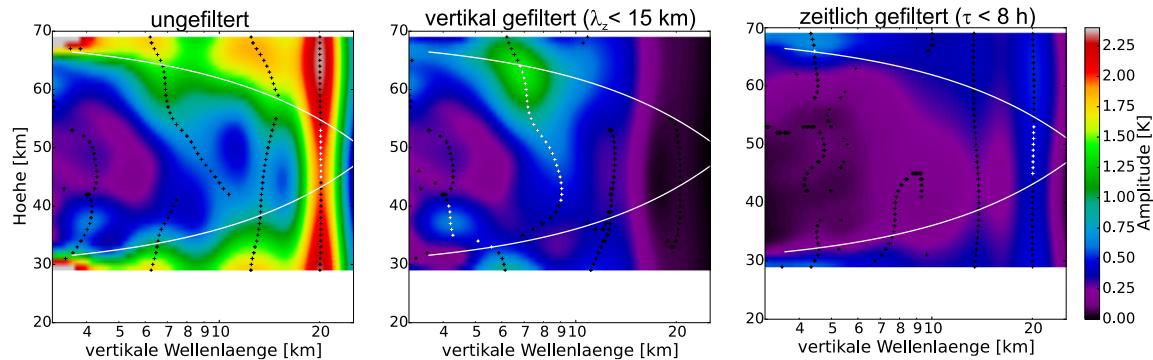


Abbildung 4.6.: Gemittelte Wavelet-Spektren der vertikalen Wellenlängen vom 19. August 2015 aus ungefilterten (links), vertikal (Mitte) und zeitlich gefilterten (rechts) Temperaturabweichungen. Die schwarzen Kreuze markieren die vertikalen Wellenlängen, bei denen lokale Maxima der Amplituden auftraten. Die weißen Kreuze zeigen das globale Maximum mit der dominierenden vertikalen Wellenlänge. Die weiße Kurve hingegen gibt den Übergang zum COI an.

Daten (siehe Abb. 4.6 in der Mitte) zeigt ähnliche auftretende vertikale Wellenlängen, wie in den ungefilterten Daten, jedoch ist hier die vorher dominierende Welle mit $\lambda_z = 20 \text{ km}$ durch die Filterung unterdrückt worden und dementsprechend dominiert nun eine Welle mit vertikale Wellenlängen von etwa 7 bis 10 km über nahezu den gesamten Höhenbereich. Es existieren noch weitere Wellen mit vertikalen Wellenlängen von 4,5 und 12 km. Die Amplituden sind vergleichbar mit den ungefilterten Daten. Im Gegensatz dazu zeigt sich bei dem Wellenlängenspektrum der zeitlich gefilterten Daten (siehe Abb. 4.6 rechts) eine starke Abnahme der Wavelet-Amplituden und wiederum eine Welle mit dominierender vertikaler Wellenlänge von 20 km, wie sie auch schon bei den ungefilterten Daten auftrat. Vergleicht man das Spektrum mit dem zeitlichen Verlauf der Temperaturabweichungen aus der zeitlichen Filterung (Abb. 4.4 rechts), so wird ersichtlich, weshalb die Amplituden im Spektrum sehr viel geringer ausfallen. Die Temperaturabweichungen zeigen sehr steil verlaufende Phasen der Wellen, die größere vertikale Wellenlängen aufweisen, als in den ungefilterten oder vertikal gefilterten Daten zu sehen sind. Diese großen vertikalen Wellenlängen ($\sim 30 \text{ km}$ oder mehr) werden mit der Wavelet-Analyse nicht aufgelöst, weshalb die Wavelet-Amplituden deutlich reduziert sind. Wie bereits anhand der Temperaturabweichungen zu sehen war, zeigt die Wavelet-Analyse, dass die gefilterten Daten zu einem großen Teil unterschiedliche Wellen mit sehr verschiedenen vertikalen Wellenlängen enthalten. Dies bestätigt wiederum, dass beide Filtermethoden unterschiedliche Teile des Schwerewellenspektrums beinhalten. Auf die Perioden dieser Wellen wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

4.3. Tag-zu-Tag-Variation der Wellenperioden

Um die Perioden der Wellen zu bestimmen, die in den ungefilterten und gefilterten Daten enthalten sind, ist es notwendig einen längeren Zeitraum als 24 h zu betrachten, damit auch Perioden von 24 h auflösen werden können. Dazu wird der Datensatz vom 19. August 2015 mit darauffolgenden zur Verfügung stehenden Messungen erweitert, so dass im Folgenden ein Datensatz vom 19. bis zum 22. August 2015 betrachtet wird. Analog zum Einzeltag wird zur Berechnung der ungefilterten Temperaturabweichungen ein mittleres Temperaturprofil

4.3. Tag-zu-Tag-Variation der Wellenperioden

über die vier Tage abgezogen. Ebenso wird ein Butterworth-Filter der 5. Ordnung auf den Datensatz angewendet. Aus den so berechneten Temperaturabweichungen wird dann ein Wavelet-Spektrum in jeder Höhe berechnet, welches zeigt, welche Perioden zu welchem Zeitpunkt in dieser Höhe auftraten. Exemplarisch ist ein solches Wavelet-Spektrum aus 60 km Höhe in Abbildung 4.7 für die ungefilterten (links), die vertikal (Mitte) und die zeitlich gefilterten Daten (rechts) dargestellt. Der Bereich außerhalb der weißen Kurve stellt wieder den „cone of influence“ dar, in welchem die Daten quantitativ nicht zu verwenden sind. Aufgrund der Integrationszeit von 2 h ist es nicht möglich, Wellen mit Perioden von weniger als 4 h aufzulösen.

Aus dem Spektrum der ungefilterten Daten zeigt sich bereits eine große Tag-zu-Tag-Variabilität der Wellen innerhalb der verwendeten vier Tage. Eine 24-stündige Komponente mit einer Amplitude von ~ 5 K ist in den ersten beiden Tagen sichtbar und wird danach schwächer, so dass nur noch eine Amplitude von ~ 2 K erreicht wird. Des Weiteren ist eine starke Welle mit 7 h Periode am ersten Tag kurzzeitig zu sehen. Am dritten Tag taucht zeitweise eine 6-stündige Welle auf. Die Gezeitenkomponenten sind zeitlich sehr variabel und entgegen der weitläufigen Meinung nicht konstant.

Das Spektrum aus den vertikal gefilterten Daten zeigt ähnliche Wellen jedoch mit deutlich reduzierter Amplitude, weshalb auch die Farbskala angepasst wurde. Insbesondere die in den ungefilterten Daten vorhandene 7 h-Welle ist nun sehr stark gedämpft, was bedeutet, dass diese Welle eine größere vertikale Wellenlänge als 15 km hat. Die 24-stündige Komponente ist ebenfalls reduziert, stattdessen ist eine 20-stündige Komponente in den letzten beiden Tagen sichtbar. Auch die 6-stündige Komponente ist teilweise reduziert.

Im Vergleich dazu sind die langperiodischen Anteile (>8 h) in den zeitlich gefilterten Daten vollständig eliminiert, was eine Folge der gewählten Grenzperiode ist. Die 7-stündige

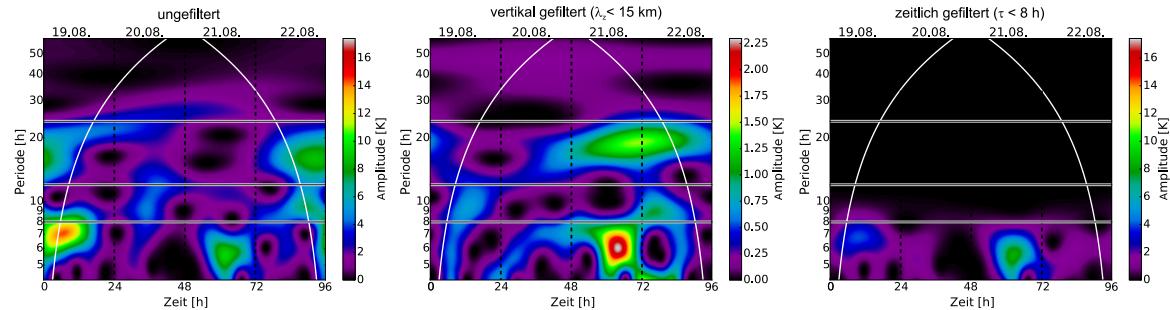


Abbildung 4.7.: Wavelet-Spektren der Perioden auf Basis der ungefilterten (links), der vertikal (Mitte) und der zeitlich gefilterten Temperaturabweichungen (rechts). Die weiße Kurve markiert den Übergang zum COI. Die horizontalen Linien markieren 8, 12 und 24 h Perioden. Es ist zu beachten, dass für das Spektrum der vertikal gefilterten Daten eine andere Farbachse verwendet wurde.

Komponente ist gedämpft, vermutlich da ihre Periode relativ nahe an der Grenzperiode liegt, während die 6-stündige Komponente am dritten Tag nahezu genauso stark ist, wie in den ungefilterten Daten. Kombiniert man die Abbildungen 4.6 und 4.7, so erhält man die Erkenntnis, dass vertikal gefilterte Daten offenbar eine ganze Bandbreite an Wellen verschiedener Perioden enthalten, insbesondere sind hier Trägheitsschwerewellen mit Perioden nahe der Coriolis-Periode von Bedeutung. Die zeitlich gefilterten Daten hingegen beinhalten nur Schwerewellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h, welche sehr große vertikale Wellenlängen aufweisen. Dies ist konsistent mit der linearen Theorie für Schwerewellen. Aus der verein-

4. Temperaturen und ihre Abweichungen vom atmosphärischen Hintergrund am Beispiel eines Tages

fachten Variante der Dispersionsrelation (Gl. 2.9) ergibt sich, dass je länger die Periode der Wellen wird, desto kürzer muss die vertikale Wellenlänge werden bei konstant bleibender horizontaler Wellenlänge. Dies erklärt somit, dass Wellen mit vergleichsweise kleinen Perioden (wie denen aus der zeitlichen Filterung) nur noch große vertikale Wellenlängen haben gegenüber den Wellen aus den vertikal gefilterten Daten (vgl. Abb. 4.4).

4.4. Zusammenfassung der Ergebnisse zur Extraktion von Schwerewellen aus Tagesdatensätzen

Am Beispiel der LiDAR-Daten eines Tages wurde gezeigt, dass es für die Untersuchung von Schwerewellen nicht ausreichend ist allein Temperaturabweichungen vom Mittelwert zu betrachten. Stattdessen wurde eine Trennung von Schwerewellen und Gezeiten durch die Filterung mit einem Butterworth-Filter erzielt. Mit dieser Filterung in vertikaler und zeitlicher Richtung wurden erfolgreich Schwerewellen extrahiert. Die optimalen Grenzparameter für beide Filter liegen dabei bei $\lambda_z < 15$ km und bei Perioden $\tau < 8$ h. Limitiert wird diese Wahl nicht zuletzt auch durch den mittels RMR-LiDAR abgedeckten Höhenbereich von ~ 40 km und der Zeitdauer eines Datensatzes, die in der Regel maximal 24 h beträgt. Der vertikale Filter extrahierte dabei vornehmlich Trägheitsschwerewellen mit kleinen vertikalen Wellenlängen, während der zeitliche Filter kürzer periodische (mittelfrequente) Wellen mit langen vertikalen Wellenlängen extrahierte. Um ein Gesamtbild der Schwerewellen zu erhalten, ist es jedoch unabdingbar beide Filterergebnisse im Zusammenhang zu betrachten.

Zudem zeigte sich an vier aufeinanderfolgenden Messtagen eine große Tag-zu-Tag-Variabilität, welche bereits in ähnlichen Studien beschrieben wurde (Rauthe *et al.*, 2008). Ein wesentlicher Unterschied dazu besteht darin, dass dort keine explizite Trennung zwischen Schwerewellen und Gezeiten durchgeführt wurde. Um die Variation aufgrund von Gezeiten in LiDAR-Daten näher zu untersuchen, ist es notwendig längere Zeitreihen zu analysieren, welche wetterbedingt nur sporadisch zur Verfügung stehen. Eine bisher einzigartige längere Zeitreihe ist Gegenstand der Untersuchung in Kapitel 5.

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

Im nun folgenden Kapitel wird ein für LiDAR-Messungen aus mittleren Breiten einzigartiger Datensatz präsentiert, anhand dessen ein besseres Verständnis von Schwerewellen und Gezeiten und ihrer Interaktion möglich ist. Der Datensatz umfasst dabei Temperaturprofile über etwa 240 h an zehn aufeinanderfolgenden Tagen vom 04. Mai bis zum 13. Mai 2016, was nur durch die Tageslichtfähigkeit des RMR-LiDARs, viel Personal und Glück mit den Wetterbedingungen möglich gewesen ist. Dieser Datensatz ist auch in *Baumgarten et al. (2017b)* veröffentlicht. Durch diese lange Zeitreihe bietet sich die einmalige Chance Schwerewellen, Gezeiten und sogar planetare Wellen simultan in ihrer zeitlichen Entwicklung zu untersuchen, was in der Art und in diesem Höhenbereich bisher durch kein anderes bodengebundenes oder satellitengestütztes Messinstrument weltweit möglich war.

In Abbildung 5.1 sind die aus der Messung berechneten Temperaturen über einen Höhenbereich von 30 bis etwa 70 km über die Tage zu sehen. Der Datensatz ist quasi-kontinuierlich, weil er zwei Datenlücken enthält, die aber für die weitere Analyse linear interpoliert wurden. Die Lücken traten am 10. Mai und am 11. Mai in den Morgenstunden auf und hatten eine

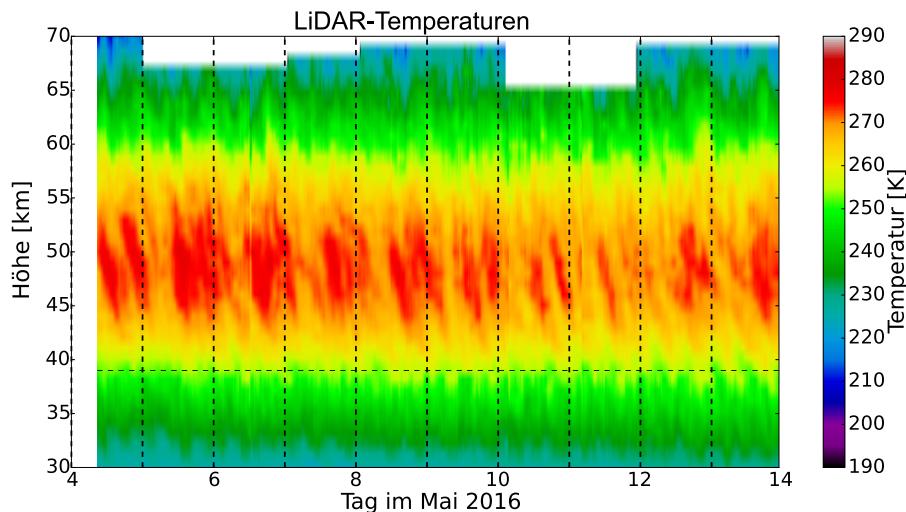


Abbildung 5.1.: Temperaturen vom 04. bis 13. Mai 2016 aus LiDAR-Daten über Kühlungsborn. Die vertikalen, gestrichelten Linien markieren den Beginn eines neuen Tages. Die gestrichelte, schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.

Dauer von 5 h und 1 h. Dies ist in Anbetracht der Gesamtlänge der Messung und der unteren Auflösungsgrenze für Perioden von Schwerewellen bedingt durch die Integration über 2 h vernachlässigbar, muss aber bei der Interpretation von Ergebnissen bedacht werden. Die

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

höchste Temperatur wird in einer Höhe von 50 km erreicht, welche damit die Stratopause markiert. Die Stratopausenhöhe ist jedoch nicht konstant, sondern variiert mit der Zeit, wie auch schon am Beispiel des 19. August 2015 im vorherigen Kapitel zu sehen war. Diese Variation wird durch Wellen verursacht, die in diesem Kapitel näher untersucht werden.

Um näher zu untersuchen, welche Wellen innerhalb dieser 10 Tage auftraten, werden im Folgenden die bereits in Kapitel 4 verwendeten Methoden auf diese Messreihe angewendet, um Temperaturabweichungen zu bestimmen. Zunächst wird anhand der ungefilterten Abweichungen die Relevanz einer Trennung von verschiedenen Wellen deutlich gemacht. Außerdem erfolgt ein Vergleich der LiDAR-Daten mit den hochauflösten Daten des „European Centre for Medium-Range Weather Forecasts“ (ECMWF). Anschließend werden separat die Variabilitäten von Gezeiten und Schwerewellen anhand der LiDAR-Daten analysiert. Am Schluss dieses Kapitels werden die Erkenntnisse diskutiert und zusammengefasst.

5.1. Temperaturabweichungen

Um die Wellen deutlicher hervorzuheben, wird zunächst wieder ein Temperaturmittelwert über die 10 Tage von den Einzeltemperaturprofilen abgezogen. Anschließend wird eine Filterung der LiDAR-Daten analog zur in Kapitel 4.2 gezeigten Filterung durchgeführt, um eine Trennung zwischen Schwerewellen und Gezeiten zu ermöglichen.

5.1.1. Ungefilterte Temperaturabweichungen

Wird eine mittlere Temperatur über 10 Tage berechnet und von den Einzeltemperaturen subtrahiert, so ergeben sich Temperaturabweichungen, wie sie in Abbildung 5.2 für die LiDAR-Daten zu sehen sind. Deutlich sind abwärts laufende Phasen verschiedener Wellen zu erkennen, insbesondere werden die Wellenstrukturen von einer 24- und 12-stündigen Komponente dominiert. Die Daten werden zusätzlich von einer Welle mit noch größerer Periode überlagert. Da die Gesamtlänge der Daten 10 Tage beträgt, liegt die Vermutung nahe,

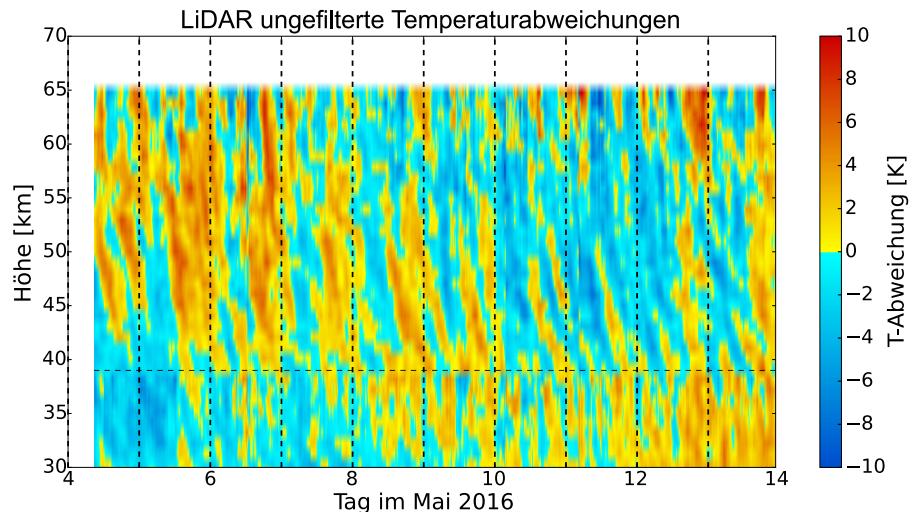


Abbildung 5.2.: Temperaturabweichungen vom Mittelwert aus der LiDAR-Messung über die Tage vom 04. bis 13. Mai 2016. Die gestrichelten Linien markieren wieder den Beginn eines neuen Tages sowie den Übergang der zwei verwendeten Messkanäle.

dass es sich dabei um eine planetare Welle mit einer Periode von etwa 5 Tagen handelt, oder einer Überlagerung einer 2 und einer 5-Tage-Welle. Außerdem sind diverse kleinskalige Variationen zu erkennen, die deutlich kürzere Perioden als 12 h aufweisen.

Da die Zeitreihe der LiDAR-Daten im Vergleich zu einer Eintagesmessung deutlich länger als 24 h ist, ist es sinnvoll eine Fourier-Analyse der auftretenden Perioden durchzuführen. Die LiDAR-Daten weisen allerdings zwei Lücken auf, die zwar interpoliert werden können, jedoch führen diese Lücken möglicherweise zu einem Fehler in der Frequenzanalyse. Eine vergleichbare Analyse, die auch mit Diskontinuitäten umgehen kann, ist das sogenannte Lomb-Scargle-Periodogramm (Lomb, 1976; Scargle, 1982). Sowohl die klassische Fourier-Analyse als auch das Lomb-Scargle-Periodogramm sind jedoch nicht in der Lage, die auftretenden Perioden zeitlich zuzuordnen. Daneben bietet die Wavelet-Analyse eine ideale Möglichkeit die vorhandenen Perioden der Wellen zu bestimmen und zeitlich einzuordnen. Die Ergebnisse aller genannten Verfahren sind für eine Höhe von 50 km in Abbildung 5.3 dargestellt.

Zum Vergleich der verschiedenen Verfahren ist in Abb. 5.3 links die maximale spektrale Leistungsdichte für alle Verfahren auf eins normiert dargestellt. Im Spektrum lassen sich Wellen mit Perioden bis zu 120 h auflösen. Generell nimmt die Auflösung der Leistungsdichte mit zunehmender Periode ab, daher werden die Unterschiede bei größeren Perioden (ab 60 h) größer. Für kleinere Perioden ist die Übereinstimmung der detektierten Perioden aus Fourier-Analyse, Lomb-Scargle-Periodogramm und globalem Waveletpowerspektrum sehr gut. Die höchste Leistungsdichte wird bei einer Periode von 24 h erreicht. Außerdem gibt es Anteile bei Perioden von 8, 12, 15 h. Selbst Anteile von planetaren Wellen mit einer Periode von ca. 48 h (2-Tage) sind deutlich zu sehen. Eine weitere planetare Welle mit einer Periode von 100-120 h ist ebenfalls zu erkennen. Das globale Waveletpowerspektrum ist ein gemitteltes Spektrum über die Messzeit und stellt damit ein Äquivalent zu den anderen Periodogrammen dar. Es stimmt auch qualitativ mit den anderen überein, erscheint jedoch etwas glatter. Für das nicht gemittelte Wavelet-Amplitudenspektrum (Abb. 5.3 rechts) sind die Anteile der verschiedenen Wellenperioden zeitaufgelöst dargestellt. Die größten Amplituden von etwa

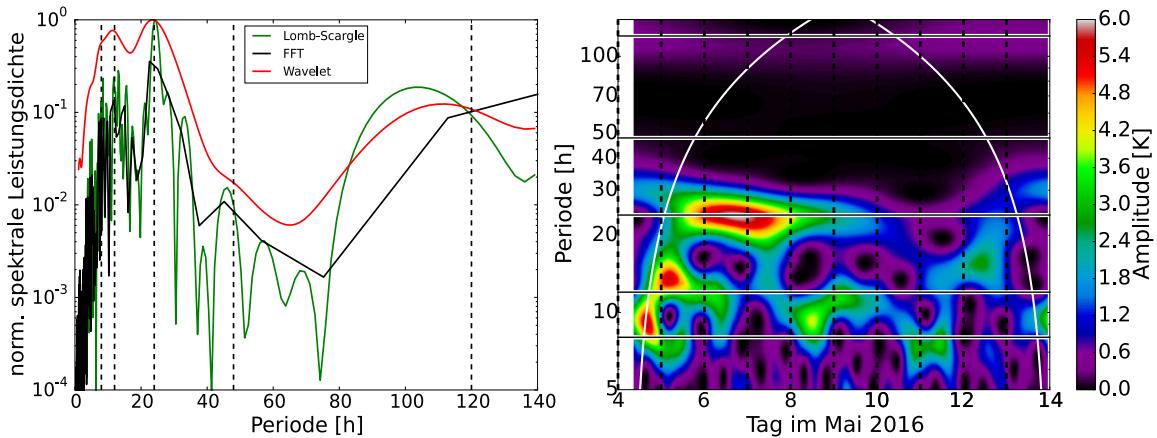


Abbildung 5.3.: Periodogramm der ungefilterten Temperaturabweichungen vom 04. bis zum 13. Mai 2016 (*links*) und Wavelet-Amplitudenspektrum der Perioden (*rechts*) berechnet für eine Höhe von 50 km. Mit vertikalen gestrichelten Linien (*links*) und horizontalen Linien (*rechts*) sind die Perioden 8, 12, 24, 48 und 120 h markiert.

6 K werden in den ersten Messtagen erreicht und konzentrieren sich auf Wellen mit Perioden von 10, 15 und 24 h. Es sind also sehr unterschiedliche Wellen, wie Schwerewellen, Gezeiten

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

und planetare Wellen, zu sehen, die eine sehr hohe Variabilität aufweisen. Die Daten müssen also entsprechend gefiltert werden, wenn die Beiträge der einzelnen Wellen näher untersucht werden sollen. Doch zunächst werden die LiDAR-Daten mit Daten aus ECMWF verglichen.

5.1.2. Vergleich mit ECMWF

Bevor auf die verschiedenen Wellen in den LiDAR-Daten eingegangen wird, werden zunächst Temperaturen aus Analysen des „European Centre for Medium-Range Weather Forecasts“ (ECMWF) zum Vergleich herangezogen. Dies dient dazu, zu zeigen, inwieweit die Wellenstrukturen in beiden Datensätzen übereinstimmen, da weitere meteorologische Daten aus ECMWF, wie Ozon und Wind, im späteren Verlauf dieses Kapitels verwendet werden. Die Abweichung der mittels LiDAR gemessenen Temperaturen zu den ECMWF-Daten ist in Abbildung 5.4 oben zu sehen. Wird von den ECMWF-Temperaturen ein mittleres Temperatur-

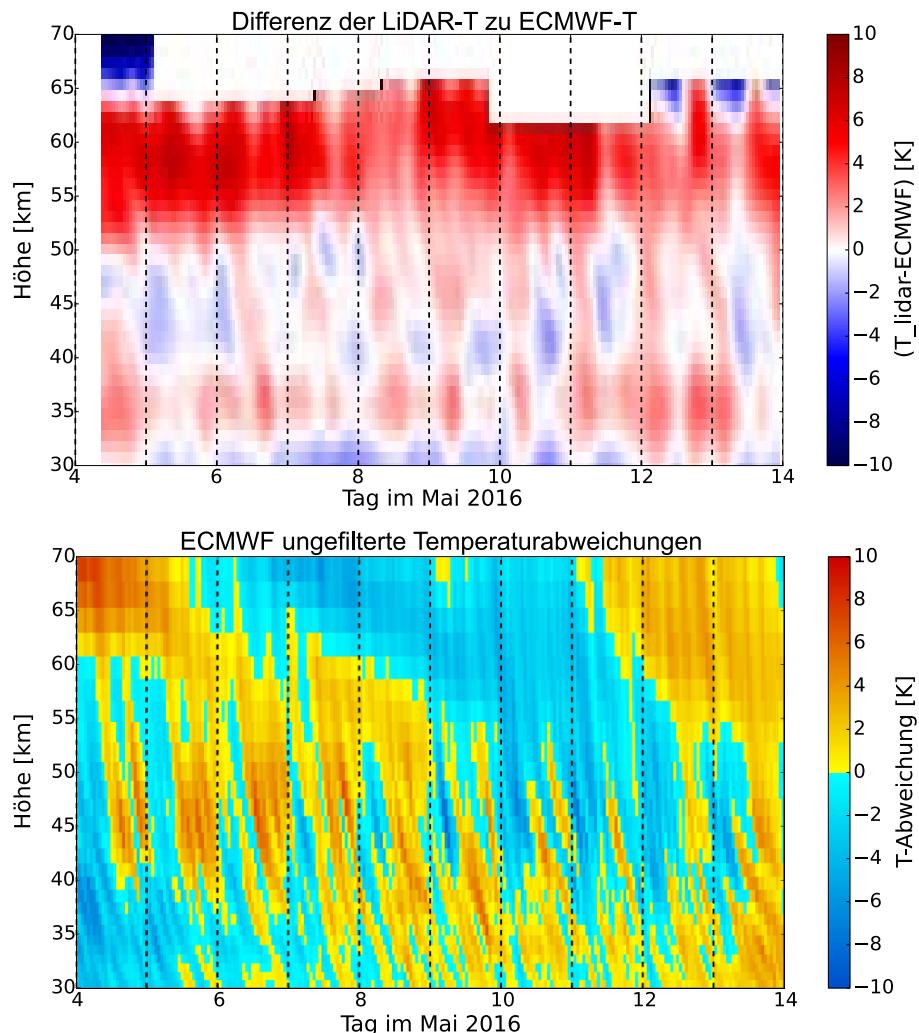


Abbildung 5.4.: Differenz der LiDAR-Temperaturen zu ECMWF-Temperaturen (oben) sowie ECMWF-Temperaturabweichungen vom Mittelwert (unten) über die Tage vom 04. bis 13. Mai 2016. Die gestrichelten Linien markieren wieder den Beginn eines neuen Tages.

profil abgezogen, so ergeben sich wiederum Temperaturabweichungen, die die Wellenstrukturen sehr gut zeigen. Diese Abweichungen sind in Abbildung 5.4 unten zu sehen. Besonders im Höhenbereich von 40-50 km sind die Phasen der Wellen in ECMWF sehr ähnlich zu den Ergebnissen aus der LiDAR-Messung (Abb. 5.2). In den Höhen darüber kommt es wie bei den Absoluttemperaturen zu großen Abweichungen der Wellenstrukturen aus LiDAR- und ECMWF-Daten. Zwischen 30 und 40 km Höhe sind ebenfalls Abweichungen der Messdaten zu ECMWF zu erkennen, beispielsweise ist die Neigung der Phasen anders ausgeprägt. Auch die ECMWF-Daten zeigen, dass die Wellen mit Perioden von 12 und 24 h zusätzlich von einer Welle mit noch größerer Periode überlagert werden. Kürzer periodische Wellen hingegen sind anhand der ECMWF-Daten kaum zu sehen. Ganz allgemein sind deutliche Unterschiede in den LiDAR- und den ECMWF-Daten zu erkennen, was die Wichtigkeit von Messungen im Vergleich zu Modelldaten unterstreicht. Im Folgenden werden die Analysen nur noch anhand der LiDAR-Daten gezeigt.

5.1.3. Gefilterte Temperaturabweichungen zur Trennung von Schwerewellen und Gezeiten

Zur Trennung der verschiedenen Wellen in den ungefilterten Daten werden die bereits in Kapitel 4 gezeigten Methoden verwendet. Die Filterung erfolgt wieder sowohl in vertikaler als auch zeitlicher Domäne. Als Grenzparameter werden analog zum vorherigen Kapitel eine vertikale Wellenlänge von 15 km und eine Periode von 8 h genutzt. Im Mittel sind die so extrahierten Temperaturabweichungen um ca. 50% geringer als solche aus ungefilterten Daten, da ein großer Teil der Variation durch die Filterung entfernt wurde. Quantitativ ist das in Abbildung 5.5 anhand des Mittelwertes über die Höhe zu sehen. Das Wachstum der Temperaturabweichungen mit der Höhe erfolgt theoretisch mit $e^{\frac{z}{2H}}$ bei exponentiell abnehmender Luftdichte und konservativer Ausbreitung der Wellen (Fritts und Alexander, 2003). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Zunahme der Temperaturabweichungen in der Regel kleiner ist als das theoretisch erwartete Verhalten, zum Teil werden auch Einbrüche deutlich, wie etwa in 40 km Höhe. Dies ist auf einen Wechsel des Messkanals zurückzuführen. Aufgrund des mit der Höhe abnehmenden Signals nimmt die statistische Unsicherheit der Temperaturabweichungen mit der Höhe zu, sie werden also verrauschter insbesondere für den unteren Messkanal in diesem Höhenbereich, während die Daten des oberen Messkanals in der Regel eine kleinere statische Unsicherheit in diesem Höhenbereich aufweisen. Wird nun zeitlich gemittelt, fällt dieses Verhalten durch einen Einbruch im Profil auf, der durch den vertikalen Filter geglättet wurde. Oberhalb von 47 km zeigen die vertikal gefilterten wie auch die ungefilterten Daten kein Wachstum mehr mit zunehmender Höhe. Die zeitlich gefilterten Daten hingegen nehmen mit der Höhe zu, wenn auch nicht wie theoretisch erwartet. Das schwächere Wachstum im Vergleich zur Theorie ist damit zu erklären, dass weder Änderungen der Hintergrundbedingungen noch Sättigungseffekte in der Theorie eine Rolle spielen. Außerdem sind die Daten über einen vergleichsweise großen Zeitraum gemittelt, so dass ein unterschiedliches Verhalten der Wellen während der Messzeit sich zum Teil auch kompensiert. Dennoch ist unterhalb von 40 km ein stärkeres Anwachsen für die ungefilterten und die zeitlich gefilterten Daten zu sehen, als im Höhenbereich darüber.

Die zeitliche Entwicklung der gefilterten Temperaturabweichungen aufgrund von Schwerewellen ist in Abbildung 5.6 in einem Höhenbereich von 30 bis 65 km dargestellt. Sowohl die vertikal als auch die zeitlich gefilterten Daten zeigen kleinskalige Wellenstrukturen mit entsprechend geringeren Amplituden als die Temperaturabweichungen vom Mittelwert. Insbesondere aus den vertikal gefilterten Daten erscheint die Wellenstruktur jedoch nicht mehr

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

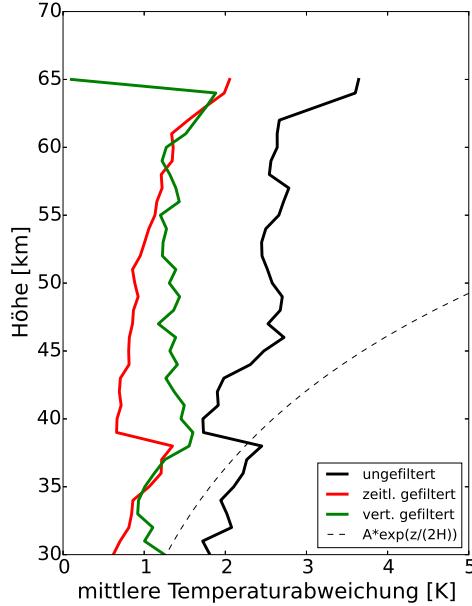


Abbildung 5.5.: Mittlere Temperaturabweichung (RMS) über die Höhe für die ungefilterten (schwarz), die vertikal (grün) und die zeitlich gefilterten Daten (rot). Die gestrichelte Kurve stellt das exponentielle Anwachsen der Temperaturabweichungen dar.

ganz so regelmäßig wie innerhalb eines Tages (vgl. Abb. 4.4). Beispielsweise sind eher diffuse Wellenstrukturen unterhalb von 40 km und oberhalb von 55 km zu erkennen. Einzig im Höhenbereich dazwischen sind kohärente Strukturen mit Perioden kleiner als 12 h sichtbar. Dies spricht für eine starke Tag-zu-Tag-Variabilität, wie sie auch bereits für vier Tage im August zu sehen war (vgl. Abschnitt 4.3). Das sichtbare Wellenmuster in den Temperaturabweichungen entsteht durch die Überlagerung diverser Wellen, die während der Messzeit auftraten. Kohärenz bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sich die einzelnen Wellen so überlagert haben, dass der Eindruck einer monochromatischen Welle entsteht. Die Amplituden der Temperaturabweichungen zeigen außerdem auch kein starkes Anwachsen mit zunehmender Höhe. Ganz im Gegenteil zeigen sie etwa ab dem 10. Mai größere Amplituden im Höhenbereich um die Stratopause. Zu dieser Zeit sind die Strukturen auch am kohärentesten. Dies spricht dafür, dass sich zu dieser Zeit etwas in den Anregungs- oder Ausbreitungsbedingungen der Wellen verändert hat.

Im Gegensatz dazu sind die Wellenstrukturen in den zeitlich gefilterten Daten sehr viel regelmäßiger über die gesamte Zeit der Messung und über den gesamten Höhenbereich zu sehen. Die Amplituden der zeitlich gefilterten Daten sind im Vergleich zu den vertikal gefilterten Daten etwas kleiner. Tendenziell steigen die Amplituden auch, im Gegensatz zu den vertikal gefilterten Daten, schwach mit zunehmender Höhe an, was auch bereits für die mittleren Temperaturabweichungen zu sehen war. Das ist jedoch nicht an jedem Tag auf die gleiche Weise der Fall. In den ersten drei Tagen vom 04. bis zum 06. Mai ist ein deutlicher Anstieg der Amplituden zu sehen, in den Tagen danach vom 07. bis zum 08. Mai nahezu gar nicht. Ab dem 9. Mai (ab 120 h) steigen die Amplituden nur noch schwach an. Die Phasen der Wellen sind sehr steil, was bedeutet, dass die Wellen sehr große vertikale Wellenlängen

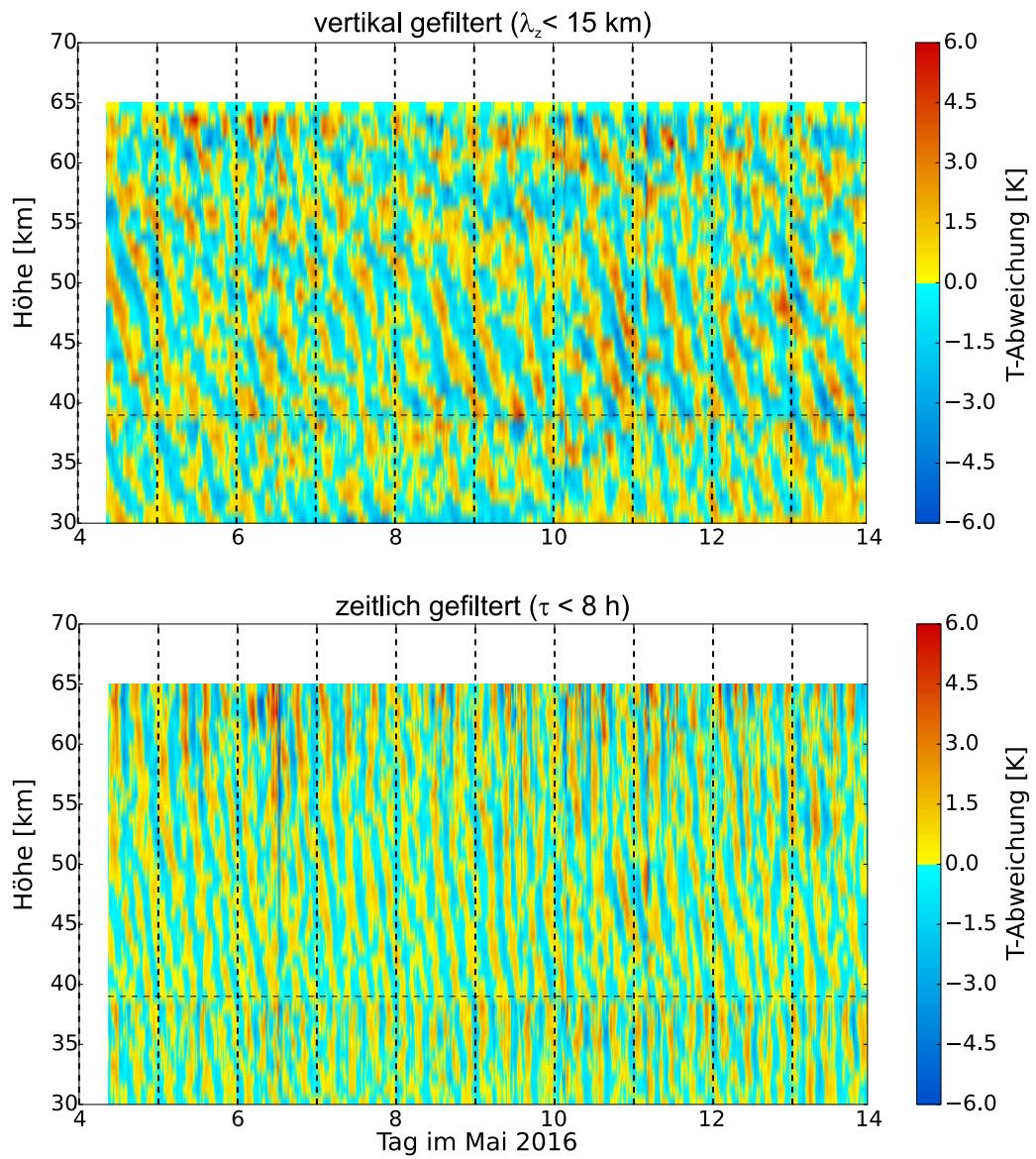


Abbildung 5.6.: Temperaturabweichungen aus Butterworth-gefilterten Daten für Schwerewellen, oben sind die vertikal, unten die zeitlich gefilterten Abweichungen zu sehen. Die horizontale gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

(>25 km) haben. Dies ist konsistent mit den Beobachtungen anhand eines Tages aus Abschnitt 4.2.2.

Zusätzlich wurde der Butterworth-Filter auch als Tiefpass verwendet, um dementsprechend komplementär zur Schwerewellenextraktion die Gezeiten zu untersuchen. Die daraus resultierenden Temperaturabweichungen sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Wie auch schon anhand der Analyse eines Tages werden durch vertikale und zeitliche Filterung solche Temperaturabweichungen berechnet, die großskalige Wellenstrukturen zeigen. Dabei gibt es aber qua-

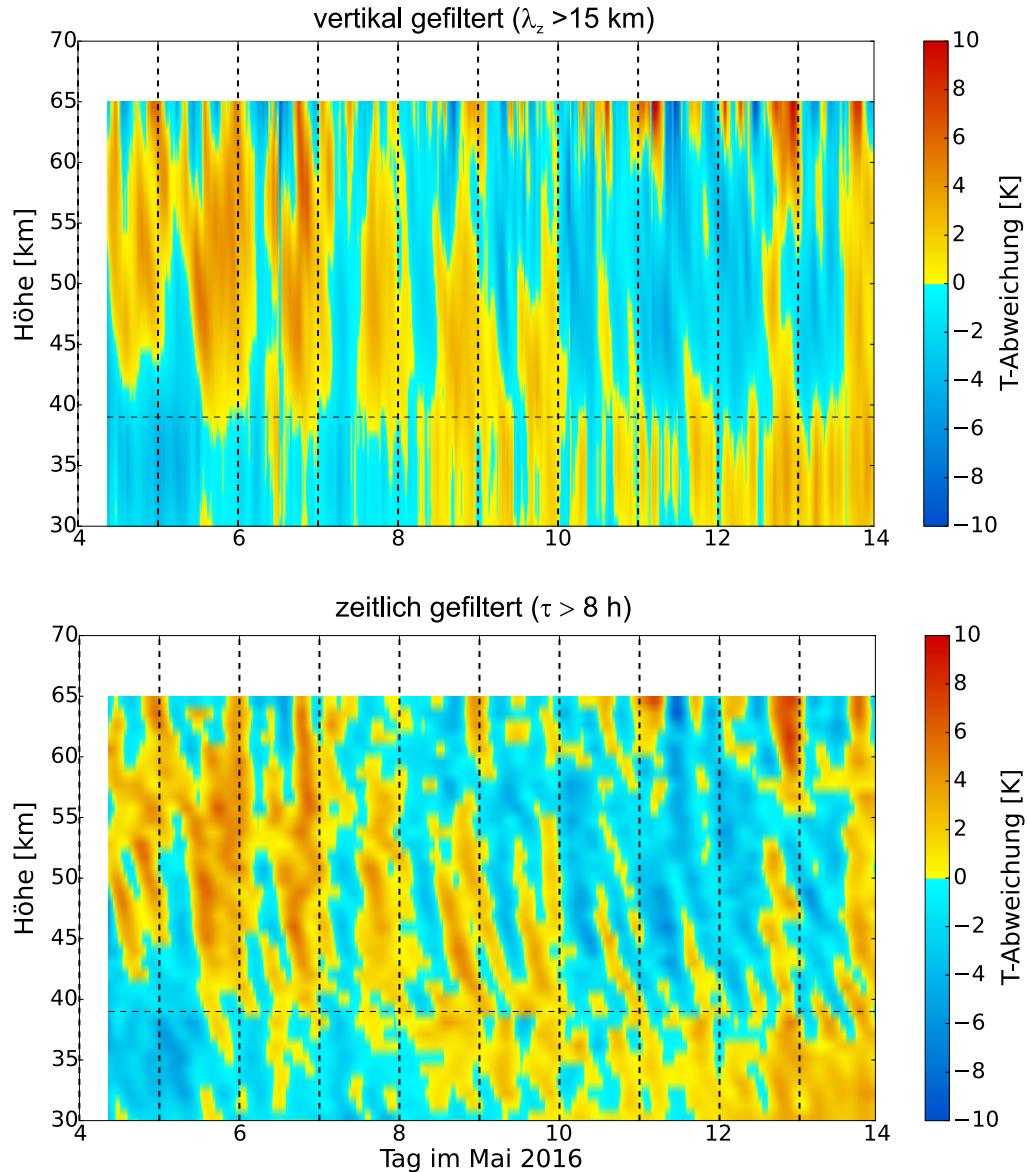


Abbildung 5.7.: T-Abweichungen aus Butterworth-gefilterten Daten für Gezeiten und planetare Wellen, oben sind die vertikal, unten die zeitlich gefilterten Abweichungen zu sehen. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt den Übergang der beiden verwendeten Kanäle.

litative Unterschiede zwischen den beiden Filterungen. Da der Höhenbereich, der mit einer LiDAR-Messung abgedeckt wird, begrenzt ist und in diesem Fall nur 35 km umfasst, werden

nur solche Wellen mit dem vertikalen Filter extrahiert, die gerade an der Auflösungsgrenze ($\frac{1}{2} \cdot 35$ km) liegen. Die durch vertikale Filterung extrahierten Temperaturabweichungen zeigen deutlich eine 24-stündige Komponente und kaum Komponenten mit kleineren Perioden, da diese offenbar eine kleinere vertikale Wellenlänge als 15 km aufweisen. Außerdem ist zu sehen, dass das Maximum der Temperaturabweichungen sich mit der Zeit langsam nach unten bewegt. Das liegt sehr wahrscheinlich an der Überlagerung mit einer planetaren Welle, die ebenfalls in den Daten enthalten ist, da diese auch eine lange vertikale Wellenlänge haben kann. Im Falle einer planetaren Welle würde sich der Mittelwert der Temperaturen verändern, was in kleineren oder größeren Abweichungen resultiert, je nach Phasenlage der planetaren Welle. Aus Radarmessungen ist bekannt, dass die planetare Wellenaktivität im Winter sehr viel größer ist als im Sommer. Trotzdem treten auch im Sommer schwache planetare Wellen auf (z.B. *Matthias*, 2014).

Für die zeitliche Filterung ist der Datensatz hingegen lang genug, um Wellen mit unterschiedlichen Perioden > 8 h auflösen zu können. Daher ist in den Temperaturabweichungen sowohl eine 24 h- als auch eine 12 h-Komponente zu erkennen. Besonders auffällig ist dies zwischen dem 08. und 09. Mai in einer Höhe von 50 km zu sehen. Hier tritt eine Doppelstruktur auf, die in den vertikal gefilterten Daten fehlt. Das spricht dafür, dass zeitlich gefilterte Daten weit mehr Wellen mit kleineren Perioden als 24 h umfassen. Für beide Filterarten gilt jedoch, dass die starke 24 h-Komponente in den ersten Tagen bis zum 7. Mai erst ab einer Höhe von 40 km in den Daten zu sehen ist. In den folgenden Tagen zeigt sich auch, dass die Amplituden dieser Welle in der positiven Phase von anfangs 6-8 K auf 2-4 K am 09. Mai abnehmen. Außerdem ist auch die zeitliche Ausdehnung der positiven Phase sehr stark reduziert, was ebenfalls für einen Zusammenbruch dieser Wellenkomponente spricht, wie es auch schon anhand des Wavelet-Amplitudenspektrums aus ungefilterten Daten in einer Höhe von 50 km ersichtlich wurde (siehe Abb. 5.3 auf der linken Seite). Die Wellenaktivität wird daher in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels näher quantitativ untersucht.

5.2. Gezeitenanalyse

Da eine sehr prominente 24 h-Komponente im Laufe der 10 Tage auftrat und diese innerhalb der Messzeit stark abnahm, werden in diesem Abschnitt zunächst diese Gezeitenkomponente und andere durch Gezeiten verursachte Wellen behandelt. Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass aus einer bodengebundenen Messung nicht mit Sicherheit die Aussage getroffen werden kann, dass es sich bei den detektierten Wellen tatsächlich um Gezeiten handelt, da nicht die intrinsische Periode der Wellen bestimmt werden kann. Die beobachtete Periode ist Doppler-verschoben gegenüber der intrinsischen. Die Stärke der Verschiebung ist dabei vom Hintergrundwind und der horizontalen Wellenzahl abhängig. Trotzdem wird an dieser Stelle angenommen, dass es sich um Wellen handelt, die durch die solare Absorption angeregt werden, da die Periode und das meist persistente Auftreten der Wellen dafür sprechen. Im Folgenden wird daher die Variabilität dieser Gezeiten näher analysiert, anschließend werden Ozondaten aus ECMWF-Analysen untersucht, die im Zusammenhang mit der Anregung von Gezeiten stehen.

5.2.1. Variabilität von Gezeiten

Um die Variabilität der auftretenden Gezeiten näher zu untersuchen, werden die Temperaturabweichungen nach Tiefpassfilterung hinsichtlich der zeitlichen Entwicklung der auftretenden Perioden analysiert. Außerdem werden die Amplituden der Gezeiten bestimmt. Dazu

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

wird zum einen die in Abschnitt 3.3.3 beschriebene Waveletanalyse verwendet. Zum anderen werden die Amplituden mittels einer Kompositanalyse der Daten des gesamten Monats Mai berechnet, wie sie in Abschnitt 3.3.1 näher erläutert wurde. In Abbildung 5.8 sind die Wavelet-Amplitudenspektren der Gezeiten und anderer großskaliger Wellen aus vertikaler und zeitlicher Filterung in drei verschiedenen Höhen zu sehen.

Beginnen wir mit den Perioden aus der Höhe von 40 km (Abb. 5.8 unten). Die vertikal gefilterten Daten zeigen nur schwache Amplituden der vorhandenen Wellen, die nicht größer als 1 K werden. Die stärksten Amplituden treten dabei konstant über den gesamten Messzeitraum mit einer Periode von 24 h auf. Des Weiteren sind am 06., 09. und 12. Mai stärkere Amplituden von Wellen mit einer Periode zwischen 6 und 12 h, entsprechend einer viertel-, drittel- und halbtägigen Variation zu sehen. Zudem sind auch Wellen mit einer Periode zwischen 60 und 120 h über die gesamten Tage vertreten. Die weißen Kurven in der Abbildung kennzeichnen wieder den Übergangsbereich zum COI. In diesem Bereich werden Randeffekte relevant, so dass die Amplituden hier unter- oder überschätzt werden. Aus der vertikalen Filterung lässt sich insgesamt schließen, dass kaum Wellen mit vertikalen Wellenlängen > 15 km in einer Höhe von 40 km existieren.

Dagegen zeigt das Spektrum aus den zeitlich gefilterten Daten eine stärkere Aktivität von Wellen mit Perioden von 8 bis 24 h. Die 24 h-Komponente, welche an allen Tagen unterschiedlich stark auftritt, weist dabei eine Amplitude von etwa 0,3-1 K auf, mit ihrer stärksten Ausprägung am 08. Mai. Die Komponente mit 12 h Periode hat ihre stärkste Amplitude von 2,5 K ebenfalls am 08. Mai. Eine mögliche dritteltägige Gezeit tritt nur am 06. und in einem Zeitraum vom 11.-13. Mai auf. Ihre Amplitude ist in der Größenordnung wie die der 12 h-Komponente. In den Höhen unterhalb von 40 km (hier nicht gezeigt), zeigt sich eine noch geringere Wellenaktivität, so dass sich die eben genannten Wellen anscheinend erst in einer Höhe von ca. 40 km bilden. Bereits 10 km darüber, in einer Höhe von 50 km sieht das Bild sehr viel deutlicher aus. Die vertikal gefilterten Daten zeigen eine 24 h-Komponente mit einer Amplitude bis zu 4 K über den gesamten Messzeitraum, die stärkste Ausprägung ist jedoch vom 06. bis 08. Mai. Außerdem zeigt sich eine schwache, aber nahezu über alle Tage persistente 12 h-Komponente mit einer variierenden Amplitude von etwa 0,5 - 1,5 K. Die 8 h-Komponente ist zeitlich sehr variabel mit einer maximalen Amplitude von 1 K. Die zeitlich gefilterten Daten zeigen deutlich größere Amplitude mit bis zu 6 K der 24 h-Komponente, insbesondere in den ersten fünf Tagen der Messung. In der Zeit danach nimmt die Amplitude dieser Welle sehr stark ab. Andere Komponenten mit Perioden von 10 h bis 15 h treten sporadisch mit einer Amplitude von 1,2 bis über 3 K auf.

In einer Höhe von 60 km verändert sich die Situation nochmals etwas. In den vertikal wie auch in den zeitlich gefilterten Daten nimmt die Amplitude der 24 h-Komponente insgesamt ab. Besonders stark zeigt sich das in den zeitlich gefilterten Daten, in welchen diese Wellenkomponente am 10. Mai sogar nahezu verschwindet, während sie sich in den vertikalen Daten nur abschwächt. Dieses Verschwinden zeigte sich auch bereits ansatzweise in 50 km Höhe in den ungefilterten Daten, ist aber nun in 60 km noch verstärkt. Ungefilterte Daten erlaubten jedoch keine Unterscheidung zwischen Schwerewellen und Gezeiten.

Für die gefilterten Daten gilt, dass die vorhandenen Wellen nicht zwangsläufig nur Gezeiten umfassen. In den vertikal gefilterten Daten sind auch Schwerewellen mit langen vertikalen Wellenlängen enthalten. Insbesondere in den zeitlich gefilterten Daten sind auch langperiodische Schwerewellen vorhanden, die neben einer vorhandenen Gezeit Amplituden von bis zu 6 K in einer Höhe von 50 km verursachen. Unabhängig davon, um welche Wellen es sich handelt, ist jedoch bemerkenswert, dass die 24 h-Komponente zeitlich so variabel ist und am 10. Mai kleiner wird bzw. verschwindet.

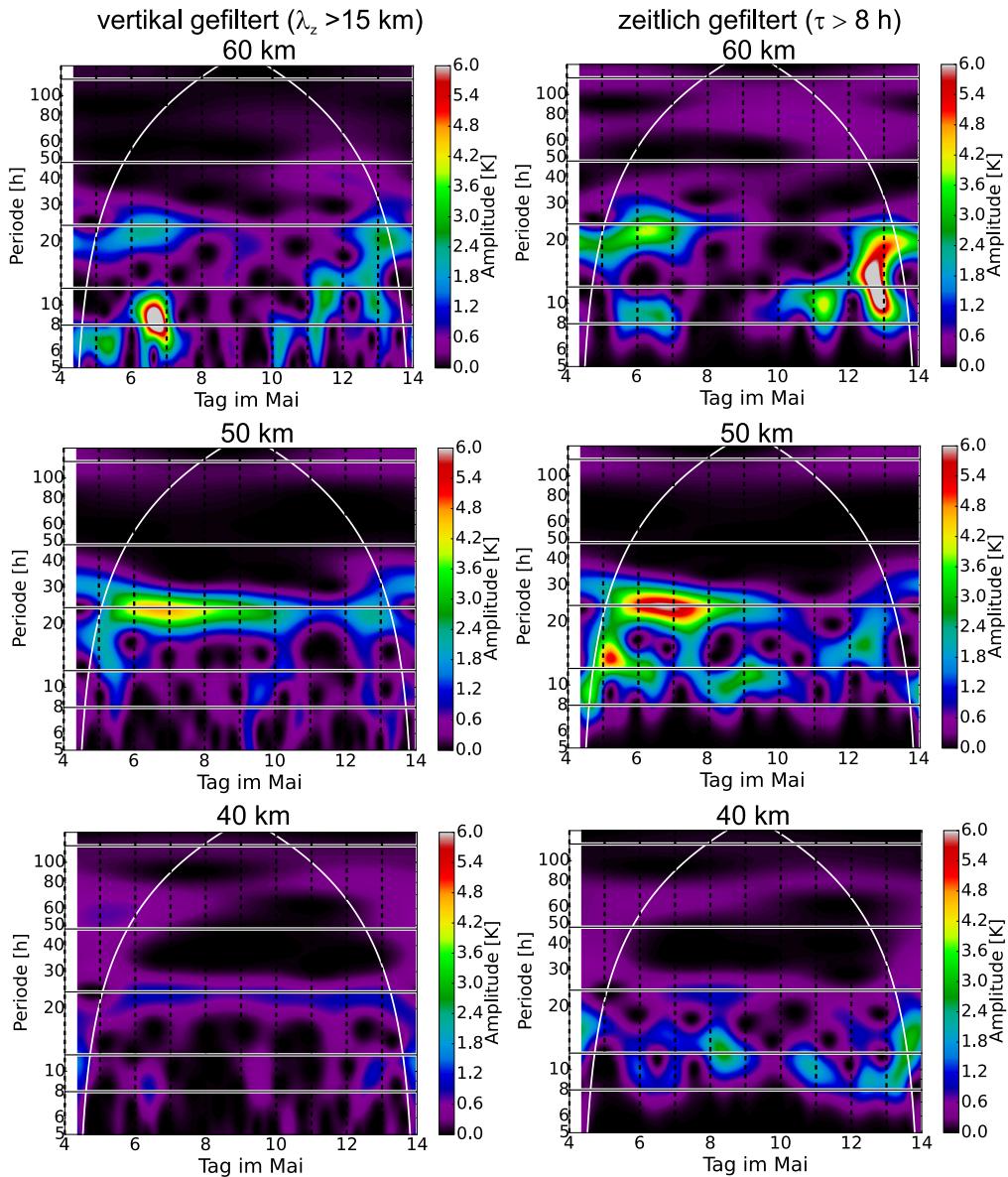


Abbildung 5.8.: Waveletspektren der Perioden aus vertikaler (*links*) und zeitlicher (*rechts*) Tiefpassfilterung für Gezeiten für die Höhen 40, 50 und 60 km.

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

Um eine unabhängige Gezeitenanalyse durchzuführen, wurde die Kompositanalyse verwendet. Neben der mittleren Gezeitenamplitude im Mai sollte damit die Variation der Amplituden untersucht werden. Damit lässt sich feststellen, wie viel Variation im Mittel tatsächlich durch Gezeiten verursacht wird. Da die Kompositanalyse eine Überlagerung verschiedener Messstage nutzt, um die Gezeiten mittels harmonischer Analyse zu berechnen, wurden drei Zeiträume ausgewählt, in denen jeweils genügend Daten zur Verfügung standen. Die Zeiträume mit der Anzahl an Tagen und der Gesamtstundenanzahl sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Zeiträume umfassen dabei den gesamten Monat Mai bzw. nur jeweils eine Hälfte des Monats. Zusätzlich zu der 10-Tage-Messung gehen dabei noch zwei Tage zuvor und zwei Tage danach in die Analyse ein. Die Amplituden der drei Gezeitenkom-

Tabelle 5.1.: Zeiträume zur Kompositanalyse im Mai 2016 mit der Anzahl der Messungen und der Messdauer

Zeitraum	Anzahl der Messungen	Messdauer in [h]
01.-09.05.	7	161,3
10.-28.05.	7	113,4
01.-28.05.	14	274,7

ponenten mit ganz-, halb- und dritteltägiger Gezeit sind in Abbildung 5.9 in Abhängigkeit von der Höhe und des Zeitraumes dargestellt. Zunächst zeigen die halb- und dritteltägige Gezeit im Monatsmittel (durchgezogene Linie in Abb. 5.9) im Höhenbereich von 30 bis 70 km keinen nennenswerten Anstieg der Amplitude mit der Höhe. Einzig die 24 h-Komponente zeigt einen deutlichen Anstieg der Amplitude auf etwa 2 K in einer Höhe von etwa 50 km. Oberhalb davon wird die Amplitude wieder kleiner und erreicht einen Wert von 1 K in 60 km. Verglichen damit schwankt die Amplitude der 12 h-Komponente zwischen 0,5 und 1 K mit einem kleinen Einbruch in 42 km Höhe und einem niedrigen Niveau zwischen 55 und 65 km. Die 8 h-Komponente zeigt über den gesamten Höhenbereich lediglich Amplituden von <0,5 K und kann damit als vernachlässigbar bezeichnet werden.

Betrachten wir nun die einzelnen Zeiträume genauer, so stellt sich heraus, dass es größere Unterschiede in den Amplituden gibt. Dieser Unterschied wird insbesondere erst ab einer Höhe von etwa 43 km signifikant. Das bedeutet, dass die Anregung der Gezeiten im Höhenbereich darunter als konstant anzusehen ist. Darüber hingegen verändert sich etwas in der Gezeitenstruktur in diesem Messzeitraum über Kühlungsborn. Für die 24 h-Komponenten sind die Amplituden in den ersten Tagen des Monats über den gesamten Höhenbereich größer als im Monatsmittel. Dies ist so in den anderen Gezeitenkomponenten nicht zu sehen. Hier liegen die größten Amplituden mal in den ersten Tagen, mal in den darauf folgenden Tagen. In der zweiten Monatshälfte ist die Amplitude der 24 h-Komponente reduziert. Verglichen mit dem Maximalwert der Amplitude aus der ersten Monatshälfte beträgt die Änderung bis zu 50% des Absolutwertes. Dieser große Unterschied tritt über den gesamten Höhenbereich von 45 bis 60 km auf. Die 12 h-Komponente zeigt zwar ebenfalls große Unterschiede in den Amplituden zwischen den Zeiträumen, diese treten jedoch nur sporadisch in einzelnen Höhen (50, 60 und 65 km) auf.

Ein Vergleich mit den aus den Waveletspektren erhaltenen Informationen zeigt, dass die mittleren Amplituden der Gezeiten aus der Kompositanalyse tendenziell etwas kleiner sind als die Amplituden aus den vertikal gefilterten Daten. Diese leichte Reduktion kann zum einen dadurch erklärt werden, dass bei der Kompositanalyse sowohl vor der 10-Tagesmessung als auch danach zwei zusätzliche Messstage berücksichtigt wurden, die den Mittelwert beeinflus-

sen. Zum anderen kann nicht gänzlich ausgeschlossen werden, dass nicht auch ein Teil der Variation aufgrund anderer Wellen verursacht wird. Außerdem bestätigt sich damit, dass die

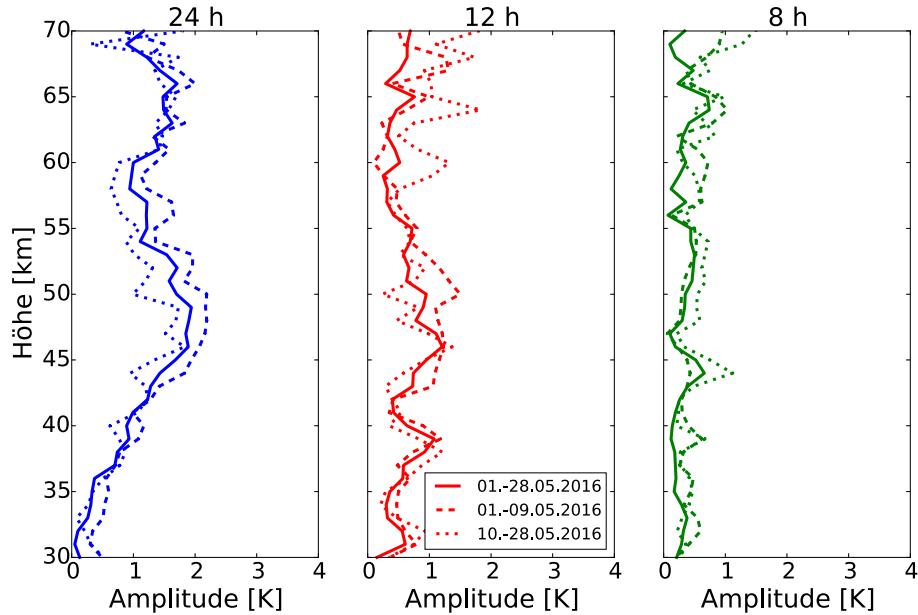


Abbildung 5.9.: Kurzzeitvariabilität der Gezeiten im Monat Mai 2016 aus der Kompositanalyse.

zeitlich gefilterten Daten zusätzlich zu Gezeiten definitiv auch langperiodische Schwerewellen zeigen, die eine Doppler-Verschiebung aufweisen und daher Perioden größer als die Coriolis-Periode aufweisen, welche eine obere Grenze für die Periode von Schwerewellen darstellt. Gemeinsam ist aber allen Analysen, dass insbesondere die ganztägige Gezeit in den ersten Tagen im Mai viel stärker war, als in den Tagen danach. Da die Anregung dieser Gezeit oftmals mit der solaren Absorption an Ozon im Zusammenhang steht, wird im folgenden Abschnitt näher untersucht, ob Änderungen in der Ozondichte auftraten.

5.2.2. Variabilität von Ozon

Um nun eine Schwankung der Ozonkonzentration im Mai als mögliche Ursache der Gezeitenvariation zu untersuchen, wurden Ozondaten aus ECMWF verwendet und näher untersucht. In den ECMWF-Daten ist das Ozonmischungsverhältnis angegeben. Um eine Ozonkonzentration zu berechnen, muss diese noch mit der Luftdichte gewichtet werden. Da für die Anregung von Gezeiten aber nicht das Ozon in einer definierten Höhe ausschlaggebend ist, sondern viel mehr die Gesamtmenge an vorhandenem Ozon, wurde außerdem ein Integral über diese Ozonkonzentration gebildet, welche in etwa der Säulendichte von Ozon entspricht.

Abbildung 5.10 zeigt die Konzentration von Ozon in einem Höhenbereich vom Boden bis in 60 km Höhe und auch die Integration des Ozons über diesen Höhenbereich. In der Troposphäre kommt nahezu kein Ozon vor, bzw. das Ozonkonzentration ist hier sehr klein. Das Maximum der Ozonschicht liegt in der unteren Stratosphäre im Höhenbereich zwischen 20 und 23 km. Die Ozonschicht zeigt eine hohe Dynamik über die Höhe, insbesondere zwischen 10 und 25 km. Das integrierte Ozonmischungsverhältnis zeigt diese Schwankung unabhängig von der Höhe über die Zeit besser. Zunächst fällt die Ozonkonzentration vom Niveau des

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

04. Mai auf ein Minimum zwischen dem 05. und dem 07. Mai ab. Anschließend steigt sie wieder stark an und erreicht ein Maximum am 09. Mai. Danach sinkt die Konzentration wieder und erreicht erneut ein Minimum am Ende des 11. Mai. Das minimale Niveau ist nicht ganz so stark ausgeprägt wie am 06. Mai. Anschließend steigt die Konzentration wieder an. Insgesamt ist die Schwankung des Ozons kleiner 20% über diesen Höhenbereich, während die Änderung der Gezeit Dem zeitlichen Verlauf der Ozonkonzentration ist zu entnehmen,

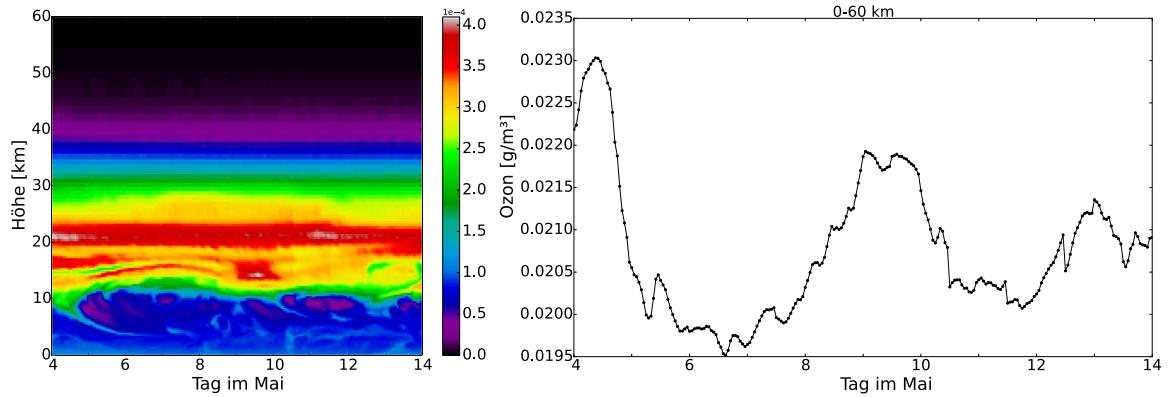


Abbildung 5.10.: Ozonkonzentration vom 04. bis 13. Mai 2016 aus ECMWF (*links*) und integrierte Ozonkonzentration zwischen 0 und 60 km (*rechts*).

dass das Ozon vom 08. bis zum 10. Mai signifikant erhöht ist. An diesen Tagen zeigt auch die 24 h-Komponente anhand der Waveletanalyse der zeitlich gefilterten Daten in 40 km (siehe Abb. 5.8 rechts unten) eine leicht erhöhte Aktivität, jedoch beginnt diese bereits am Ende des 05. Mai. Das Verschwinden der 24 h-Komponente tritt bereits am 10. Mai in 50 km Höhe auf. Folglich gibt es keinen direkten Zusammenhang zwischen der Amplitude der 24 h-Welle und der lokalen Ozonkonzentration.

5.3. Schwerewellenanalyse

Bisher wurden aus der 10-Tage-Messung Gezeitenstrukturen näher betrachtet. Dabei stellte sich heraus, das insbesondere die 24 h-Komponente zeitlich variabel ist und plötzlich verschwindet. Da diese Variabilität nicht mit einer lokalen Änderung in der Ozonkonzentration erklärt werden kann, soll in diesem Abschnitt die Beteiligung anderer Wellen, wie Schwerewellen, untersucht werden. Um die Variabilität der Wellen zu zeigen, werden daher im Folgenden die Amplituden der Schwerewellen in ihrem zeitlichen Verlauf dargestellt. Dies geschieht wiederum mittels Filterung mit dem bereits verwendeten Hochpass (vgl. Kapitel 4.2). Die Untersuchung der Perioden erfolgt analog zur Gezeitenanalyse mittels Waveletanalyse in drei verschiedenen Höhen von 40, 50 und 60 km. Die Wavelet-Amplitudenspektren der Perioden sind in Abbildung 5.11 für vertikal und zeitlich gefilterte Daten dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit entspricht die gewählte Farbskala für Schwerewellen der in Abbildung 5.8 verwendeten Farbskala für Gezeiten.

In einer Höhe von 40 km erreichen die vorhandenen Schwerewellen aus vertikal gefilterten Daten Amplituden zwischen 0,8 und 2,5 K. Die Perioden der Wellen liegen dabei im Wesentlichen zwischen 6 und 15 h. Sie treten nahezu über den gesamten Messzeitraum auf. Die vertikal gefilterten Daten enthalten also wiederum hauptsächlich Trägheitsschwerewellen. Die zeitlich gefilterten Daten beinhalten per Definition nur Wellen mit Perioden kleiner als

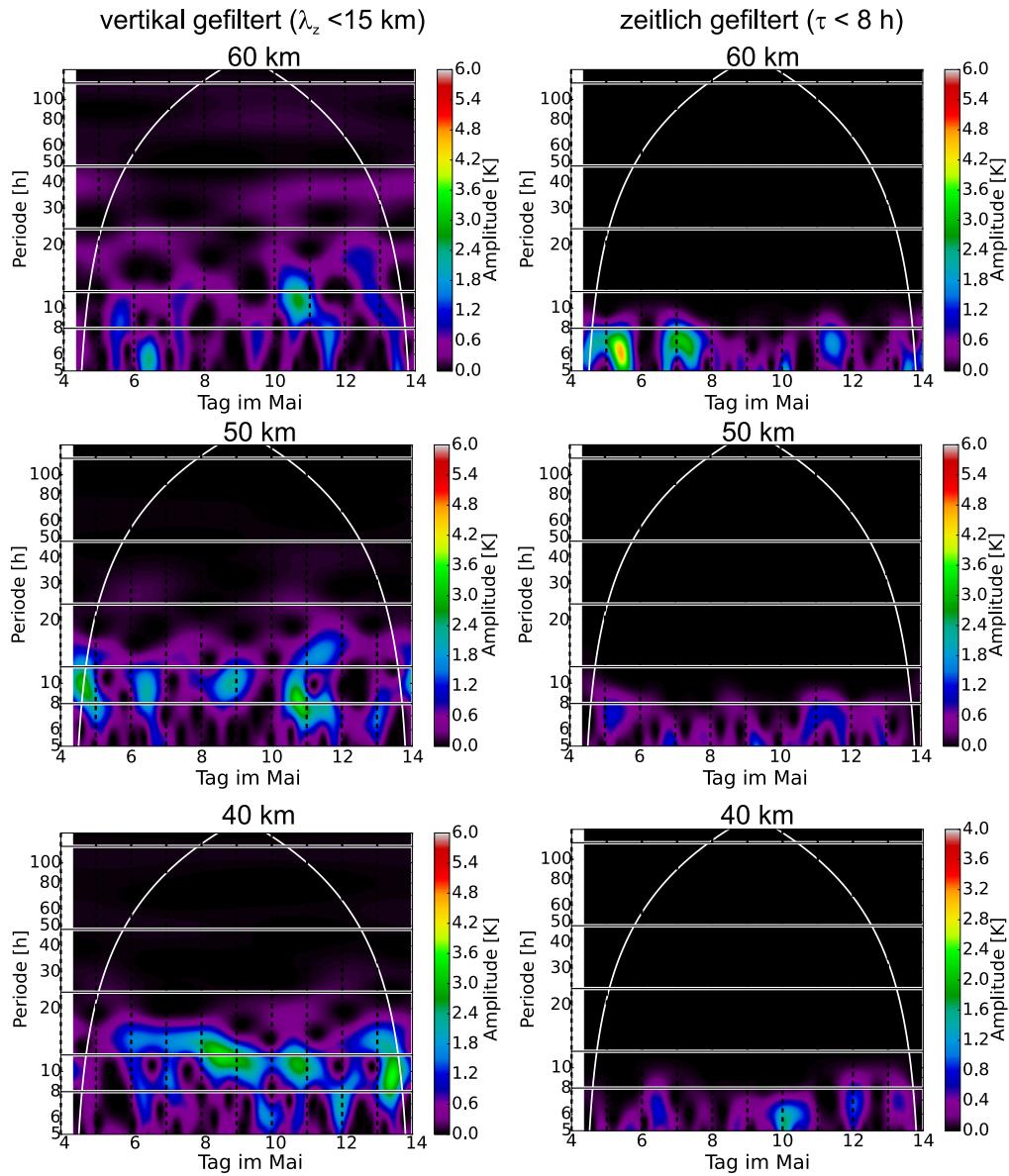


Abbildung 5.11.: Waveletspektren der Perioden aus vertikaler (*links*) und zeitlicher (*rechts*) Hochpassfilterung für Schwerewellen für die Höhen 40, 50 und 60 km.

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

8 h. Diese Wellen treten mit Amplituden zwischen 0,5 und 1,5 K an einigen Tagen auf. Die größten Amplituden werden am 09. und 10. Mai mit einer Periode von ca. 6 h erreicht.

In einer Höhe von 50 km verändert sich das Auftreten der Schwerewellen insbesondere in den vertikal gefilterten Daten im Vergleich zu einer Höhe von 40 km. Hier kommt es nun an einzelnen Tagen zu einer verstärkten Schwerewellenaktivität mit Amplituden bis zu 3,5 K bei Wellen mit Perioden um die 8 h. Am stärksten ausgeprägt ist das am 10. und 11. Mai. Dagegen zeigen die Schwerewellen mit kleineren Perioden aus den zeitlich gefilterten Daten keine so starken Amplituden. Jedoch sind die Wellen auch hier nun am 10. und 11. Mai am stärksten ausgeprägt. Dies ist der Zeitraum, in dem die 24 h-Komponente schwächer wurde (vgl. Abschnitt 5.2.1).

Bereits 10 km darüber in einer Höhe von 60 km sind die Amplituden der Wellen aus den vertikal gefilterten Daten kleiner als zuvor trotz abnehmender Luftdichte. Außerdem zeigt sich an den meisten Tagen auch kaum noch eine zeitlich lokalisierte Erhöhung der Schwerewellenaktivität wie in der Höhe von 50 km. Die Schwerewellen treten nun mehr oder weniger gleichmäßig mit Amplituden bis zu 2 K (am 10. Mai) über den gesamten Messzeitraum auf. Die zeitlich gefilterten Daten zeigen dagegen eine stärkere Aktivität von Schwerewellen am 05., am 07. und am 11. Mai mit Amplituden von bis zu 4 K. An den übrigen Tagen ist die Aktivität im Vergleich dazu reduziert und erreicht kaum Amplituden von 1 K.

Damit lässt sich festhalten, dass das Verschwinden der 24 h-Komponente anscheinend im zeitlichen Zusammenhang zum stärkeren Auftreten mit Schwerewellen steht. Um diesen Umstand näher zu quantifizieren, wird daher im Folgenden die potentielle Energiedichte der Wellen über den Messzeitraum untersucht.

5.3.1. Variation der potentiellen Energiedichte

Da die potentielle Energiedichte als ein Maß für die Wellenaktivität angesehen werden kann, wird diese nun über die 10 Tage im Mai analysiert. Dabei wird vor allem auf das Höhenwachstum und die zeitliche Variabilität eingegangen und mit den ungefilterten Daten verglichen, die sowohl Schwerewellen als auch Gezeiten enthalten. In Abbildung 5.12 ist die potentielle Energiedichte pro Volumen in Abhängigkeit von der Höhe und der Messzeit dargestellt.

Auf den ersten Blick fällt auf, dass mit zunehmender Höhe die potentielle Energiedichte in allen Daten abnimmt. Jedoch gibt es dabei Unterschiede der einzelnen Datensätze. Insbesondere die Aktivität der kürzer periodischen Wellen aus den zeitlich gefilterten Daten nimmt langsamer mit zunehmender Höhe ab als die Energiedichte der anderen Daten. Während sie in 40 km um 1 J/kg liegt, wächst sie in 60 km Höhe im Mittel auf 10 J/kg an. Sie liegt damit in 60 km Höhe in der gleichen Größenordnung wie die Energiedichte aus den vertikal gefilterten Daten. Diese hingegen ist in der Stratosphäre bereits viel größer verglichen mit der Energiedichte aus den zeitlich gefilterten Daten. Damit nähern sich die einzelnen Energiedichten an, was dazu führt, dass die durch die Filter extrahierten Wellen zunehmend gleich bedeutend werden. Insbesondere zeigt das, dass mit zunehmender Höhe die Bedeutung der kürzer periodischen Wellen, die mit dem zeitlichen Filter extrahiert werden, enorm wächst. Außerdem gilt allgemein, dass die Variation der Energiedichte über die Zeit sehr hoch ist, da während der Messung diverse Schwerewellen und Gezeiten auftreten. Im Mittel ist die Energiedichte jedoch über die Zeit konstant, obgleich die Streuung relativ groß ist. Betrachten wir die Energiedichte zwischen 40 und 50 km etwas genauer, so fällt auf, dass die Energiedichte aus den vertikal gefilterten Daten (Abb. 5.12 in der Mitte) in der zweiten Messhälfte einen leichten Anstieg zeigt, der in den anderen dargestellten Höhenbereichen

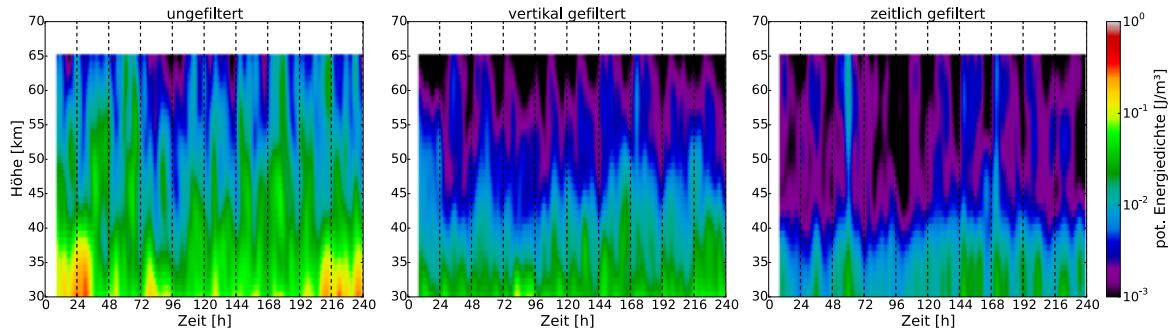


Abbildung 5.12.: Potentielle Energiedichte aus ungefilterten (*links*), vertikal (*Mitte*) und zeitlich (*rechts*) gefilterten Daten im Höhenbereich zwischen 30 und 70 km im Verlauf der 10 Tage im Mai 2016. Die vertikal gestrichelten Linien markieren den Beginn eines neuen Tages.

nicht auftritt. Ebenso zeigt auch die Energiedichte aus den zeitlich gefilterten Daten eine kurzzeitige Erhöhung am 11. Mai. Diese Beobachtungen machen nochmals deutlich, dass in der zweiten Messhälfte in Bereich der Stratopause vermehrt Schwerewellen auftreten, so dass von einer Veränderung in den Ausbreitungsbedingungen ausgegangen werden muss.

5.3.2. Variabilität des Windes

Zum besseren Verständnis der Variabilität der Wellenausbreitung im Messzeitraum wird nun das vorherrschende Windfeld über Kühlungsborn näher analysiert. Dazu werden ECMWF-Winddaten aus dem Zeitraum der LiDAR-Messung mit einer zeitlichen Auflösung von 1 h ohne Filterung genommen. Die Variation des Zonal-, Meridional- und Vertikalwindes über den Messzeitraum und über die Höhe sind in Abbildung 5.13 zu sehen.

Sowohl im Zonal- als auch im Meridionalwind sind ausgeprägte Wellenstrukturen in der mittleren Atmosphäre zu erkennen, die Perioden von 12 h und 24 h aufweisen. Sehr deutlich ist das in einer Höhe von 50 km zu sehen. Im Laufe des Messzeitraumes nehmen diese Strukturen im Wind an Intensität ab, ganz ähnlich zu der 24 h-Komponente aus den LiDAR-Temperaturen. Oberhalb von 50 km zeigen sich starke westwärtige Winde in den ECMWF-Daten, jedoch sind diese hier nicht mehr zu verwenden. Das zeigte sich bereits im Vergleich der Temperaturen aus ECMWF-Daten mit den Temperaturen aus der LiDAR-Messung. Während in der Stratosphäre meist ostwärtiger Wind vorherrscht, tritt in der Tropopausenregion (~ 10 km) eine Windumkehr im Messzeitraum auf. In den ersten drei Messtagen, vom 04. bis zum 06. Mai, weht der Wind hier zunächst schwach Richtung Osten mit 6 m/s, um sich dann am 07. Mai stark Richtung Westen mit Werten bis zu -20 m/s zu drehen. Das Verhalten hält bis zum Ende des 09. Mai an, anschließend dreht der Wind wieder Richtung Osten zurück und ist im Vergleich zu vorher mit Windgeschwindigkeiten bis zu 18 m/s wesentlich stärker ausgeprägt.

Diese Windumkehr ist zeitlich mit einer Windumkehr des Meridionalwindes korreliert. Zunächst weht der Wind Richtung Süden mit bis zu -30 m/s in 10 km Höhe. Die Umkehr erfolgt am 07. Mai mit Winden bis zu 10 m/s und hält ebenfalls bis zum Ende des 09. Mai an. Anschließend weht der Wind jedoch etwas schwächer wieder Richtung Süden mit bis zu -12 m/s. Auffällig ist, dass im Bereich oberhalb der Zonalwindumkehr ab dem 10. Mai stärkere Wellenstrukturen zu sehen sind, die sich bis in die Stratosphäre ausbreiten.

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

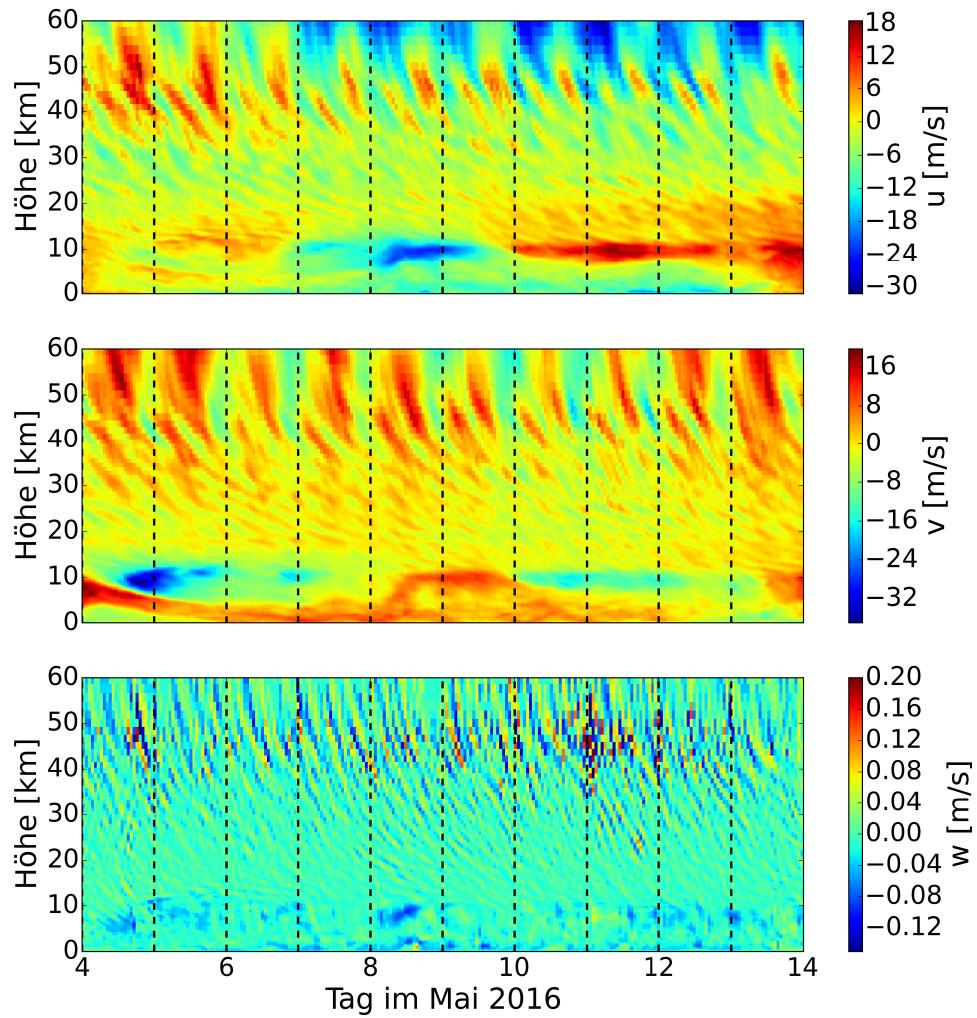


Abbildung 5.13.: Zonal (*oben*), Meridional (*Mitte*) und Vertikalwind (*unten*) aus ECMWF für den Zeitraum vom 04. bis 13. Mai 2016 mit einer zeitlichen Auflösung von 1 h.

5.4. Gegenüberstellung der ganztägigen Gezeit, der Schwerewellen und des Hintergrundwindes

Des Weiteren ist neben dem Zonal- und Meridionalwind auch der Vertikalwind in Abbildung 5.13 (unten) zu sehen. Dieser zeigt Auffälligkeiten genau in dem Zeitraum, in dem der Zonalwind nach der Windumkehr in der Tropopausenregion sehr stark in Richtung Osten weht. Die starken Vertikalwindvariationen treten in einer Höhe ab 30 km auf, das bedeutet also genau ab der Höhe, bis wohin auch der starke Zonalwind Richtung Osten reicht. Das Maximum des Vertikalwindes wird am 10./11. Mai erreicht, das entspricht exakt dem Zeitpunkt der minimalen Amplitude der 24 h-Komponente in der Gezeitenanalyse, sowie der maximalen Amplitude der Schwerewellen aus der Filterung. Dies deutet daraufhin, dass es zu veränderten Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen in der Stratosphäre kommt, wie sie zuvor innerhalb des Messzeitraumes nicht auftraten. Um die einzelnen Indizien in ein Gesamtbild einzuordnen, werden diese im folgenden Abschnitt direkt gegenübergestellt.

5.4. Gegenüberstellung der ganztägigen Gezeit, der Schwerewellen und des Hintergrundwindes

Es zeigt sich, dass die ganztägige Gezeit im Verlauf der Messung stark abnahm, zudem variiert die Schwerewellenaktivität sowie auch der Wind insbesondere in der Tropopause. Um alle Einzelindizien in einen Kontext zu bringen, werden daher in diesem Abschnitt noch einmal alle Phänomene gezielt gegenübergestellt. Anhand der Waveletanalyse der Gezeiten zeigt sich, dass insbesondere die ganztägige Gezeit zunächst in einer Höhe von 40 km konstant über den Messzeitraum ist, während sie darüber eine deutliche Variabilität zeigt und oberhalb von 50 km sogar beginnt gänzlich zu verschwinden. Der interessante Höhenbereich liegt demzufolge zwischen 40 und 50 km. Daher werden nun in einer einzelnen Höhe von 45 km die Amplituden aus der Waveletanalyse für die ganztägige Gezeit und die Schwerewellen gezielt betrachtet. Ein bodengebundenes Messgerät wie ein LiDAR ist nicht in der Lage die intrinsischen Parameter der beobachteten Wellen zu messen, da das Instrument im Gegensatz zu den Wellen, die sich mit dem Hintergrundwind ausbreiten, ortsfest ist. Daher ist eine Doppler-Verschiebung der beobachteten Wellenperioden möglich. Der Hintergrundwind aus den ECMWF-Daten zeigt oberhalb der Tropopause nur kleine Änderungen über den Messzeitraum, daher wird die Verschiebung der Perioden im Bereich von wenigen Stunden ($\pm 1\text{--}6\text{ h}$) liegen. Ohne die Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit der Schwerewellen zu kennen, lässt sich jedoch kein genauer Wert angeben. Daher werden die Wellen mit kleineren Perioden als 12 h zu einer Schwerewellengruppe zusammengefasst. Die Amplituden aus der Waveletanalyse sind sowohl für die ganztägige Gezeit als auch die Schwerewellengruppen getrennt nach vertikaler und zeitlicher Filterung im Vergleich zum Hintergrundwind aus ECMWF in Abbildung 5.14 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Amplitude der ganztägigen Gezeit unabhängig von der Filtermethode ein Minimum am 11. Mai erreicht, während die Schwerewellen eine erhöhte Amplitude um diesen Zeitpunkt aufweisen. Genau zu diesem Zeitpunkt tritt auch die Windumkehr in der Tropopausenregion ($\sim 10\text{ km}$) im Zonal- und Meridionalwind auf (zu sehen anhand der blauen Linie in Abb. 5.14 unten). Daraus lässt sich schlussfolgern, dass diese Windbedingungen dazu führen, dass sich die Schwerewellen besser vertikal nach oben ausbreiten können.

Während die Trägheitsschwerewellen zwar stärkere Amplituden aufweisen als die Schwerewellen mit kleineren Perioden als 8 h, zeigte sich für die zuletzt genannten Schwerewellen ein entschieden anderer Höhenverlauf. Denn diese Wellen treten nur in einem beschränkten Höhenbereich auf, wohingegen die Trägheitsschwerewellen nahezu in jeder Höhe zu sehen sind, sie aber mit zunehmender Höhe stark gedämpft werden. Sowohl die Trägheitsschwere-

5. Fallstudien anhand einer Mehrtagesmessung vom 04.-13. Mai 2016

wellen als auch die Schwerewellen aus der zeitlichen Filterung treten wenige Stunden vor dem Minimum der ganztägigen Gezeit auf. Das legt den Schluss nah, dass die Schwerewellen nicht erst durch ein Verschwinden der großskaligen Welle als ordnende Struktur, der Gezeit, in größere Höhen propagieren können, sondern dass eher die Schwerewellen für das Verschwinden der Gezeit verantwortlich sein könnten. Da die ganztägige Gezeit jedoch in

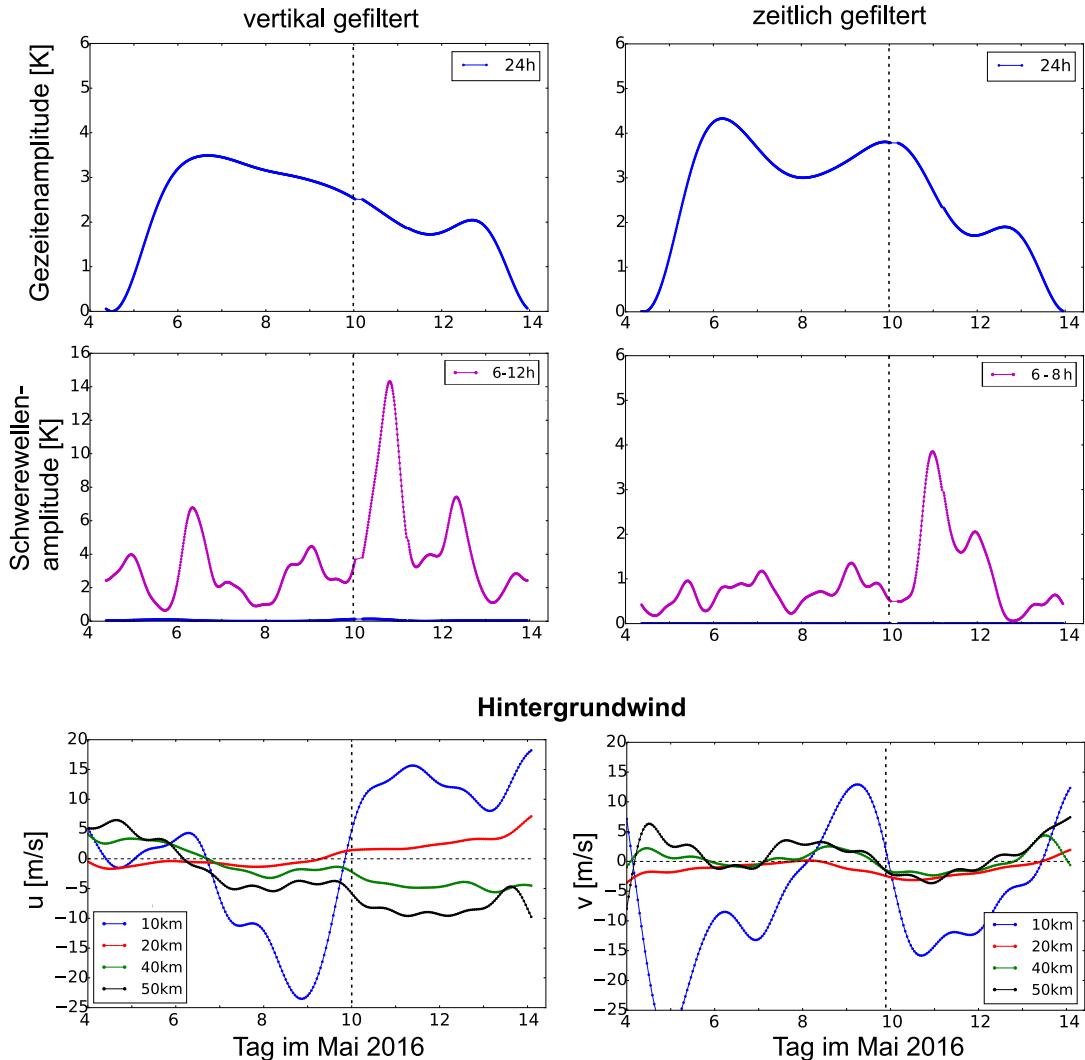


Abbildung 5.14.: Waveletamplituden der Gezeit (oben) und der Schwerewellen (Mitte) in 45 km Höhe im Vergleich zum Zonal- und Meridionalwind (unten) aus ECMWF-Daten in verschiedenen Höhen. Die vertikale gestrichelte Linie markiert den 10. Mai um 0 Uhr UT.

einer Höhe von 40 km noch konstant über den gesamten Messzeitraum auftrat, ist anzunehmen, dass deshalb gerade nicht die Trägheitsschwerewellen für ein Verschwinden der Gezeit verantwortlich sind. Andernfalls müsste die Gezeit auch dort bereits ein ähnliches Verhalten zeigen wie in 50 km, da in unteren Höhenbereichen ebenfalls Trägheitsschwerewellen sehr ausgeprägt waren.

Um zu zeigen, dass dagegen die Schwerewellen aus der zeitlichen Filterung tatsächlich mit dem Auftreten des Gezeitenminimums im Zusammenhang stehen, wird der Höhenverlauf

5.4. Gegenüberstellung der ganztägigen Gezeit, der Schwerewellen und des Hintergrundwindes

der Amplituden beider Wellenarten zu zwei definierten Zeitpunkten näher untersucht. Zum einen ist das der Zeitpunkt am 11. Mai um 0 Uhr UT, an dem die Schwerewellenamplitude maximal war. Zum anderen wird der Zeitpunkt am 11. Mai um 12 Uhr UT betrachtet, an dem das Minimum der Gezeit erreicht wurde. Der Höhenverlauf der Amplituden ist in Abbildung 5.15 für beide Wellenarten zu sehen. Die Waveletamplituden sind für beide Wellenarten normiert. Die maximale Amplitude der Gezeit am 06. Mai ist einzeln für jede Höhe auf

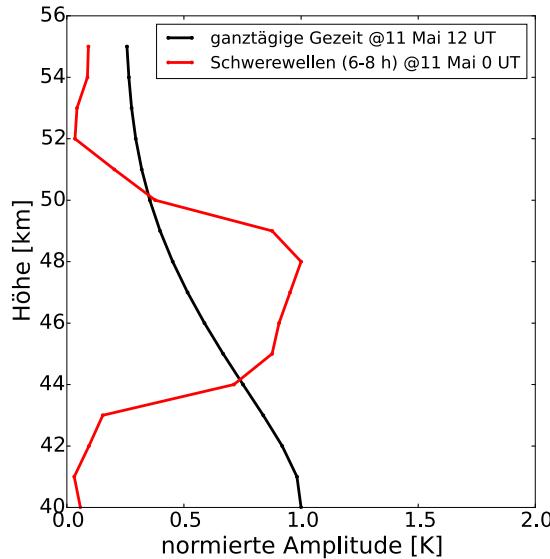


Abbildung 5.15.: Wavelet-Amplituden der Schwerewellen aus den zeitlich gefilterten Daten mit Perioden von 6-8 h am 11 Mai um 0 Uhr UT und der ganztägigen Gezeit ebenfalls am 11. Mai um 12 Uhr UT in einem Höhenbereich von 40 bis 55 km.

eins normiert, so dass ein generelles Anwachsen mit der Höhe keine Rolle spielt, sondern nur das relative Wachstum des Minimums in Bezug auf das Maximum. Die Amplitude der Schwerewellen wurde hingegen nur für den gewählten Zeitpunkt im Verlauf der Höhe auf eins normiert. Es ist deutlich zu sehen, dass die Schwerewellen lediglich zwischen 42 und 52 km auftreten. Während die minimale Gezeitenamplitude in 40 km zunächst genauso groß ist wie zur Zeit der maximalen Amplitude, es also kein Minimum der Gezeit gibt, so prägt sich dieses im Höhenbereich oberhalb von 42 km stark aus. Sobald die Schwerewellen oberhalb von 50 km wieder verschwinden, nimmt die Gezeitenamplitude zur Zeit des Minimums auch nicht mehr weiter ab. Das bedeutet, dass das Auftreten des Gezeitenminimums stark vom Auftreten der Schwerewellen beeinflusst ist und nicht umgekehrt. Diese Welle-Welle-Wechselwirkung führt daher zu einem Verschwinden der Gezeit wenige Stunden nach dem Auftreten der Schwerewellen am 11. Mai. Das beide Wellen oberhalb von 50 km verschwinden, ist entweder auf destruktive Interferenz, auch mit Trägheitsschwerewellen, bzw. auf die Existenz eines sogenannten „gefangenen“ Modus der Gezeit (engl.: „trapped mode“) zurückzuführen, der nicht weiter aufwärts propagieren kann.

5.5. Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse der quasi-kontinuierlichen 10-Tage-Messung

Durch die Entwicklung der Tageslichtfähigkeit des Kühlungsbörner RMR-LiDARs ist es möglich, Variationen von atmosphärischen Wellen mit Perioden von mehreren Stunden und sogar Tagen zu messen. Dies erlaubt Studien über die Wechselwirkung verschiedener Wellen untereinander mit einer zeitlichen Auflösung wie es für Messungen in einem Höhenbereich von der Stratosphäre bis in die mittlere Mesosphäre mit keinem anderen Messinstrument durchführbar ist. Im Mai 2016 wurde während einer außergewöhnlich langen Schönwetterperiode eine 10-tägige LiDAR-Messung über Kühlungsbörn durchgeführt, die bisher einmalig für mittlere Breiten ist. Die meisten mehrtägigen LiDAR-Messungen erfolgten bisher mithilfe von Resonanz-LiDARs, da für diese die Tageslichtfähigkeit schon vor einigen Jahren entwickelt wurde (z.B. *States und Gardner*, 2000; *She et al.*, 2003; *Yuan et al.*, 2010; *Cai et al.*, 2017). Daneben existiert eine Analyse von Temperatur- und Winddaten über drei Tage im Januar 2012 von *Baumgarten et al.* (2015) aus den Daten des RMR-LiDARs des IAP in Nordnorwegen, am „Arctic lidar observatory for middle atmosphere research“ (ALOMAR, 69° N, 16° O).

Es zeigte sich innerhalb des 10-tägigen Messzeitraumes, dass atmosphärische Wellen sehr variabel sind. Insbesondere die ganztägige solare Gezeit zeigte in den Analysen eine sehr große Variation, wie sie bisher zwar aus wenigen Studien bekannt, aber nicht verstanden ist. Die 24-stündige Gezeitenkomponente wird vielfach durch die Absorption solarer Strahlung an Ozon angeregt, daher wurde die Ozonverteilung über Kühlungsbörn anhand von ECMWF-Daten näher betrachtet, um zu eruieren, ob sie im Zusammenhang mit der Gezeitenvariation steht. Dies ist jedoch nicht der Fall. Es zeigte sich zwar eine Erhöhung des Ozonanteils in der Mitte des Messzeitraumes, jedoch ist diese nicht zeitlich korreliert mit der Variation der Gezeit in den LiDAR-Daten, da diese in der gesamten ersten Hälfte der Messung nahezu konstant in einem Höhenbereich zwischen 45 und 50 km auftritt. Vielmehr zeigte sich, dass zu jenem Zeitpunkt, als die Gezeit verschwindet, Schwerewellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h mit einer Intensität auftreten, wie sie sonst in diesem Höhenbereich nicht anzutreffen ist. Der Grund dafür findet sich in einem veränderten Windfeld, was es ermöglicht Bedingungen zu schaffen, in denen diese Schwerewellen von ihrer Anregung nach oben propagieren können bis in die Stratopausenregion. Dort angelangt, interagieren diese Schwerewellen mit der ganztägigen Gezeit und führen offensichtlich dazu, dass diese verschwindet. *Ribstein et al.* (2015) zeigten, dass Schwerewellen starke Auswirkungen auf die langsame Hintergrundvariation haben, wie sie durch die ganztägige Gezeit verursacht wird, und umgekehrt. Die Beobachtungen während der 10-tägigen LiDAR-Messung bestätigen die erste Variante, da die Schwerewellen bereits zeitlich vor dem Gezeitenminimum stark anwachsen und sie genau in dem Höhenbereich auftreten, wo die Gezeit später stark unterdrückt wird. Konventionelle Schwerewellenparametrisierungen in Modellen basieren häufig auf der Annahme, dass Schwerewellen sich nur vertikal in der Atmosphäre ausbreiten, und das der Hintergrund zeitlich nicht variiert. Diese Vereinfachungen führen zu einer Überschätzung der Amplituden von Schwerewellen in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre (*Senf und Achatz*, 2011). Die in dieser Arbeit gezeigte Welle-Welle-Wechselwirkung könnte dazu beitragen, ein besseres Verständnis dieser Interaktion zu erhalten, was zu einer Verbesserung in Modellen führen würde.

Ein Vergleich der Temperaturen aus der hier analysierten 10-Tage-Messung mit ECMWF-Daten mit einer Auflösung von 1 h zeigte außerdem deutlich, dass es oberhalb von 50 km

5.5. Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse der quasi-kontinuierlichen 10-Tage-Messung

zu enormen Abweichungen beider Datensätze von bis zu 10 K kommt. Die Abweichungen unterhalb davon sind zwar kleiner, dafür aber signifikant wellenförmig ausgeprägt mit einer Periode von 24 h. Das bedeutet, dass Gezeitensignaturen mit ECMWF nicht ausreichend wiedergegeben werden, bzw. eine Modulation von Schwerewellen durch Gezeiten nicht erfasst wird. Insbesondere werden kleinskalige Schwerewellen von ECMWF nicht gut reproduziert, was sich auch in den Unterschieden der Temperaturabweichungen zeigte. Das führt dazu, dass die Gezeitenamplituden in ECMWF überschätzt werden. Das macht deutlich, dass Messungen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung unabdingbar sind, um die Interaktion von Schwerewellen und Gezeiten zu detektieren.

Es wurde auch die Energiedichte der extrahierten Wellen näher untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass Schwerewellen mit verhältnismäßig kleinen Perioden mit zunehmender Höhe stark an Bedeutung gewinnen, so dass sie eine nahezu gleiche Energiedichte aufwiesen wie die Trägheitsschwerewellen in 60 km Höhe. *Cai et al.* (2017) zeigten ebenfalls durch Messungen mit einem Natrium-LiDAR über Logan, Utah (42° N, 112° W), dass Wellen mit Perioden von 3 bis 5 h in der Mesopausenregion dominierend sind. Um die Gezeiten in ihren Daten zu eliminieren, nutzten sie einen zweistufigen Algorithmus. Zunächst wurden die Gezeitenkomponenten mit vorgegebenen Perioden an Mehrtagesmessungen angefitted. Dies geschah innerhalb eines 24 h-Fensters, welches über die Daten verschoben wurde, um die große Tag-zu-Tag-Variabilität zu erfassen. Anschließend wurde daraus der Hintergrund rekonstruiert. Diese Methode ist vergleichbar mit dem hier angewendeten zeitlichen Filter mit einer Grenzperiode von 8 h, mit dem Unterschied, dass *Cai et al.* (2017) sogar die vierteltägige Gezeit mitnehmen. Jedoch ist dazu zu sagen, dass auf diese Weise auch Schwerewellen mit diesen Perioden eliminiert werden.

Außerdem ist die große Kurzzeitvariabilität von Gezeiten aus der hier gezeigten 10-Tage-Messung im Einklang mit anderen Ergebnissen aus LiDAR-Messungen anderer Monate. In *Kopp et al.* (2015) und *Gerding et al.* (2015) wurden bereits ähnliche Studien für Oktober 2011 und September 2014 gezeigt, in denen die Variabilität sogar noch etwas größer war als die hier berechneten 50%. Generell nehmen die Gezeiten zu den Äquinoktien bzw. zum Winter zu (*Kopp et al.*, 2015). Auf die Variation von Schwerewellen und Gezeiten im Jahresverlauf wird in den folgenden Kapiteln näher eingegangen.

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

In den beiden vorherigen Kapiteln wurden Schwerewellen auf kurzen Zeitskalen anhand Messungen mit einer Dauer von einem oder wenigen Tagen untersucht. Dabei zeigte sich unter anderem, dass Schwerewellen mit Perioden von wenigen Stunden im Mai mit zunehmender Höhe an Bedeutung gewinnen können (vgl. Abb. 5.12). Da das RMR-LiDAR in Kühlungsborn seit 2010/2011 in Betrieb ist und der kontinuierliche Messbetrieb seit 2012 gewährleistet ist, ist es möglich, die saisonale Variation von Schwerewellen zu untersuchen. Dabei wurden bis Ende 2016 bereits über 7500 Messstunden gesammelt, wobei für den Jahresgang nur Einzelmessungen mit einer Mindestlänge von 6 h betrachtet werden. Dies galt bisher als Kriterium für Gezeitenuntersuchungen (Kopp, 2017) und wird zunächst beibehalten. Für die Untersuchung der Wellenaktivität in Abhängigkeit von den verwendeten Grenzparametern wird die Mindestlänge jedoch auf 10 h vergrößert. Eine detaillierte Auflistung der Anzahl der Messungen in Abhängigkeit von der Mindestlänge über die Jahre findet sich in Anhang A.

Zur Charakterisierung der Schwerewellen wird die potentielle Energiedichte gemäß Gleichung 2.16 mit der Luftdichte aus dem Modell NRLMSISE-00 (Picone *et al.*, 2002) multipliziert, um so eine Energiedichte pro Volumen zu erhalten. Das hat den Vorteil, dass der exponentielle Anstieg der Temperaturabweichungen mit der Höhe durch den exponentiellen Abfall der Dichte kompensiert wird, unter der Annahme, dass die Ausbreitung der Wellen konservativ stattfindet und es sich um monochromatische Schwerewellen handelt (siehe Kapitel 2.1.1). Im Folgenden wird die potentielle Energiedichte ausgehend von ungefilterten und gefilterten Temperaturabweichungen betrachtet. Es wird gezeigt, inwieweit die saisonale Variation von unterschiedlichen Wellen geprägt ist und welchen Einfluss die Tageszeit auf die Ergebnisse hat. Außerdem wird untersucht, ob die Wahl der Grenzparameter einen Einfluss auf die Ergebnisse hat. Zusätzlich zur Energiedichte wird die saisonale Variation der vertikalen Wellenlängen betrachtet. Am Schluss dieses Kapitels werden die Ergebnisse mit anderen Messungen verglichen und diskutiert.

6.1. Jahresgänge der potentiellen Energiedichte

Zunächst wird eine mittlere potentielle Energiedichte (pro Masse) für jeden verfügbaren Tag zwischen 2012 und 2016 berechnet. Die Tagesmittelwerte der Energiedichte werden dann über den jeweiligen Monat eines Jahres gemittelt. Am Schluss werden die einzelnen Monatsmittelwerte über die verschiedenen Jahre gemittelt. Dies gewährleistet, dass jedes Jahr äquivalent gewichtet wird, auch falls in einem Monat eines Jahres deutlich weniger Messungen zur Verfügung standen. Die so berechnete potentielle Energiedichte pro Masse über die Monate ist für drei verschiedene Höhenbereiche (gemittelt über 5 km) in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Energiedichte wurde jeweils aus ungefilterten, vertikal und zeitlich gefilterten Daten (Abb. 6.1 links, Mitte und rechts) berechnet. Als Grenzparameter für die Filterung werden zunächst die bereits in den vorherigen Kapiteln genutzten Werte von 15 km und 8 h für die vertikale Wellenlänge und die Periode verwendet. Ebenso wurde durch Multiplikation der Energiedichte mit der Luftdichte aus NRLMSISE-00 eine potentielle Energiedichte pro Volumen berechnet. Eine Energiedichte pro Volumen zu betrachten, hat den Vorteil, dass das

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

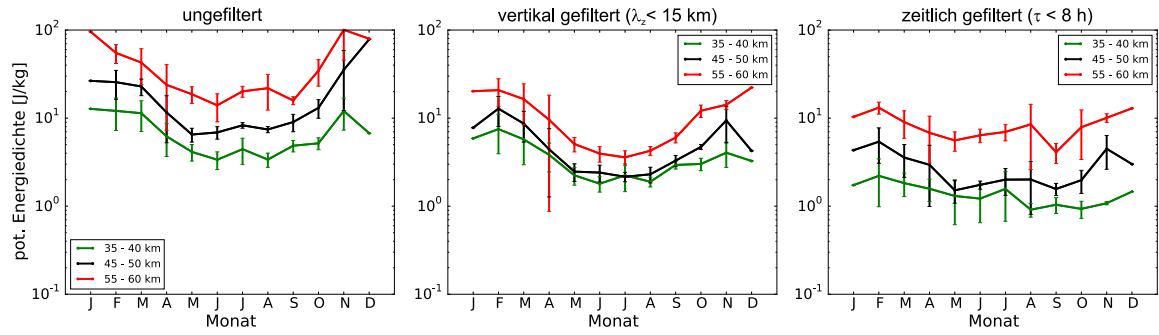


Abbildung 6.1.: Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Masse) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (*links*), vertikal (*Mitte*) und zeitlich gefilterten (*rechts*) Temperaturabweichungen. Die vertikalen Linien geben die Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel wieder.

Wachstum mit der Höhe besser eingeschätzt werden kann und außerdem Dichteänderungen über das Jahr mitberücksichtigt werden. Diese Energiedichte ist analog zur Energiedichte pro Masse in Abbildung 6.2 zu sehen. Unter Verwendung der Daten von 2012 bis einschließlich 2015 wurden die Ergebnisse für den Jahresgang in *Baumgarten et al. (2017a)* veröffentlicht.

Die ungefilterten Daten zeigen ein Sommerminimum in der potentiellen Energiedichte, während sie im Winter maximal wird. Dies ist unabhängig davon, ob die Energiedichte pro Masse oder pro Volumen berechnet wurde. Während die Energiedichte pro Masse mit zunehmender Höhe wächst, nimmt die Energiedichte pro Volumen mit zunehmender Höhe ab. Da beide Energiedichten ansonsten den gleichen Jahresgang zeigen, wird im Folgenden nur noch die Energiedichte pro Volumen betrachtet. Die Abnahme der Energiedichte pro Volumen mit zunehmender Höhe ist im Bereich zwischen 45 und 60 km weniger stark ausgeprägt. Eine Konstanz über die Höhe ist gleichbedeutend mit einer konservativen Wellenausbreitung zu verstehen. Da die ungefilterten Daten sowohl Schwerewellen als auch Gezeiten beinhalten, kann davon ausgegangen werden, dass die saisonale Variation sowohl von Gezeiten als auch Schwerewellen getragen wird.

Für die gefilterten Daten ergibt sich ein etwas anderes Bild. Zunächst fällt auf, dass die Energiedichte sowohl für die vertikal als auch für die zeitlich gefilterten Daten kleiner ist, als aus den ungefilterten Daten berechnet. Die Erklärung dafür ist, dass Teile der Wellen in den Daten entfernt wurden und damit die Gesamtenergie reduziert ist. Betrachten wir zunächst nur die Energiedichte aus den vertikal gefilterten Daten (Abb. 6.2 in der Mitte). Es ist ebenfalls ein klar ausgeprägtes Sommerminimum zu sehen. Insbesondere nimmt die Energiedichte sehr viel stärker mit zunehmender Höhe (zwischen 35 und 50 km) ab als für die ungefilterten Daten. Das deutet darauf hin, dass die Schwerewellen in diesem Höhenbereich stärker gebrochen bzw. gefiltert werden, so dass sie ihre Energie an die Hintergrundatmosphäre übertragen und damit die verbleibende Wellenenergie kleiner ist als zuvor. Eine andere Erklärung ist, dass der Hintergrundwind stark zugenommen haben könnte, so dass die vertikale Wellenlänge der Schwerewellen so groß geworden ist, dass diese Wellen nicht mehr mit dem Filter aufgelöst werden könnten. Um dies zu prüfen, wäre nicht nur die Windinformation notwendig, sondern auch die Phasengeschwindigkeit der Wellen. Insbesondere die Phasengeschwindigkeit der Wellen ist jedoch mit einem LiDAR nicht messbar.

Im Gegensatz dazu zeigt die Energiedichte der zeitlich gefilterten Daten (Abb. 6.2 rechts)

6.1. Jahresgänge der potentiellen Energiedichte

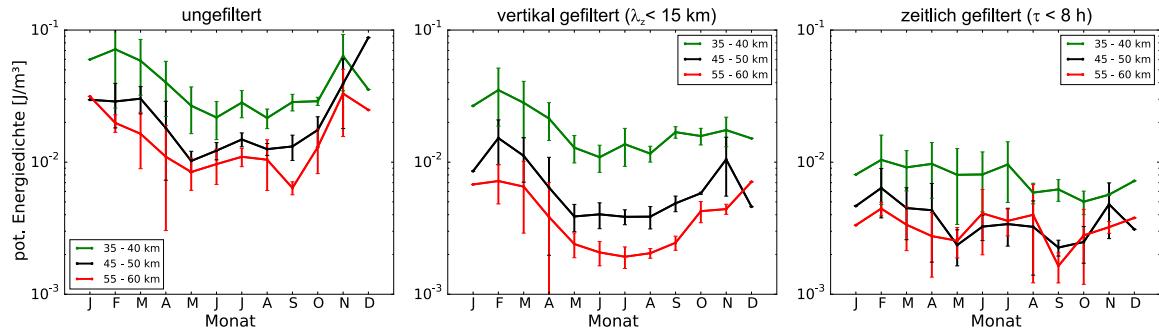


Abbildung 6.2.: Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (*links*), vertikal (*Mitte*) und zeitlich gefilterten (*rechts*) Temperaturabweichungen. Die vertikalen Linien geben die Standardabweichung der einzelnen Monatsmittel wieder.

kaum eine saisonale Variation. Außerdem breiten sich die Wellen ab etwa 45 km Höhe nahezu ungestört weiter aus, so dass die Energiedichte zwischen 45 und 60 km nahezu konstant ist. Zwischen 35 und 45 km Höhe ist auch hier eine Abnahme der Energiedichte zu sehen, die aber weniger stark ausgeprägt ist als bei den vertikal gefilterten Daten.

Eine weitere Besonderheit ist, dass sich eine schwache halbjährliche Variation der Energiedichte oberhalb der Stratopause ausbildet mit Minima im April/Mai und September und Maxima im Sommer und Winter. Insbesondere liegt die Energiedichte im Sommer bei etwa $0,005 \text{ J/m}^3$ zwischen 45 und 60 km. Dies entspricht der Hälfte der Gesamtwellenenergiedichte von $0,01 \text{ J/m}^3$ aus den ungefilterten Daten in einem Höhenbereich von 55-60 km, welche alle Wellen enthalten. Das macht deutlich, dass Wellen mit Perioden kleiner als 8 h einen wesentlichen Anteil (50%) an der Gesamtenergiebilanz der detektierten Wellen tragen. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass vertikal gefilterte Daten hauptsächlich Trägheitsschwerewellen enthalten und nur zu einem kleinen Anteil kürzerperiodische Wellen, während in den zeitlich gefilterten Daten alle Trägheitsschwerewellen und Gezeiten ausgeschlossen wurden. Das lässt den Schluss zu, dass sich Trägheitsschwerewellen ähnlich wie Gezeiten verhalten, während kurzperiodische Schwerewellen beispielsweise im Sommer deutlich leichter bis in die Mesosphäre propagieren können. Um alle Schwerewellen zu untersuchen, müssen sowohl die vertikal als auch die zeitlich gefilterten Daten in Betracht gezogen werden, da beide Filtermethoden jeweils einen gewissen Anteil an Schwerewellen unterdrücken.

6.1.1. Einfluss der Tageszeit auf den Jahresgang

Messungen mit einem tageslichtfähigen LiDAR bieten nicht nur die Möglichkeit und Notwendigkeit zwischen Schwerewellen und Gezeiten zu unterscheiden. Es besteht auch die Chance zu untersuchen, ob die Wellenaktivität mit der Tageszeit variiert. Insbesondere ist ein möglicher Unterschied zwischen Tag und Nacht von Relevanz, da die Anregung von Gezeiten durch die Sonneneinstrahlung bestimmt wird. Außerdem ist ein Vergleich mit anderen LiDARs in mittleren Breiten nur dann möglich, wenn es keinen signifikanten Unterschied macht, ob bei Tag oder bei Nacht gemessen wird. Um diesen Unterschied zu studieren, muss die Dauer einer Nacht in mittleren Breiten über ein Jahr zunächst festgelegt werden. Für Kühlungsborn variiert diese Dauer von 6,75 h (21. Juni) bis zu 16,6 h (21. Dezember), wenn

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

allein die Zeit zwischen Sonnenauf- und Sonnenuntergang betrachtet wird. Dieser Zeitraum verkürzt sich, je nach dem, inwieweit die Dämmerung berücksichtigt wird. Um Unterschieden aufgrund der Messlänge vorzubeugen, wurde daraufhin ein festes Fenster von 8 h zwischen 20 Uhr und 4 Uhr Universalzeit (engl.: „universal time“, Abk.: *UT*) gewählt. Damit wurden alle innerhalb dieses Fensters berücksichtigten Daten (bis auf etwa 1 h morgens im Sommer) zu einer Zeit gemessen, in der auch bereits die bürgerliche Dämmerung enthalten war. Anschließend wurden alle Temperaturdatensätze analog zu den bisherigen Daten gefiltert und die potentielle Energiedichte (pro Volumen) berechnet. Die Anzahl der verwendeten Messungen ist ebenfalls in Anhang A dargelegt. Nach Mittelwertbildung der Einzeldatensätze über die Monate und über die Jahre wurde ein Jahresgang der Wellenaktivität berechnet. Dieser ist sowohl für die ungefilterten, als auch die vertikal und zeitlich gefilterten Daten in Abbildung 6.3 dargestellt. Verglichen mit Abb. 6.2 zeigen sich Unterschiede vor allem im Sommer. Am prägnantesten ist das im Fall der zeitlich gefilterten Daten zu sehen. Wer-

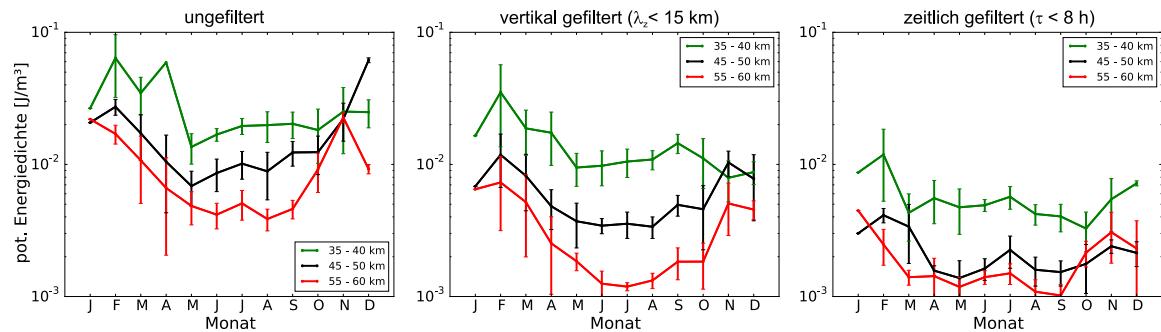


Abbildung 6.3.: Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) für drei verschiedene Höhenbereiche (35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot) berechnet aus ungefilterten (*links*), vertikal (*Mitte*) und zeitlich gefilterten (*rechts*) Nachtdaten.

den ausschließlich Nachtdaten verwendet, ergibt sich nun auch eine jährliche Variation der Energiedichte von Wellen mit Perioden kleiner als 8 h mit einem Sommerminimum. Die Energiedichte dieser Wellen in einer Höhe von 55-60 km entspricht hier nur noch 30% der Energiedichte aus den Gesamttagesdaten. Im Winter hingegen gibt es keinen signifikanten Unterschied. Die Ursache für das Auftreten eines Sommerminimums in den Nachtdaten kann nicht mit Sicherheit bestimmt werden. Jedoch gibt es Hinweise, dass eine Änderung in der Phase der länger-periodischen Wellen, insbesondere der 8- und 12-stündigen Gezeitenkomponenten möglicherweise dazu führt, dass sich die Ausbreitungsbedingungen für Wellen mit Perioden < 8 h ändern.

6.1.2. Einfluss der Grenzparameter

Die bisherigen Untersuchungen zeigten einen deutlichen Unterschied in der saisonalen Variation von Teilen des Schwerewellenspektrums. Daraus ergibt sich direkt die Frage, inwieweit die Wahl der Grenzparameter für den Filter einen Einfluss darauf hat. Um dies zu studieren, wurden die Grenzparameter variiert und analog zu den vorherigen Abschnitten die potentielle Energiedichte berechnet. Die Variation der Grenzparameter wurde dabei durch den abgedeckten Höhenbereich für den vertikalen Filter und durch die Messzeit für den zeitlichen Filter begrenzt. Ähnliche Überlegungen ergaben sich bereits in Kapitel 4.2.1 zur Wahl

6.1. Jahresgänge der potentiellen Energiedichte

der Grenzparameter. Durch vertikale Filterung mit einer Grenzwellenlänge von 15 km ergab sich, dass die verbleibenden Wellen eine vertikale Wellenlänge um 10 km aufweisen, daher wurde die Grenzwellenlänge zwischen 8 und 15 km variiert. Für das Filtern in der Zeit ist die Messdauer von entscheidender Relevanz. Die Mindestdauer einer untersuchten Messung wurde von bisher 6 h auf nun 10 h heraufgesetzt, um die Grenzperiode zwischen 6 und 12 h verändern zu können. Dadurch ändert sich die Anzahl der eingegangenen Messungen, eine Tabelle dazu findet sich im Anhang A. In Abbildung 6.4 ist die Änderung der potentiellen Energiedichte in einer Höhe von 55-60 km in Abhängigkeit von den Grenzparametern bei der Filter für jeweils einen repräsentativen Monat jeder Jahreszeit dargestellt. Auffallend ist, dass die potentielle Energiedichte sowohl mit der Erhöhung der Grenzwellenlänge als auch mit der Erhöhung der Grenzperiode für jeden Monat linear zunimmt. Der jeweilige Anstieg der potentiellen Energiedichte wurde daher mittels linearer Regression bestimmt. Würde es sich um ein reines Schwerewellenspektrum ohne Gezeiten handeln, so könnte aus diesem Anstieg direkt der spektrale Index in Abhängigkeit von der Höhe und der Jahreszeit bestimmt werden. Jedoch wird durch die Variation insbesondere der Grenzperiode auch ein Gezeitenanteil extrahiert, der eine direkte Aussage über den spektralen Index aus dem hier gezeigten Anstieg nicht möglich macht. Eine Zunahme der potentiellen Energiedichte

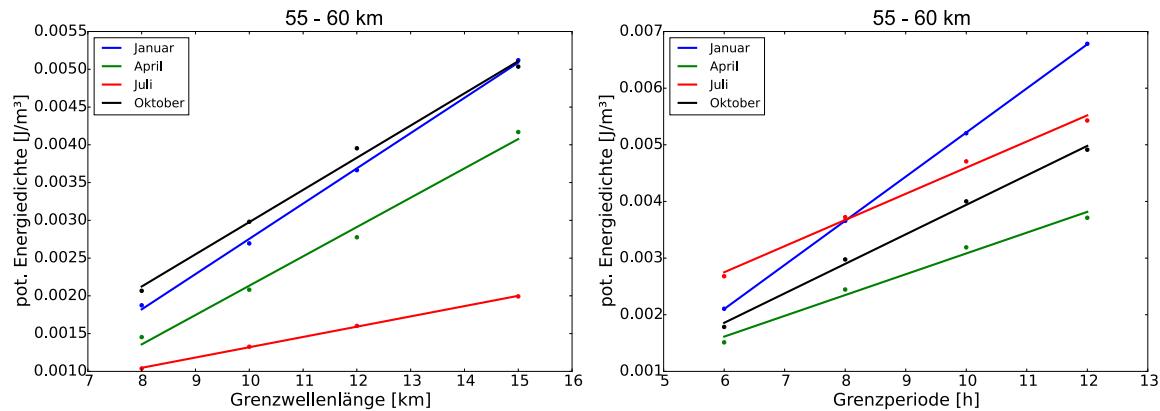


Abbildung 6.4.: Darstellung des Anstieges der potentiellen Energiedichte pro Volumen in Abhängigkeit von den gewählten Grenzparametern für die Monate Januar (blau), April (grün), Juli (rot) und Oktober (schwarz).

ist damit zu erklären, dass mehr Wellen, inklusive Gezeiten, vom jeweiligen Filter zugelassen werden, wenn der Grenzparameter vergrößert wird. Des Weiteren ist ersichtlich, dass die Anstiege, unabhängig von der Filtervariante, sehr vom gewählten Monat abhängen. So treten die größten Unterschiede zwischen den Monaten Januar und Juli auf. Bei zeitlicher Filterung sind die Anstiege tendenziell größer, d.h., die Abhängigkeit von der Grenzperiode (Abb. 6.4 rechts) ist größer im Vergleich zur Abhängigkeit von der Grenzwellenlänge (Abb. 6.4 links). Besonders stark gilt das für die Monate Januar und Juli. Für April und Oktober ist der Anstieg mit der Grenzwellenlänge und auch mit der Grenzperiode vergleichbar.

Betrachten wir nun diesen linearen Anstieg in Abhängigkeit von allen Monaten eines Jahres und auch für andere Höhenbereiche, so ergibt sich eine saisonale Variation dieses Anstieges in Bezug auf die Abhängigkeit von der Grenzwellenlänge und der Grenzperiode. Diese Variation ist in Abbildung 6.5 links für die vertikale Filterung und rechts für die zeitliche Filterung dargestellt. Zunächst ist festzuhalten, dass der Anstieg mit zunehmender Höhe generell abnimmt. Dies ist direkt korreliert mit der Abnahme der potentiellen Energiedich-

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

te pro Volumen mit zunehmender Höhe (vgl. Abb. 6.2). Beispielsweise war die potentielle Energiedichte im Sommer aus zeitlich gefilterten Daten zwischen 45 und 60 km nahezu konstant, was sich in der Konstanz des Anstieges, der etwa bei $0,0005 \text{ J/m}^3/\text{h}$ liegt, ebenfalls widerspiegelt.

Für beide Filterarten gilt, dass der Anstieg im Sommer in einer Höhe zwischen 45 und 60 km kleiner ist als im Winter. Besonders bei der vertikalen Filterung ist der Anstieg im Sommer in einer Höhe von 55-60 km sehr klein im Vergleich zur zeitlichen Filterung. Das ist gleichbedeutend damit, dass die Wellen nahezu unabhängig von der Grenzwellenlänge (die im Bereich von 8 bis 15 km lag) gefiltert wurden. Im folgenden Abschnitt wird über die saisonale Variation der dominierenden vertikalen Wellenlängen auch klar, warum das so ist. Der größere Anstieg im Winter, insbesondere in Abhängigkeit von der Grenzperiode, lässt sich damit erklären, dass es hier einen zunehmenden Gezeitenanteil gibt, da hier auch Wellen mit Perioden bis zur halbtäglichen Gezeit erlaubt werden. Verglichen damit ist der erhöhte Anstieg aus der vertikalen Filterung im Winter tendenziell kleiner und verlagert sich in Richtung Frühjahr. Unter der Annahme, dass Gezeiten größere vertikale Wellenlängen als 15 km aufweisen, dürfte dies kein Gezeiteneffekt sein. Im Höhenbereich von 35-40 km sind die Anstiege

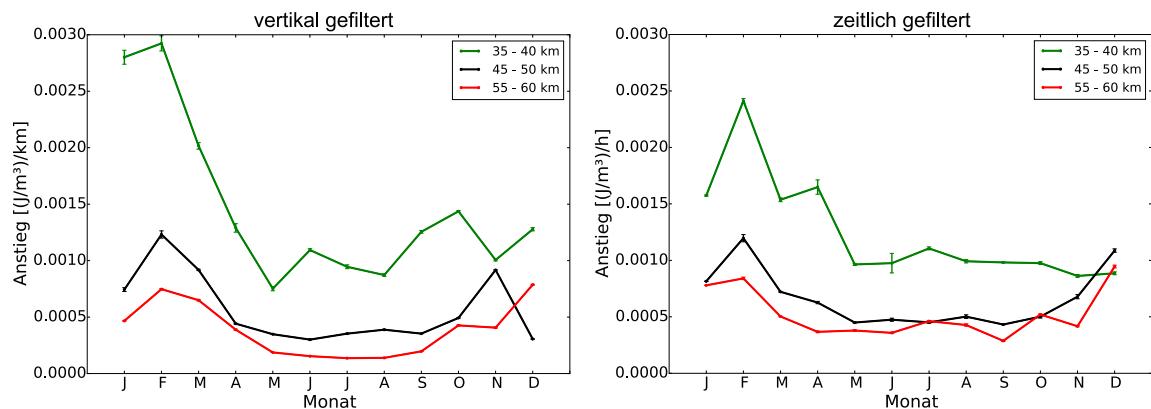


Abbildung 6.5.: Saisonale Variation des Anstieges aus Abbildung 6.4 für verschiedene Höhenbereiche von 35-40 km in grün, 45-50 km in schwarz und 55-60 km in rot.

aus beiden Filterungen jedoch bedeutend größer als in den darüber liegenden Höhen. Außerdem werden die Anstiege, und damit die Abhängigkeit vom Grenzparameter, nur am Ende des Winters und im Frühjahr (Monate Januar bis März) sehr viel größer als in der übrigen Zeit. Insbesondere kommt es zu keinem Anwachsen im Herbst bzw. beginnenden Winter und diese Abhängigkeit bleibt konstant. Dies spricht für einen gleich bleibenden Gezeiteneinfluss bei Variation der Grenzparameter zu dieser Jahreszeit im Vergleich zum Sommer in dieser Höhe. Der starke Anstieg im Frühjahr ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass es zu dieser Jahreszeit häufiger zu einer sogenannten plötzlichen stratosphärischen Erwärmung (engl.: „*sudden stratospheric warming*“, Abk.: *SSW*) kommen kann. Diese wiederum beeinflusst die Temperaturstruktur in der Atmosphäre derart, dass die Stratopausentemperatur innerhalb weniger Tage um mehr als 50 K ansteigen kann, während es in der Mesosphäre zu einer Abkühlung kommt. Eine Erhöhung der Temperatur im Höhenbereich von 35-40 km, was knapp unterhalb der Stratopause liegt, würde demnach zu einer erhöhten Energiedichte führen, die auch im Bereich der Stratopause (45-50 km) noch als erhöhter Anstieg zu verzeichnen ist. Dies hat Einfluss auf die Filterung für Schwerewellen, insbesondere solcher, die größere vertikale Wellenlängen und größere Perioden haben, weshalb sich der Anstieg erhöht.

6.2. Jahresgänge der dominierenden vertikalen Wellenlängen

Zusätzlich zur potentiellen Energiedichte wurden die vertikalen Wellenlängen und ihre Variation über das Jahr untersucht. Dazu wurde gemäß Abschnitt 4.2.2 für jeden verfügbaren Tag ein mittleres Wavelet-Amplitudenspektrum der vertikalen Wellenlängen berechnet und eine dominierende vertikale Wellenlänge in jeder Höhe bestimmt. Zur Untersuchung der saisonalen Variation wurden analog zur Energiedichte zunächst Monatsmittel gebildet um anschließend die Daten über die Jahre von 2012 bis 2016 zu mitteln. Die saisonale Variation ist in Abbildung 6.6 aus den ungefilterten, den vertikal und den zeitlich gefilterten Daten zu sehen. Betrachtet werden nur die dominierenden vertikalen Wellenlängen in den Höhen 45, 50 und 55 km, da für alle anderen Höhen, die näher am Randbereich der Messung liegen und in denen damit der Einfluss des COI zu groß ist, die Auflösung der größtmöglichen vertikalen Wellenlänge reduziert ist. Für die ungefilterten Daten zeigt sich aufgrund der starken Streuung der Werte keine eindeutige saisonale Variation der dominierenden vertikalen Wellenlänge. Die Werte aus 55 km Höhe werden insbesondere im Sommer etwas unterschätzt, da hier die erhöhte solare Einstrahlung dazu führt, dass der abgedeckte Höhenbereich kleiner ist als im Winter. Das hat wiederum zur Folge, dass der COI im Sommer größer wird und so eine vertikale Wellenlänge von 20 km nicht mehr aufgelöst werden kann und damit nicht mehr in die Daten eingeht (vgl. dazu Abbildung 4.6 aus Abschnitt 4.2.2). Die kleinsten dominierenden Wellenlängen liegen bei 12 km im Februar und September, die größten bei ~20 km im November bzw. Dezember. Hier ist anzumerken, dass im Winter nur wenige Messungen vorhanden sind, so dass diese Werte statistisch gesehen nicht aussagekräftig genug sind. Für die vertikal gefilterten Daten variiert die mittlere dominierende vertikale Wellenlänge lediglich zwischen 7 und 11 km. Größere vertikale Wellenlängen als 15 km werden per Konstruktion des Filters ausgeschlossen. Es ist keine saisonale Variation erkennbar. Im Gegensatz dazu zeigen die zeitlichen gefilterten Daten wieder eine stärkere Varianz in der dominierenden vertikalen Wellenlänge mit einer kaum signifikanten halbjährlichen Variation. Betrachten wir nur die Werte in den Höhen 45 und 50 km, so ergeben sich tendenziell zwei

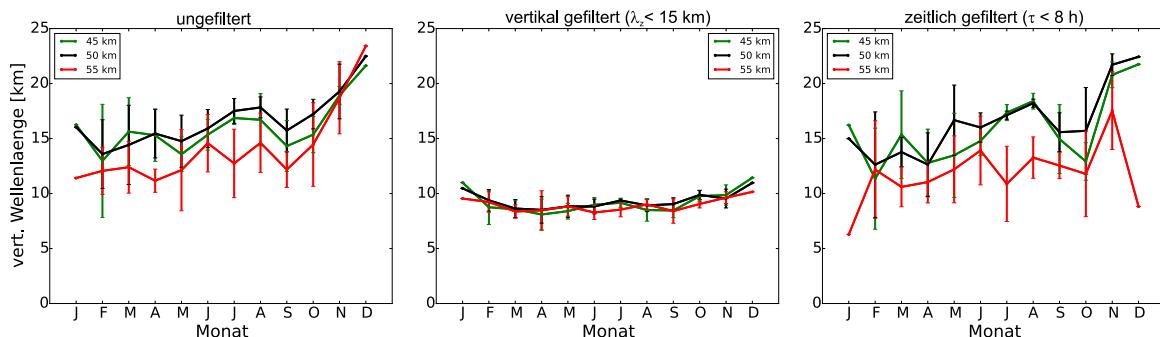


Abbildung 6.6.: Saisonale Variation der dominierenden vertikalen Wellenlänge aus den ungefilterten (*links*), den vertikal (*Mitte*) und den zeitlich gefilterten (*rechts*) Daten in 45 (grün), 50 (schwarz) und 55 km (rot) Höhe.

Minima der vertikalen Wellenlänge von etwa 11 km im April und im Oktober, während eine maximale vertikale Wellenlänge von 17 km im Sommer vorherrscht. Aufgrund der großen Standardabweichung ist besonders das erste Minimum nicht besonders ausgeprägt. Außerdem zeigen sich im Winter große vertikale Wellenlängen von 22 km. Durch die Hinzunahme der Dezemberdaten aus dem Jahr 2016 ergibt sich sogar ein stärker ausgeprägtes Maximum

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

im Winter verglichen mit dem Mittelwert der Daten zwischen 2012 und 2015, wie sie für die Veröffentlichung des Jahresgangs in *Baumgarten et al. (2017a)* verwendet wurden. Generell gilt für die Jahresgänge, dass nach wie vor nur wenige Messungen im Winter zur Verfügung stehen, so dass keine endgültige Aussage über diese Jahreszeit getroffen werden kann.

6.3. Jahr-zu-Jahr-Variation

Bisher haben wir die Jahresgänge als Mittelung über fünf Jahre von 2012 bis einschließlich 2016 betrachtet. Dies ist nur dann möglich, wenn die charakteristischen Merkmale der Schwerewellenaktivität in jedem Jahr ähnlich sind. Um dies zu untersuchen, wurden die Monatsmittel der potentiellen Energiedichte aus den einzelnen Jahren näher analysiert. Wetterbedingt stehen nicht in jedem Jahr in allen Monaten Messungen zur Verfügung. Dennoch kann in den meisten Fällen die Grundaussage überprüft werden. In Abbildung 6.7 ist die saisonale Variation der potentiellen Energiedichte aus ungefilterten (links) und gefilterten Daten (Mitte und rechts) als Monatsmittel für die einzelnen Jahre dargestellt. Grundsätzlich ist eine große Streuung der Werte zu erkennen, die bis zu einer Größenordnung betragen kann, insbesondere ist das beispielsweise im Monat April in den ungefilterten Daten zu sehen. Dennoch ist die dominierende Variation durch ein Sommerminimum und ein Maximum in den Wintermonaten geprägt. Im April der Jahre 2012 und 2016 zeigt die potentielle Energiedichte einen stärkeren Einbruch, der in den übrigen Jahren nicht auftrat. Die starke Schwankung im März/April der potentiellen Energiedichte ist auch aus den vertikal gefilterten Daten zu erkennen, jedoch ist der saisonale Verlauf sehr viel deutlicher durch einen Jahresgang mit einem starken Sommerminimum gekennzeichnet, als dies in den ungefilterten Daten der Fall ist. Die zeitlich gefilterten Daten hingegen zeigen in allen Jahren keine klar zu erkennende

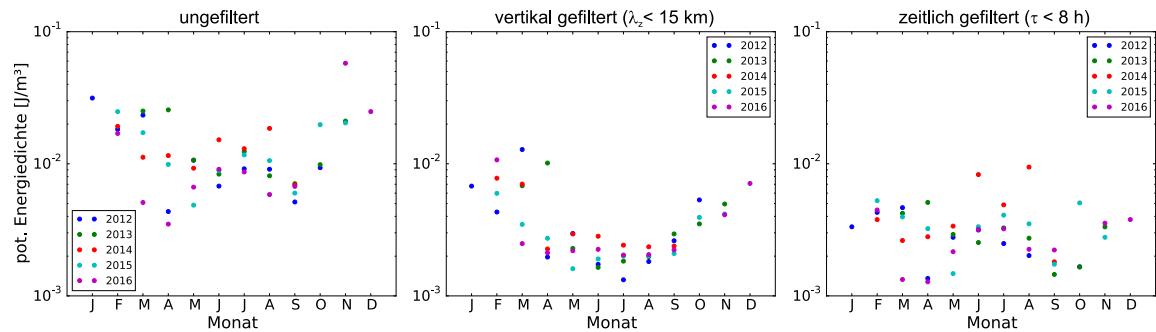


Abbildung 6.7.: Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte (pro Volumen) der einzelnen Jahre 2012 bis 2016 in einer Höhe von 55-60 km für ungefilterte (*links*), vertikal (*Mitte*) und zeitlich gefilterte Daten (*rechts*).

Variation über das Jahr. Tendenziell existieren in einigen Jahren stärkere Einbrüche der Energiedichte im Frühjahr und Herbst. Im Gegenzug dazu gibt es einen leichten Anstieg der Energiedichte im Sommer und Winter, der sich insbesondere im Fehlen kleiner Werte zeigt. Besonders deutlich wird dies im Sommer des Jahres 2014, in dem die Energiedichte auf $0,01 \text{ J/m}^3$ ansteigt im Vergleich zu $0,004 \text{ J/m}^3$ im Jahr 2015. Ganz allgemein lässt sich jedoch sagen, dass das dominierende Verhalten wie das ausgeprägte Sommerminimum der Energiedichte aus vertikal gefilterten Daten und die erhöhte Energiedichte im Sommer aus den zeitlich gefilterten Daten in jedem Jahr ähnlich ist. Aus diesem Grund ist eine Mittelung über die Jahre gerechtfertigt.

6.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion der Jahresgänge

Nach der Entwicklung der Tageslichtfähigkeit des Kühlungsbörner RMR-LiDARs im Jahr 2010 wurde mit der Aufnahme der ersten Messungen begonnen. Nachdem seit 2012 fortwährend, wenn die Wetterbedingungen es erlauben, Sondierungen durchgeführt werden, wurden bis einschließlich 2016 über 7500 h Temperaturdaten in einem Höhenbereich von 30 bis 70 km ausgewertet. Diese tageszeitabhängigen Messungen sind für diesen Höhenbereich in mittleren Breiten einmalig. Es existiert ein weiteres tageslichtfähiges RMR-LiDAR des IAP in polaren Breiten in ALOMAR (69°N , 16°O). Ein Vergleich mit diesem LiDAR wird jedoch nicht vorgenommen aufgrund der sehr unterschiedlichen geografischen Lage der beiden Stationen. Andere nicht tageslichtfähige LiDAR-Instrumente in mittleren Breiten, die sich mit der saisonalen Variation von Schwerewellen befassen, befinden sich beispielsweise in Südfrankreich in der Haute Provence (44°N , 6°O) und Bicarosse (44°N , 1°W), des Weiteren gibt es LiDAR-Instrumente in Wales (52°N , 4°O) oder auch in Ontario, Kanada (44°N , 80°W) und ein weiteres bis 2012 betriebenes RMR-LiDAR am Standort Kühlungsbörn (Wilson *et al.*, 1991b; Mzé *et al.*, 2014; Mitchell *et al.*, 1991; Sica und Argall, 2007; Rauthe *et al.*, 2008). Jedoch unterscheiden nur wenige wirklich zwischen Schwerewellen und Gezeiten. Wenn eine Unterscheidung stattfindet, dann im Sinne einer vertikalen Filterung, da LiDAR-Datensätze meist nur Nachtdaten enthalten und damit zeitlich limitiert sind (z.B. Mzé *et al.*, 2014; Ehard *et al.*, 2015). Andere Vergleichsmöglichkeiten bieten sich durch Satellitenmessungen, Airglow-Messungen oder Radarmessungen. Jedoch unterscheiden sich diese Instrumente in der Regel durch ihre zeitliche Abdeckung und/oder einem von LiDARs unterschiedlichen untersuchten Höhenbereich.

Jahresgänge der potentiellen Energiedichte

Die neu aus den Temperaturdaten des Kühlungsbörner RMR-LiDARs extrahierten Jahresgänge der potentiellen Energiedichte von Schwerewellen zeigten große Unterschiede, je nachdem welcher Teil des Schwerewellenspektrums betrachtet wurde. Ungefilterte Daten, welche Schwerewellen und Gezeiten enthalten, zeigten ein klares Sommerminimum. Bereits Rauthe *et al.* (2008) fanden ein solches Sommerminimum. Sie nutzten Temperaturabweichungen von einem Mittelwert und limitierten die Messlänge der Daten auf 5 h um einen saisonalen Effekt in den Daten zu eliminieren, der aufgrund der unterschiedlich langen Nächte im Winter und Sommer auftritt. Jedoch wurde kein weiterer Gezeitenabzug durchgeführt. Dementsprechend kann nicht ausgeschlossen werden, dass die von Rauthe *et al.* (2008) gefundene jährliche Variation zumindest zum Teil von Gezeitenmoden beeinflusst ist. Für Kühlungsbörn wurden in einer vorangegangenen Arbeit bereits Gezeiten aus den Daten des tageslichtfähigen LiDARs mittels Kompositanalyse (vgl. Abschnitt 3.3.1) extrahiert. In der daraus entstandenen Veröffentlichung von Kopp *et al.* (2015) wurde gezeigt, dass im Mittel Gezeiten eine jährliche Variation zeigen mit einem Sommerminimum und Maxima zur Zeit der Äquinoktien. Jedoch konnte noch keine abschließende Bewertung der Daten in den Wintermonate erfolgen, da für diese Jahreszeit kaum Messungen zur Verfügung standen. Im Verlaufe dieser Arbeit konnte dieser Datensatz erweitert werden (siehe Kapitel 7). Die vertikal gefilterten Daten in dieser Arbeit zeigen ebenso ein stark ausgeprägtes Sommerminimum in der potentiellen Energiedichte. Diese Daten enthalten im Wesentlichen Trägheitsschwerewellen, welche also einen ähnlichen Jahresgang zeigen wie Gezeiten.

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

LiDAR-Daten der oben genannten Stationen in mittleren Breiten zeigen ebenfalls ein Sommerminimum in der Wellenaktivität bis zu einer gewissen Höhe, darüber hinaus wird eine halbjährliche Variation beobachtet mit Minima im April/Mai und September, sowie Maxima im Winter und Sommer (*Wilson et al.*, 1991a,b; *Sica und Argall*, 2007; *Mzé et al.*, 2014). Die Höhe, ab der dieser Übergang zwischen jährlicher und halbjährlicher Variation stattfindet, variiert je nach Datenanalysemethode zwischen 60 und 75 km. Diese halbjährliche Variation stimmt sehr gut mit der in dieser Arbeit gezeigten Variation der potentiellen Energiedichte aus zeitlich gefilterten Daten überein, hier traten ebenso Minima in exakt den gleichen Monaten auf. Außerdem scheint die Variation mit zunehmender Höhe prominenter zu werden. Eine halbjährliche Variation in der Schwerewellenaktivität wird ebenfalls durch andere Instrumente oberhalb von 70 km Höhe beobachtet. *Hoffmann et al.* (2010) zeigten eine solche Variation in der kinetischen Energiedichte aus Windmessungen vom MF-Radar über Juliusruh ($55^{\circ}\text{N}, 13^{\circ}\text{O}$) in einem Höhenbereich von 70 bis 100 km. Auch der von *Wright et al.* (2016) durchgeführte Vergleich von verschiedenen Satellitenmessungen in der Südhemisphäre über Tierra del Fuego und der Drake-Passage ($54^{\circ}\text{S}, 68^{\circ}\text{W}$) zeigte eine halbjährliche Variation in der potentiellen Energiedichte.

Prinzipiell gibt es Übereinstimmungen in den Messungen, wonach eine jährliche und eine halbjährliche Variation der Schwerewellenaktivität auftreten, mit letzterer erst ab einer gewissen Mindesthöhe. Auch Modellrechnungen zeigten das bereits für verschiedene, an die Eigenschaften von Messinstrumenten angepasste Filter (*Alexander*, 1998). Weitere Beobachtungen mittels mehrerer Infrarotspektrometer in der Mesopausenregion von *Wüst et al.* (2016) zeigten, ebenso wie die hier vorliegende Arbeit, dass es beide Variationen simultan gibt, sogar in Höhen oberhalb von 70 km, je nach dem welcher Periodenbereich der Schwerewellen betrachtet wird.

Wie bereits anhand der 10-Tagemessung zu erkennen war, nehmen kürzer-periodische Wellen mit der Höhe an Bedeutung für die Energiebilanz zu (vgl. Kapitel 5.3.1). Im Jahresgang äußert sich das dadurch, dass bereits im Höhenbereich von 55-60 km etwa die Hälfte der gesamten Energiedichte (d.h., ungefilterte Daten) durch Schwerewellen mit Perioden von 4-8 h getragen wird. Ähnlich hohe Werte für Impulsflüsse für kürzer-periodische Schwerewellen wurden mittels des „Advanced Mesosphere Temperature Mappers“ (Abk.: *AMTM*) beobachtet, eines Airglow-Imagers, der die OH-Schicht in der Mesopausenregion untersucht (*Fritts et al.*, 2014). Im Abschnitt 2.2 wurden theoretische Betrachtungen zum Einfluss des Windes auf die Schwerewellenausbreitung geschildert. Demnach würden sich im Sommer weniger Schwerewellen vertikal ausbreiten. Betrachten wir die Jahrestypen aus ungefilterten und vertikal gefilterten Daten, so ist dies im Einklang dazu. Das gilt jedoch nicht für Schwerewellen mit Perioden <8 h, wie sie durch zeitliche Filterung extrahiert werden. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass diese Schwerewellen eine größere Phasengeschwindigkeit haben, so dass sie trotz des Hintergrundwindes in die Mesosphäre propagieren können. Allein aus einer LiDAR-Messung lässt sich das nicht beweisen. Die Zunahme des Einflusses von kürzer-periodischen Wellen mit zunehmender Höhe zeigt jedoch die Bedeutung dieser Wellen für das Verständnis vom Einfluss der Schwerewellen auf die atmosphärischen Prozesse.

Auswirkungen des Tag-/Nachtunterschiedes und der Wahl der Grenzparameter in den Datensätzen

Für einen Vergleich mit Messungen anderer LiDAR-Instrumente muss auch berücksichtigt werden, dass die meisten LiDARs nicht tageslichtfähig sind. Daher wurde in dieser Arbeit der Einfluss der Tageszeit auf die Ergebnisse näher untersucht. Insbesondere war dabei der

6.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion der Jahresgänge

Tag-/Nachtunterschied von Bedeutung. Es zeigte sich, dass es einen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse hat, wenn Messungen nur bei Dunkelheit stattfinden. Die Energiedichte der kürzer-periodischen Wellen aus Nachtdaten ist im Sommer um 70% kleiner als aus Ganztagesdaten. Demnach zeigten sogar diese kürzer-periodischen Wellen keine halbjährliche Variation mehr, sondern eine jährliche Modulation der potentiellen Energiedichte, auch wenn sie im Vergleich zu ungefilterten Daten weniger stark ausgeprägt ist. Das bedeutet, dass ein nur nachts messendes LiDAR-Instrument unabhängig von einer Gezeiten-Filterung kaum einen Halbjahresgang in der Schwerewellenaktivität detektieren kann, allenfalls in einer großen Höhe. Dies gilt zumindest dann, wenn es sich um ähnliche Quellen für Schwerewellen handelt, wie sie für den Standort Kühlungsborn vorliegen. Da hier Schwerewellen im Wesentlichen durch Konvektion angeregt werden und nicht durch die Strömung über Berge, kann über andere Standorte nicht pauschal geurteilt werden. Möglicherweise detektierten *Wilson et al.* (1991b) und *Mzé et al.* (2014) einen Halbjahresgang auch deswegen, weil hier die Pyrenäen und die Alpen andere Schwerewellen generieren als dies in Kühlungsborn der Fall ist.

Einen Grund für diesen gravierenden Unterschied in der Energiedichte in den Ganztages- und Nachtdaten könnten Gezeiten liefern. *Kopp et al.* (2015) zeigten, dass es eine kleine Phasenverschiebung der halbtäglichen Gezeit in der sommerlichen Stratopausenregion für Kühlungsborn gibt. Dies würde die Filterung von Schwerewellen beeinflussen, möglicherweise so, dass weniger vertikal nach oben propagieren können. *Jacobi* (2012) beobachtete sogar eine noch stärkere Phasenverschiebung in mesosphärischen Winden aus Meteorradarmessungen über Collm (51°N, 13°O). Die mögliche Variation der Filterbedingungen für kürzer-periodische Schwerewellen zeigt, wie wichtig Messungen sind, die unabhängig von der Tageszeit durchgeführt werden können und damit auch Gezeiten detektieren können.

Um den Einfluss der Gezeitenfilterung in der Datenanalyse zu untersuchen, wurden die Grenzparameter des verwendeten Butterworth-Filters variiert. Dabei zeigte sich, dass eine Variation der Grenzwellenlänge im Bereich von 8-15 km einen generell kleineren Einfluss hat, als die Änderung der Grenzperiode zwischen 6 und 12 h. Die Erklärung liegt darin, dass es einen zunehmenden Wellenanteil in beiden Filterungen gibt, der besonders in der zeitlichen Filterung auffällt. Für diese Art der Filterung liegt der Grund vor allem in Gezeiten, da hier auch die dritteltägige und halbtägige Gezeit zugelassen werden. Der Effekt ist besonders in den Wintermonaten zu sehen, was diese These unterstützt, da hier die Gezeiten stärker ausgeprägt sind. Da die vertikale Filterung hauptsächlich Trägheitsschwerewellen extrahiert, und diese sich im Jahresgang ähnlich verhalten wie Gezeiten, ist auch hier der Anstieg in den Wintermonaten größer als im Sommer. Jedoch kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass nicht auch Teile von Gezeiten in den Daten enthalten sind, da es theoretisch auch Gezeitenmoden gibt, die Wellenlängen von weniger als 15 km aufweisen können. Die nicht so starke Änderung mit der Grenzwellenlänge kann auch damit begründet werden, dass generell die dominierenden vertikalen Wellenlängen nur zwischen 7 und 11 km variieren (siehe Abb. 6.6 in der Mitte).

Jahresgänge der dominierenden vertikalen Wellenlänge

Zusätzlich zur Schwerewellenaktivität in der potentiellen Energiedichte wurde in dieser Arbeit auch die saisonale Variation der dominierenden vertikalen Wellenlänge analysiert. Dabei zeigte sich kaum eine saisonale Abhängigkeit in den ungefilterten und vertikal gefilterten Daten. Allenfalls lässt sich in den zeitlich gefilterten Daten eine schwache halbjährliche Variation erkennen. Für die ungefilterten Daten ist das sehr gut vergleichbar mit den Berechnungen von *Rauthe et al.* (2008), die ebenfalls keine saisonale Variation feststellen konnten.

6. Jahresgang der Schwerewellenaktivität

Die Analyse von *Rauthe et al.* (2008) basierte ebenso wie in dieser Arbeit auf der Mitteilung der Wavelet-Amplitudenspektren für die vertikale Wellenlänge für jeden verfügbaren Messtag. Anschließend wurde daraus eine dominierende vertikale Wellenlänge bestimmt. Ein wesentlicher Unterschied in den Messungen besteht darin, dass die in dieser Arbeit verwendeten Messungen einen kleineren Höhenbereich abdecken und damit eine kleinere maximal auflösbare vertikale Wellenlänge detektiert werden kann, was sich als Nachteil in dieser Arbeit erwies. Dennoch liegen die von *Rauthe et al.* (2008) gefundenen Werte der vertikalen Wellenlängen in der gleichen Größenordnung um etwa 20 km, wie sie in dieser Arbeit für ungefilterte Daten gefunden wurden. Aus den Satellitenmessungen über Tierra del Fuego und der Drake-Passage wurden nicht nur potentielle Energiedichten von Schwerewellen berechnet, sondern auch vertikale Wellenlängen (*Wright et al.*, 2016). Dabei zeigte sich, dass die extrahierten vertikalen Wellenlängen stark zwischen 8 und 15 km in einem Höhenbereich von 25 bis 85 km variieren. Der Wertebereich der vertikalen Wellenlängen ist in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der vertikalen Filterung in dieser Arbeit, jedoch zeigten diese keine saisonale Variation. Die bei *Wright et al.* (2016) beobachteten Minima in der vertikalen Wellenlänge im April/Mai und September sind korreliert mit den Minima der potentiellen Energiedichte ab 70 km Höhe aus den Satellitendaten, jedoch nicht darunter. Das Auftreten der Minima liegt jedoch genau in jenen Monaten, in denen die dominierende vertikale Wellenlänge aus der zeitlichen Filterung einen schwachen Einbruch zeigt. Das heißt, die extrahierten Schwerewellen sind ähnlich.

Zusammenfassung

- Es zeigten sich essenzielle Unterschiede in der Schwerewellenaktivität über das Jahr, je nach betrachtetem Teil des Spektrums. Im Wesentlichen zeigen ungefilterte LiDAR-Daten eine Überlagerung sowohl kürzer- als auch länger-periodischer Schwerewellen zusammen mit Gezeiten.
- Um Schwerewellen gesondert zu betrachten, genügt es nicht die Daten nur hinsichtlich der vertikalen Wellenlänge zu filtern. Unter Zuhilfenahme der zeitlichen Filterung entstanden neue Erkenntnisse bezüglich der vertikalen Ausbreitung von Schwerewellen. Kürzer-periodische Schwerewellen aus der zeitlichen Filterung breiten sich im Sommer besser aus als Trägheitsschwerewellen.
- Außerdem zeigen kürzer-periodische Schwerewellen im Sommer eine um 70% schwächere Ausbreitung, wenn nur Nachtdaten verwendet werden. Damit lassen sich Unterschiede in der beobachteten Schwerewellenaktivität aus anderen Messungen erklären.
- Die potentielle Energiedichte zeigte eine lineare Abhängigkeit von den Grenzparametern der verwendeten Filter. Diese ist stärker für die Wintermonate ausgeprägt, was für die zeitlich gefilterten Daten auf eine stärkere Gezeitenaktivität zurückzuführen ist.
- Die dominierende vertikale Wellenlänge aus ungefilterten Daten variiert stark über das Jahr im Rahmen der maximal auflösbaren Wellenlängen bis 22 km. Sie zeigen jedoch kaum eine saisonale Abhängigkeit.

Durch die Kombination der Ergebnisse aus vertikaler und zeitlicher Filterung konnte ein plausibles Gesamtbild der Schwerewellen abgeleitet werden, das es auch ermöglicht im Umkehrschluss Gezeiteninformationen abzuleiten. Um Gezeiten soll es daher im folgenden Kapitel gehen. Abschließend zu diesem Kapitel lässt sich sagen, dass es entscheidend von Vorteil ist tageslichtunabhängige Messungen durchführen zu können.

7. Jahresgang der Gezeiten

Nachdem im vorherigen Kapitel die saisonale Variation von Schwerewellen betrachtet wurde, stehen nun Gezeiten im Vordergrund, da das Verständnis auch vom jeweiligen anderen Wellenphänomen abhängt. Zunächst wird für die Gezeitenanalyse die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Kompositanalyse verwendet, um mittlere Amplituden und Phasen der Gezeiten aus den Daten der Jahre 2012 bis 2016 zu berechnen. Diese Verfahrensweise wurde bereits von *Kopp (2017)* angewendet, um mittlere Gezeitenstrukturen in den Jahren 2010 bis 2013 zu analysieren. Nun stehen jedoch erstens wesentlich mehr Daten insbesondere im Winter zur Verfügung, und zweitens wurden in dieser Arbeit Temperaturdaten bereits ab einer Höhe von 30 km verwendet. Diese beiden Umstände stellen eine wesentliche Verbesserung dar. Anschließend an die Jahresgänge wird die Jahr-zu-Jahr-Variabilität für einen einzelnen Monat untersucht. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden die Ergebnisse für die saisonale Variation der potentiellen Energiedichte aus der Kompositanalyse mit den Ergebnissen anhand der Filterung mit dem Butterworth-Filter verglichen. Am Schluss dieses Kapitels werden die gezeigten Ergebnisse mit anderen Daten verglichen und diskutiert.

7.1. Wachstum der Gezeitenamplituden mit der Höhe

Im diesem Abschnitt werden die Amplituden der ganz-, halb- und dritteltägigen Gezeit (24, 12, 8 h Periode) im Jahresverlauf mit zunehmender Höhe betrachtet. Dazu wurden mithilfe der Kompositanalyse Monatsmittel der Amplituden und Phasen der Gezeitenkomponenten berechnet. Das bedeutet, dass alle verfügbaren Datensätze eines Monats mit der Mindestdauer von 6 h unabhängig vom Jahr überlagert wurden. Anschließend wurde in jeder Höhe eine harmonische Analyse gemäß Gleichung 3.5 durchgeführt. Die daraus berechneten Amplituden wurden über 5 km gemittelt. Der saisonale Verlauf der Amplituden der verschiedenen Gezeitenkomponenten ist in Abbildung 7.1 für verschiedene Höhenbereiche dargestellt. Es stehen in jeder dargestellten Höhe für jeden Monat genügend Daten zur Verfügung, um einen kompletten Jahresgang der Amplituden zu berechnen. Im Folgenden werden die einzelnen Höhenbereiche separat betrachtet.

Unterhalb der Stratopause (35-40 km) werden die Amplituden aller Gezeitenkomponenten im Verlauf des Jahres nicht größer als 1 K. Die stärkste Komponente ist die ganztägige Gezeit. Sie erreicht Amplituden von 1 K am Beginn des Jahres und im Oktober. Die halbtägige Gezeit ist im Herbst und Winter (September bis Februar) ähnlich stark ausgeprägt wie die ganztägige Komponente, jedoch in den restlichen Monaten wesentlich geringer. Hier ist eine jährliche Variation mit einem Minimum im Mai/Juni und einem Maximum im Winter zu erkennen, dies gilt nicht für die ganztägige Komponente. Die dritteltägige Komponente ist nur schwach ausgeprägt mit Amplituden $<0,5$ K. Einzig in den Monaten November bis Dezember zeigt sie einen Anstieg in den Amplituden, der den anderen Gezeitenkomponenten nahe kommt. Im Bereich um die Stratopause (zwischen 40 und 55 km) steigen zum Teil die Amplituden der verschiedenen Gezeitenkomponenten. Insbesondere die 24-stündige Gezeit zeigt einen starken Zuwachs der Amplituden über das gesamte Jahr, so dass die Amplituden zwischen 1,5 und 2 K variieren. Im Dezember steigt die Amplitude sogar sprunghaft

7. Jahressgang der Gezeiten

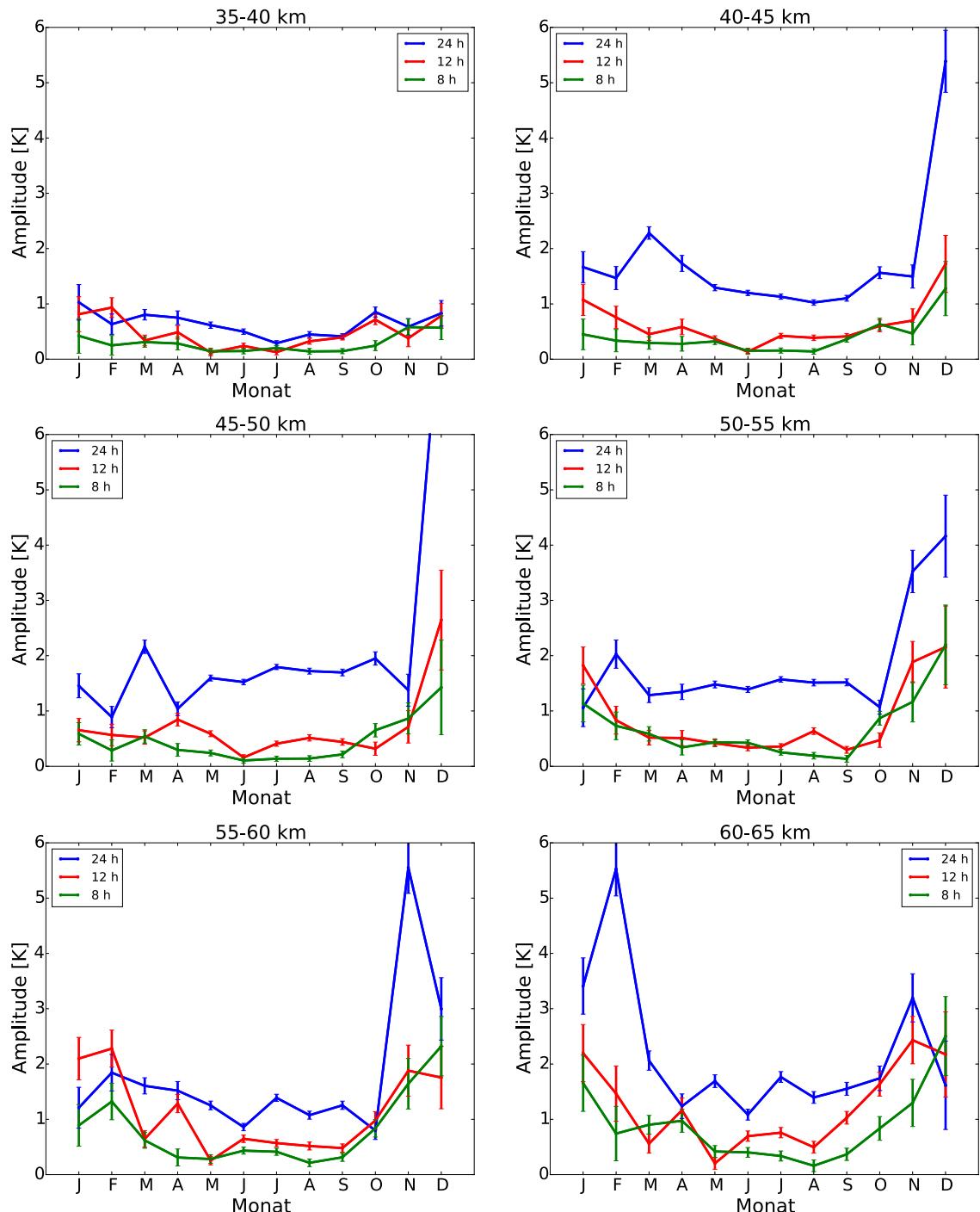


Abbildung 7.1.: Mittlere saisonale Variation der Amplituden der ganz- (blau), halb- (rot) und dritteltägigen (grün) Gezeit in verschiedenen Höhenbereichen von 35-40 km bis zu 60-65 km aus der Analyse der Temperaturdaten der Jahre 2012 bis 2016.

auf etwa 8 K (in einer Höhe von 45-50 km) an. Der saisonale Verlauf der 24 h-Gezeit ist in diesem Höhenbereich nahezu konstant, bis auf den starken Anstieg im Dezember. Einzig im Monat März gibt es einen leichten Anstieg der Amplitude um etwa 0,5 K im Vergleich zu den Sommermonaten in einem Höhenbereich von 40 bis 50 km. Dieser minimale Anstieg im März verschwindet oberhalb von 50 km wieder. Dieses Phänomen wird in Abschnitt 7.2 in der Jahr-zu-Jahr-Variation näher betrachtet. Für die 12- und die 8-stündige Gezeit unterscheidet sich der saisonale Verlauf nur unmerklich zum Verlauf in 35-40 km Höhe, lediglich die Amplituden im Dezember nehmen auf ca. 2 K für beide Komponenten zu, damit ist eine jährliche Variation dieser Gezeitenkomponenten noch ausgeprägter.

Oberhalb der Stratopause in einem Höhenbereich von 55-60 km verändert sich das Gezeitenbild merklich. Während bisher die 24-stündige Gezeit die dominierende Rolle in allen Monaten übernahm, so wird sie zumindest im Januar und Februar durch die 12-stündige Gezeit abgelöst. Insgesamt nimmt die Amplitude der 24-stündigen Gezeit in ihrem konstanten Verlauf zwischen Januar und Oktober tendenziell ab, während die anderen Komponenten an Bedeutung gewinnen. Dies wird besonders deutlich in den Wintermonaten. Diese Komponenten zeigen damit auch eine stärkere jährliche Variation. Die 24-stündige Gezeit weist diese Variation jedoch nicht auf.

Ab einer Höhe von 60 km hingegen steigen die Amplituden der 24 h-igen Gezeit auch am Jahresbeginn an, so dass eine jährliche Variation auch in dieser Komponente beobachtet wird. Die beiden anderen Gezeitenkomponenten weisen unverändert ebenso eine jährliche Variation mit einem Sommerminimum und einem Wintermaximum auf.

7.2. Jahr-zu-Jahr-Vergleich

Im saisonalen Verlauf der Gezeitenamplituden zeigte sich ein schwaches Maximum der ganztägigen Gezeit im Monat März, welches nur in einem gewissen Höhenbereich auftrat. Da das saisonale Verhalten der Gezeitenamplituden jedoch nur eine Mittelung über die Jahre darstellt, wird in diesem Abschnitt die Jahr-zu-Jahr-Variabilität explizit für den Monat März betrachtet. Die Amplituden der einzelnen Gezeitenkomponenten für März in den Jahren 2012 bis 2016 sind in Abbildung 7.2 in Abhängigkeit von der Höhe zu sehen. In jedem Jahr gingen zwischen 6 und 11 Einzelmessungen ein, die verteilt über den gesamten Monat aufgenommen wurden. Eine Auflistung der Anzahl der Messungen und der Gesamtmeßdauer im März für die verschiedenen Jahre findet sich in Tabelle 7.1.

Aufgrund der Energieerhaltung und der exponentiellen Abnahme der Luftdichte mit zunehmender Höhe wäre ein exponentielles Anwachsen der Gezeitenamplituden theoretisch mit $e^{\frac{z}{2H}}$ möglich. Dies wird aber durchgängig über die Höhe kaum beobachtet. Stattdessen kommt es immer wieder zu Einbrüchen der Amplituden in bestimmten Höhen, wo hingegen in anderen Höhen ein Maximum der verschiedenen Gezeitenkomponenten erreicht werden kann. Am auffälligsten ist das für die ganztägige Gezeit zu sehen. In den Jahren 2012 bis 2014 zeigt sich ein Maximum dieser Gezeitenkomponente zentriert um eine Höhe von 45 km von ~4,5 K. Während die Halbwertsbreite dieses Maximums in den Jahren 2012/2013 etwa 8 km beträgt, ist diese im Jahr 2014 reduziert und liegt nur noch bei 5 km. Zusätzlich dazu tritt in den Jahren 2012 und 2013 ein weiteres Maximum der ganztägigen Gezeit in einer Höhe von 55 km auf. Insbesondere im Jahr 2013 ist das zweite Maximum ebenso stark wie das Hauptmaximum um 45 km, bei einer Halbwertsbreite von 6 km. Dafür bricht die Amplitude oberhalb des zweiten Maximums (in 62 km Höhe) auf etwa 1 K ein. Dieser Einbruch ist sehr viel stärker als im März 2012, in welchem die Amplitude lediglich auf 2,5 K zurückging.

7. Jahresgang der Gezeiten

Tabelle 7.1.: Anzahl der Messungen im März mit einer Mindestlänge von 6 h für jedes Jahr und die dazu gehörige Messdauer

Jahr	Anzahl der Messungen	Messdauer in [h]
2012	11	159,4
2013	8	118,6
2014	7	124,9
2015	6	87,3
2016	7	85

Im März 2014 ist ein solches zweites Maximum nicht vorhanden. Dort steigt die Amplitude oberhalb von 50 km nur noch langsam an. In den Folgejahren hingegen verändert sich das gravierend. Während die ganztägige Gezeit bisher unterhalb von 55 km die dominierende Gezeitenkomponente darstellte, nimmt die mittlere Amplitude dieser im März 2015 stark ab und erreicht nur noch Werte um 1,5 K in diesem Höhenbereich. Erst mit zunehmender Höhe gewinnt die ganztägige Gezeit an Kraft und erreicht ein schwach ausgeprägtes Maximum mit einer Amplitude von 2,5 K in 55 km, dicht gefolgt von einem weiteren Maximum in einer Höhe zwischen 60 und 65 km. Dort wird eine Amplitude von 6 K erreicht. Das Jahr 2016 ergibt nochmals ein etwas verändertes Bild der ganztägigen Gezeit im Vergleich zu den vorherigen Jahren. So wächst die Amplitude gemächlich mit zunehmender Höhe an und erreicht einen Maximalwert von etwa 3,5 K in einer Höhe von 52 km. Dieses Maximum erstreckt sich über einen großen Höhenbereich von 38 bis 62 km und ist damit nicht so scharf begrenzt wie in den Jahren 2012 bis 2014. Oberhalb von 62 km wird nur noch eine geringe Amplitude von unter 1 K erreicht. Erst ab einer Höhe von 70 km wächst diese wieder an. Die Amplituden im Höhenbereich oberhalb von 75 km können, aufgrund eines unzureichenden SNR, jedoch nicht mehr in Betracht gezogen werden.

Im Vergleich zur ganztägigen Gezeit zeigen die beiden anderen Gezeitenkomponenten in der Regel kleinere Amplituden. Auch das Wachstum mit der Höhe ist für beide Komponenten meist wenig ausgeprägt und nahezu konstant. Für die halbtägige Gezeit gibt es im März jedoch durchaus eine Jahr-zu-Jahr-Variation. Insbesondere das Jahr 2013 ist hier hervorzuheben. Oberhalb von 50 km treten große Amplituden dieser Gezeit verteilt auf zwei Maxima (in 57 und 65 km) auf, die ebenso wie die ganztägige Gezeit eine Amplitude von 4 bis 4,5 K erreichen. Der starke Einbruch in einer Höhe von 62 km ist auch für die halbtägige Gezeit vorhanden, so dass in dieser Höhe eine starke Filterung oder Brechung auftreten muss. Abgesehen vom März 2013 gibt es noch ein weiteres (schwächer ausgeprägtes) Maximum der halbtägigen Gezeit, welches im März 2015 in einer Höhe zwischen 40 und 45 km eine Amplitude von 2 K erreicht. Dies ist deshalb bemerkenswert, weil es genau in der Höhe auftritt, in der in den übrigen Jahren die ganztägige Gezeit ein Maximum aufwies. Das weist darauf hin, dass durch das Fehlen der ganztägigen Gezeit erst diese verstärkte Ausbreitung der halbtägigen Gezeit stattfinden kann.

Allgemein lässt sich sagen, dass die halbtägige Gezeit eher schwach ausgeprägt ist, wenn die ganztägige Gezeit sehr starke Amplituden zeigt. Die dritteltägige Gezeit verhält sich im Mittel ganz ähnlich zur halbtägigen. Beide korrelieren gut mit zunehmender Höhe. Außerdem zeigt die dritteltägige Gezeit im März 2015 ebenso einen Anstieg in der Amplitude genau dort, wo die halbtägige ein Maximum zeigt. Jedoch gibt es auch kleinere Unterschiede, beispielsweise im März 2013 in einer Höhe von 50 bis 70 km. Hier zeigt die dritteltägige Gezeit keine so charakteristischen Maxima wie die halbtägige.

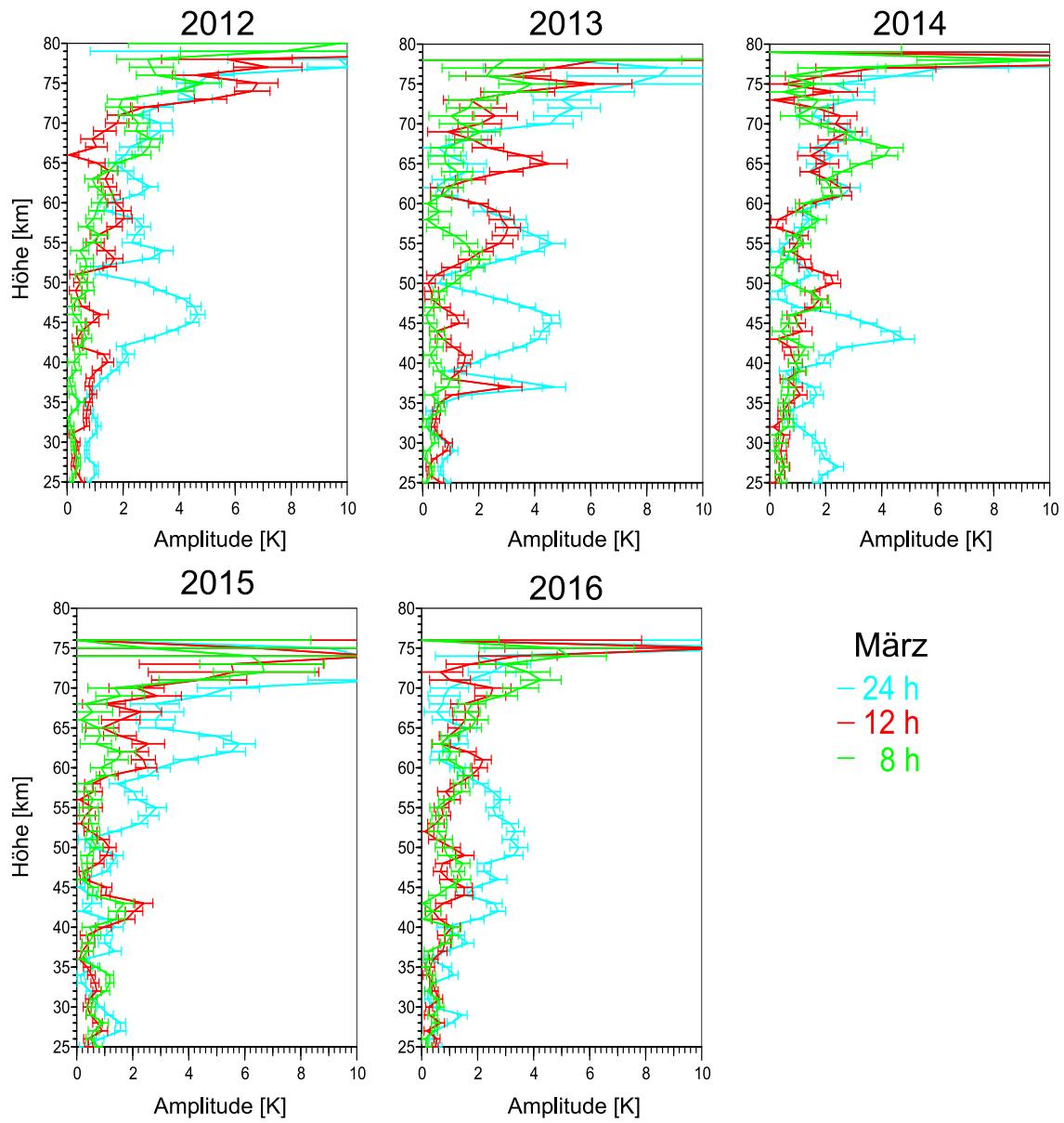


Abbildung 7.2.: Höhenverlauf der Amplituden der Gezeitenkomponenten im März der Jahre 2012 bis 2016.

7.3. Jahresgang der Energiedichte von Gezeiten

Nachdem in den vorherigen Abschnitten die Amplituden der drei Gezeitenkomponenten im saisonalen Verlauf und in Bezug auf eine Jahr-zu-Jahr-Variation im Monat März untersucht wurden, wird nun die saisonale Variation der potentiellen Energiedichte der Gezeiten analysiert. Dies ermöglicht es erstens direkt einen Bezug der Gezeitenaktivität zu der Schwerwellenaktivität herzustellen, welche in Kapitel 6 gezeigt ist. Dazu wird zunächst anhand der mittleren Temperaturabweichungen, die durch harmonische Analyse als Komposit der Daten in einem Monat berechnet wurden, ein Monatsmittel der potentiellen Energiedichte (hier pro Masse) bestimmt. Diese potentielle Energiedichte wird anschließend über 5 km gemittelt, um ein vergleichbares Ergebnis zu erhalten wie in der Schwerwellenanalyse.

Zweitens dienen die Ergebnisse aus der Kompositanalyse als unabhängige Gezeitenberechnung. Denn anhand der Ergebnisse für die vertikale und zeitliche Filterung der Daten (siehe Kapitel 4.2 und 4.3) wurde klar, dass nahezu alle Gezeitenkomponenten in den Daten unterdrückt wurden und gleichzeitig beide gefilterten Daten nicht die gleichen Schwerwellensignaturen zeigen. Das heißt, dass daraus umgekehrt auch Gezeiten extrahiert werden können, welche mit der Kompositanalyse direkt verglichen werden können. Die potentielle Energiedichte der Gezeiten aus der Filterung wurde also durch Subtraktion der potentiellen Energiedichte aus ungefilterten und gefilterten Daten für Schwerwellen (der Summe aus vertikal und zeitlich gefilterten Daten) berechnet. Ungefilterte Daten enthalten dabei eine Superposition verschiedenster Wellen, von Schwerwellen bis hin zu Gezeiten, während die Summe der gefilterten Daten verschiedene Schwerwellen enthält, vornehmlich Trägheitsschwerwellen und kürzer-periodische Schwerwellen. Die Differenz beider Größen enthält somit nur Gezeiten mit einem zusätzlichen Schwerwellenanteil, der von beiden Filtern möglicherweise nicht erfasst wurde. Die so berechnete potentielle Energiedichte pro Masse für Gezeiten ist im Vergleich zum Ergebnis aus der Kompositanalyse in Abbildung 7.3 für drei verschiedene Höhenbereiche dargestellt. Betrachten wir zunächst den saisonalen Verlauf der Energiedichte aus der Kompositanalyse (Abb. 7.3 links). Zunächst ist ersichtlich, dass die potentielle

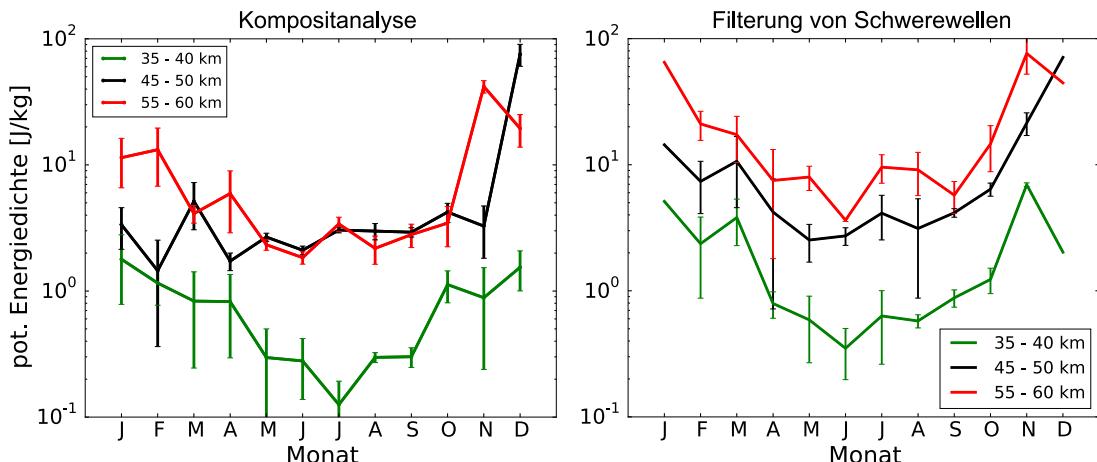


Abbildung 7.3.: Saisonale Variation der potentiellen Energiedichte der Gezeiten aus der Kompositanalyse (*links*) und durch Filterung von Schwerewellen (*rechts*).

Energiedichte in einem Höhenbereich von 35 bis 60 km um etwa eine Größenordnung zunimmt. Die Energiedichte zeigt zwischen 35 und 40 km sowie zwischen 55 und 60 km einen

7.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion des Jahresganges von Gezeiten

klaren Jahresgang mit einem ausgeprägtem Sommerminimum und einem Wintermaximum. Dies war bereits anhand der Amplituden der einzelnen Komponenten zu sehen. Der Unterschied zwischen beiden Extrema liegt bei einer Größenordnung, beispielsweise steigt die Energiedichte in einer Höhe von 35-40 km von 0,15 J/kg im Sommer auf 2 J/kg im Winter an. Für den Höhenbereich zwischen 45 und 50 km ist kein klarer Jahresgang zu sehen. Die potentielle Energiedichte ist nahezu konstant über das Jahr, mit der Ausnahme des Anstieges im Dezember. Es ist zusätzlich ein minimaler Anstieg der Energiedichte im Monat März zu verzeichnen. In diesem Höhenbereich ist die ganztägige Gezeit stark dominierend. Sie prägt daher auch das gesamte jahreszeitliche Verhalten der Gezeiten. Da in zunehmender Höhe die ganztägige Gezeit konstant ist bzw. sogar etwas schwächer wird und die halb- bzw. dritteltägige Gezeit nur in den Wintermonaten zunehmen, steigt die Energiedichte im Höhenbereich von 55-60 km nur in den Wintermonaten an und bleibt in den Sommermonaten konstant gegenüber der Energiedichte im Höhenbereich von 45-50 km.

Andererseits lässt sich, wie bereits beschrieben, die potentielle Energiedichte auch aus der Differenz von ungefilterten und gefilterten Daten (vgl. Kapitel 6.1) berechnen. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.3 rechts zum Vergleich dargestellt. Auch hier zeigt sich ein Anstieg der potentiellen Energiedichte mit zunehmender Höhe. Zwischen 45 und 60 km ist der Anstieg nicht so stark wie im Höhenbereich zwischen 35 und 50 km, jedoch ist er nicht so gering wie derjenige aus der Kompositanalyse. Weiterhin ist eine ebenso starke jährliche Variation in allen Höhenbereichen zu erkennen, wie sie aus der Kompositanalyse für die Höhenbereiche zwischen 35-40 km und 55-60 km zu sehen war. Die Absolutwerte der potentiellen Energiedichte aus der Differenzrechnung sind bis zu einem Faktor 2 größer als die Werte aus der Kompositanalyse. Jedoch stimmen die Absolutwerte im Höhenbereich von 45-50 km bis auf den Beginn des Jahres nahezu überein. Damit lässt sich sagen, dass beide Verfahren geeignet sind, um die Variation von Gezeiten aus LiDAR-Daten zu untersuchen, da wesentliche Charakteristiken durch beide Berechnungsverfahren reproduziert werden.

7.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion des Jahresganges von Gezeiten

Wie schon im vorherigen Kapitel in Abschnitt 6.4 erläutert, sind tageslichtfähige LiDAR-Messungen unumgänglich zur Untersuchung von langperiodischen Wellen (wie Gezeiten) in der mittleren Atmosphäre. Für die Analyse von Gezeiten wurden analog zur Analyse von Schwerewellen alle verfügbaren Messungen zwischen 2012 und 2016 verwendet, die eine Mindestlänge von 6 h aufwiesen. Aufgrund der hohen technischen Anforderungen gibt es nur wenige vergleichbare LiDAR-Messungen von Gezeiten. Die meisten Gezeitenstudien wurden mit Resonanz-LiDARs in einem Höhenbereich von 80-110 km durchgeführt (z.B. *Fricke-Begemann und Höffner, 2005; Lübken et al., 2011; Yuan et al., 2014*). Vereinzelt existieren auch Gezeitenmessungen im Winter mit einem Rayleigh-Mie-Raman-LiDAR in mittleren Breiten in Bicarrosse (*Gille et al., 1991*) neben den bisherigen Untersuchungen des Kühlungsborner RMR-LiDARs (*Kopp et al., 2015*). Weitere Information aus bodengebundenen Messungen liefern in der Regel nur noch Radarwindmessungen, da diese nahezu kontinuierlich Daten aufnehmen (z.B. *Hoffmann et al., 2010; Lu et al., 2011*). Daneben stehen Satellitenmessungen und Modellrechnungen von Gezeiten zur Verfügung, die ein globales Bild der Wellenstruktur wiedergeben, jedoch ist die zeitliche Entwicklung der Wellen damit nur eingeschränkt gegeben (z.B. *Gan et al., 2014*). Daher können nur aus der Kombination von bodengebundenen und satellitengestützten Messungen wirklich vollständige Erkenntnisse gewonnen werden.

7. Jahresgang der Gezeiten

se über die Variabilität und die Modenstruktur von Gezeiten abgeleitet werden und damit Modellrechnungen verbessern.

Saisonale Variation der Gezeitenamplituden in Abhängigkeit von ihrer Höhe

Zunächst wurden in dieser Arbeit die Amplituden der einzelnen Gezeitenkomponenten im Verlauf des Jahres in unterschiedlichen Höhen untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Amplituden aller Komponenten zunächst im Höhenbereich zwischen 35-40 km eine schwache jährliche Variation mit Amplituden $< 1 \text{ K}$ aufweisen. Erst ab etwa 40 km steigt insbesondere die Amplitude der ganztägigen Gezeit stark an, damit ist sie die dominierende Gezeitenkomponente im gesamten Jahr. Dabei zeigt sich jedoch keine ausgeprägte jährliche Variation in dieser Komponente und die Amplituden bleiben nahezu konstant zwischen 1,5 und 2 K. Nur im Dezember ist ein Anstieg der Amplitude zu sehen. Während in den anderen Gezeitenkomponenten eine signifikante jährliche Variation mit einem Sommerminimum auftritt, wird diese für die ganztägige Gezeit tendenziell erst ab einer Höhe von 60 km beobachtbar. Jedoch kann aufgrund der fehlenden Daten im Januar keine abschließende Aussage getroffen werden. Das Verhalten der ganztägigen Gezeit in den Höhen darunter steht im Kontrast zu den bisher analysierten LiDAR-Daten aus Kühlungsborn von *Kopp et al.* (2015). Dort wurden Daten von 2010 bis 2013 in einem Höhenbereich ab 45 km untersucht. Dabei zeigte sich auch ein stärkerer Anstieg der ganztägigen Gezeit im Monat März und Oktober, woraus auf eine halbjährliche Variation geschlossen wurde. In der Studie von *Kopp et al.* (2015) wurden auch MERRA-Reanalysedaten („Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications“) der NASA verwendet, um diese mit den LiDAR-Daten zu vergleichen (*Rienecker et al.*, 2011). Dabei zeigten sich in den MERRA-Daten nahezu konstante Amplituden der ganztägigen Gezeit um etwa 2 K bis etwa 60 km Höhe. Dies stimmt sehr gut mit den Ergebnissen überein, die in dieser Arbeit berechnet wurden (abgesehen von den Amplituden im Dezember). Die Erklärung für diese Diskrepanz zwischen dem in dieser Arbeit und dem von *Kopp et al.* (2015) beschriebenen Jahresverlauf liegt in der unterschiedlichen Menge der Daten und in der Jahr-zu-Jahr-Variabilität der ganztägigen Gezeit insbesondere in der Stratopausenhöhe. Die Studie in den Jahren zwischen 2010 und 2013 erfasste dabei gerade solche Jahre, die ein starkes Märzmaximum in dem genannten Höhenbereich aufwiesen (vgl. Abbildung 7.2). Dies wird in der Analyse der Daten von 2012 bis 2016 relativiert, da in den letzten Jahren kein ausgeprägtes Märzmaximum der ganztägigen Gezeit in der Stratopausenhöhe auftrat.

Andere Fallstudien aus LiDAR-Messungen von *Gille et al.* (1991) im Winter zeigen konstante Amplituden mit 2-3 K der ganztägigen Gezeit in einem Höhenbereich unterhalb von 60 km. Dies wird durch die Messungen des Kühlungsborner RMR-LiDARs bestätigt, die ebenfalls Amplituden der ganztägigen Gezeit von 2 K zwischen 40 und 60 km aufweisen. Unterhalb von 40 km jedoch ist diese Amplitude um 50% reduziert.

Gan et al. (2014) untersuchten die Klimatologie der ganztägigen Gezeit in den Jahren von 1979 bis 2010 mithilfe von Modellrechnungen des „extended Canadian Middle Atmosphere Model“ (Abk.: *eCMAM30*) im Vergleich zu Radiometermessungen des SABER („Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry“)-Instruments auf dem TIMED („Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics“)-Satelliten in den Jahren 2002 bis 2013. Die Ergebnisse zeigten konstante Amplituden der migrierenden, ganztägigen Gezeit in einer Höhe von 45 km für die geografische Breite von Kühlungsborn sowohl vom Modell als auch vom Radiometer. Die Amplituden der SABER-Daten waren jedoch etwas größer als im Modell. Jedoch änderte sich das saisonale Verhalten in einer Höhe von 95 km.

7.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion des Jahresganges von Gezeiten

Hier kam es zur Ausprägung zweier Maxima zur Zeit der Äquinoktien. Auch die in dieser Arbeit verwendeten LiDAR-Daten zeigen eine Änderung im Jahresgang ab einer Höhe von 60 km. Jedoch kann daraus keine Aussage über ein Verhalten der Gezeit in einer Höhe von 95 km abgeleitet werden, da diese Höhe mit dem Instrument nicht abgedeckt wird. Messungen von Radarwinden in 80-100 km Höhe über Maui, Hawaii ($20,7^{\circ}$ N, $156,3^{\circ}$ W) in den Jahren 2002 bis 2007 bestätigen eine halbjährliche Variation mit Maxima zur Zeit der Äquinoktien oberhalb von 88 km, darunter wird eine jährliche Variation beobachtet (*Lu et al.*, 2011). Ebenso zeigen auch die Resonanz-LiDAR-Messungen in 80-105 km Höhe über Fort Collins, CO (41° N, 105° W) in den Jahren 2002 bis 2008 eine halbjährliche Variation (*Yuan et al.*, 2010, 2014). Der Grund einer halbjährlichen Variation liegt in der unterschiedlichen Anregung verschiedener Gezeitenmoden durch Variation des mittleren Zonalwindes und der solaren Aufheizung (*Hagan*, 1996; *McLandress*, 2002). Es werden auch sogenannte evaneszente Gezeitenmoden vermehrt im Sommer und Winter angeregt (*Forbes et al.*, 1991; *Yuan et al.*, 2010), die dann in zunehmender Höhe verschwinden und zu kleineren Amplituden führen, aufgrund ihrer größeren vertikalen Wellenlängen und damit der Tendenz in kleineren Höhen gefiltert zu werden oder zu brechen.

Zumeist werden in der Literatur nur die ganz- und halbtägige Gezeit betrachtet. Erst in der jüngeren Vergangenheit geriet auch die dritteltägige Gezeit in den Fokus der wissenschaftlichen Gemeinschaft. Als Grund dafür wird die Schwierigkeit angesehen, diese Gezeitenkomponente von anderen Schwerewellen mit ähnlicher Periode zu unterscheiden. Die dritteltägige Gezeit zeigt ebenso wie die halbtägige Gezeit eine saisonale Variation mit einem Sommerminimum und einem Maximum im Winter. Dieses Verhalten wird mit CMAM-Analysen aus der oberen Mesosphäre von *Du und Ward* (2010) weitgehend bestätigt. Nach Radarmessungen von *Teitelbaum et al.* (1989) wird die dritteltägige Gezeit entweder direkt durch die solare Einstrahlung erzeugt oder durch die Interaktion aus ganz- und halbtägiger Gezeit generiert. Es handelt sich dabei also auch um eine sekundäre Wellenerzeugung, die insbesondere in größeren Höhen im Winter nicht zu vernachlässigen ist. Dies wird durch die Analysen in dieser Arbeit bestätigt. Hier zeigt die dritteltägige Gezeit insbesondere im Dezember ab 60 km Höhe im Mittel sogar eine etwas größere Amplitude als die ganz- und die halbtägige Gezeit. Auch SABER-Daten von 2002-2009 zeigen für mittlere Breiten eine erhöhte Aktivität der dritteltägigen Gezeit im Winter unterhalb von 90 km mit einer darüber überlagerten halbjährlichen Variation (*Pancheva et al.*, 2013).

Jahr-zu-Jahr-Variation der Amplituden im März

Neben der jahreszeitlichen Variation der Gezeitenamplituden wurde auch die Jahr-zu-Jahr-Variabilität im März in den Jahren 2012 bis 2016 analysiert, da hier eine erhöhte Aktivität der ganztägigen Gezeit im Jahresgang zu sehen war. Dabei zeigte sich, dass die ganztägige Gezeit zunächst in den Jahren 2012 bis 2014 stetig in der Stratopausenregion auftrat, jedoch mit abnehmender Ausprägung. In den Folgejahren verschwand die starke ganztägige Gezeit in der Stratopausenregion nahezu vollständig, während die anderen Gezeitenkomponenten verstärkt auftraten. Dies zeugt von einer unerwarteten Variabilität der ganztägigen Gezeit, die von *Kopp et al.* (2015) noch als persistent angesehen wurde. Welche Bedingungen zu diesem Verschwinden führten, kann nicht mit Sicherheit bestimmt werden. LiDAR-Messungen stellen nur eine lokale Messung von Temperaturvariationen dar, aus welchen nicht direkt auf Gezeitenmoden geschlossen werden kann. Es bleibt spekulativ, ob es zur Anregung unterschiedlicher Moden in diesen Jahren kam oder andere Gründe die Ursache dafür bilden. Fest steht jedoch, dass sich Gezeitenmoden unterschiedlich ausprägen können und sie auch durch

7. Jahresgang der Gezeiten

Wechselwirkung untereinander zu einem Verschwinden einer Gezeitensignatur mit einer festen Periode führen könnte, wie sie von einem LiDAR-Instrument detektiert wird.

Prinzipiell ist ein ausgeprägtes Märzmaximum in der Stratopausenhöhe auch aus CMAM-Daten und SABER-Daten bekannt. *Gan et al.* (2014) analysierten explizit den Monat März in Bezug auf die Breiten- und Höhenabhängigkeit der ganztägigen Gezeit auf Basis ihres mehrjährigen Datensatzes. Dabei stellte sich heraus, dass im Mittel über die Jahre zwischen 40 und 60 km Höhe und 30 und 55° N (ebenfalls auch in der Südhemisphäre) ein ebensolches Maximum der ganztägigen Gezeit auftritt, welches in darüber liegenden Höhen wieder verschwindet. Dies ist sowohl in CMAM als auch SABER-Daten zu sehen. Das Maximum stimmt dabei mit einer konstanten Phase in dieser Höhe überein. Das bedeutet, die Gezeit kann nicht mehr aufwärts propagieren und ist damit „gefangen“, was auch als „trapped wave“ bezeichnet wird. Die Anregung der Gezeit in dieser Höhe wird mit der Absorption solarer Strahlung durch Ozon in Verbindung gebracht, was lokal zu einer Variation der Temperatur in dieser Höhe führt (*Forbes und Garrett*, 1979). Daneben wurde von *Gan et al.* (2014) auch die Jahr-zu-Jahr-Variabilität der ganztägigen Gezeit in einer Höhe von 95 km in den Jahren 2002 bis 2010 untersucht. Dabei zeigte sich eine starke Variation alle zwei Jahre am Äquator, welche durch eine Modulation der Gezeit mit der quasi-zweijährigen Zirkulation (engl.: „*quasi-biennial oscillation*“, Abk.: *QBO*) verursacht wird. Für mittlere Breiten ist dieses Verhalten weit weniger deutlich zu sehen, woraus sich schlussfolgern lässt, dass eine klare Zuordnung der in dieser Arbeit gemessenen Variabilität zur *QBO* schwer abzuleiten ist.

Vergleich der Jahresgänge der potentiellen Energiedichte von Gezeiten

Um die Aktivität der Gezeiten näher zu charakterisieren, wurde neben den Amplituden der einzelnen Gezeitenkomponenten auch die potentielle Energiedichte als Maß für die Wellenaktivität berechnet. Dazu wurde zum einen die Kompositanalyse verwendet und zum anderen die Differenz aus den ungefilterten und gefilterten Daten für die Schwerewellenaktivität. Beide Methoden stimmen in ihren Ergebnissen weitgehend überein und zeigen ein ausgeprägtes Sommerminimum der Gezeitenaktivität.

Es gibt jedoch kleine Unterschiede im Zeitraum Januar bis April in einem Höhenbereich von 45-50 km. Des Weiteren sind die Absolutwerte aus der Differenzrechnung etwas erhöht gegenüber der Kompositanalyse. Die Gründe dafür liegen in der Art der Berechnung. Die Kompositanalyse basiert darauf, dass alle Temperaturdaten innerhalb desselben Monats aus mehreren Jahren überlagert werden und dann entsprechend aus der harmonischen Analyse die Temperaturabweichungen rekonstruiert werden. Das stellt eine Mittelung der Temperaturen über einen sehr großen Zeitraum dar. Damit dieser Mittelwert gut den Einzelmessungen entspricht, müssen die Gezeiten innerhalb dieses Mittelungszeitraumes möglichst konstant sein. Wie aus der 10-Tagesmessung und auch aus der Jahr-zu-Jahr-Variabilität im März zu sehen war, ist das jedoch nicht der Fall (siehe dazu Abbildung 5.9 und Abschnitt 7.2). Das wiederum bedeutet, dass die wahren Energiedichten bei der Kompositanalyse teilweise unterschätzt werden. Dem gegenüber steht die Analyse durch Filterung. Dabei wurden für jeden einzelnen Messtag im Jahr die Temperaturabweichungen aufgrund von Schwerewellen und die daraus resultierende Energiedichte bestimmt. Diese wiederum wurde danach über einen kürzeren Zeitraum gemittelt und anschließend durch Subtraktion auf die Gezeitenaktivität geschlossen. Dies setzt nicht voraus, dass Gezeiten konstant sein müssen innerhalb der verschiedenen Jahre. Außerdem wird ein minimaler Anteil an Schwerewellen durch die Filterung nicht erfasst. Das hat zur Folge, dass dieser Anteil den Gezeiten zugeordnet wird.

7.4. Vergleich mit anderen Messungen und Diskussion des Jahresganges von Gezeiten

Dementsprechend ist die so berechnete Energiedichte der Gezeiten tendenziell überschätzt.

Verglichen mit der in Kapitel 6.1 extrahierten Schwerewellenaktivität zeigen Gezeiten eine viel kleinere Aktivität im Sommer insbesondere in niedrigen Höhen. In größeren Höhen zeigen sie eine den Trägheitsschwerewellen gleich kommende Aktivität, die zwischen April und Oktober nahezu konstant ist. In den Wintermonaten hingegen ist die Aktivität ähnlich groß wie die Aktivität der kürzer periodischen Schwerewellen (mit Perioden von 4-8 h). Das heißt, die Ausbreitung von Gezeiten in größere Höhen erfolgt im Wesentlichen zwar stärker im Winter. Jedoch sind Gezeiten auch im Sommer nicht zu vernachlässigen, da sie hier viel schneller mit der Höhe an Bedeutung gewinnen als Trägheitsschwerewellen, die zu einem Großteil im Sommer gefiltert werden bzw. brechen.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Gezeiten aus LiDAR-Daten untersucht. Um die Ausbreitung von Schwerewellen in der Atmosphäre zu verstehen, müssen auch Gezeiten analysiert werden, da diese den Hintergrund bei der Ausbreitung von Schwerewellen modulieren.

- Tageslichtunabhängige LiDAR-Messungen ermöglichen es mittlere Gezeitenvariationen zu bestimmen.
- Die Amplituden der einzelnen Gezeitenkomponenten variieren zum Teil über das Jahr. Die halb- und dritteltägigen Gezeiten zeigten einen Jahresgang mit einem klaren Sommerminimum, während die ganztägige Gezeit bis zu einer Höhe von 55-60 km nahezu konstant ist über das Jahr und nur einen Anstieg im November/Dezember zeigt.
- Gezeiten sind im Winter für eine Analyse atmosphärischer Wellen, wie Schwerewellen, zu berücksichtigen, da ihre Energiedichte ähnlich groß ist wie die der Schwerewellen. Im Sommer sind sie ebenfalls im Vergleich zu Trägheitsschwerewellen nicht vernachlässigbar.
- Die ganztägige Gezeit zeigt eine Jahr-zu-Jahr-Variation, deren Ursache bisher unverstanden ist.

8. Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen

In den vorherigen Kapiteln bildeten über 2 h integrierte Temperaturdaten die Basis zur Berechnung der potentiellen Energiedichte, da Temperaturen routinemäßig aus den LiDAR-Daten berechnet werden und sie die „eingängigere“ Größe bilden. Eine direktere Methode ist es, die LiDAR-Rohdaten selbst zu verwenden, da sie proportional zur Dichte in der Atmosphäre sind. Im Folgenden werden Dichteabweichungen zunächst am Beispiel eines Tages im Mai 2016 berechnet. Diese werden zur Validierung mit den für diesen Tag ermittelten Temperaturabweichungen verglichen. Anschließend werden anhand von Dichtefluktuationen kleinskaligere Schwerewellen untersucht. Die Bedeutung dieser Schwerewellen wird im Vergleich zu bisherigen Erkenntnissen diskutiert. Aufbauend darauf wird am Schluss dieses Kapitels die saisonale Variation der kleinskaligen Schwerewellen beschrieben.

8.1. Vergleich der Dichteabweichungen mit den Temperaturabweichungen für den 05. Mai 2016

Um Schwerewellen aus LiDAR-Rohdaten zu extrahieren, müssen diese zunächst von instrumentellen Einflüssen bereinigt werden (siehe dazu Kapitel 3.2). Die Rohdatenauflösung beträgt hierbei 33 s und 195 m. Um ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, werden diese Daten zeitlich integriert. Zum direkten Vergleichen mit Temperaturabweichungen werden die relativen Dichtedaten ebenfalls wie die Temperaturdaten über 2 h mit einem Versatz von 15 min integriert. Dies wurde exemplarisch für einen Datensatz vom 04./05. Mai 2016 berechnet.

Als Grundlage werden lediglich die Daten des Mesosphärenkanals in einem Höhenbereich beginnend ab 39 km genutzt, da unterhalb von 39 km zum einen andere Kanäle genutzt werden, deren Detektoren andere Eigenschaften haben, und zum anderen Aerosole einen zunehmenden Einfluss gewinnen, der unterhalb von 30 km berücksichtigt werden muss. Als Dichteabweichungen werden zunächst nur Abweichungen von einem Mittelwert betrachtet. Abbildung 8.1 zeigt die relativen Dichteabweichungen in der Nacht vom 04. auf den 05. Mai 2016 im Vergleich zu den Temperaturabweichungen.

Die Dichteabweichungen werden bis zu einer Höhe von 80 km berechnet, darüber wird das Rauschen zu groß, um welleninduzierte Abweichungen zu extrahieren. Verglichen damit sind die Temperaturabweichungen nur bis zu einer Höhe von etwa 70 km berechenbar, dies ist dem schlechteren SNR tagsüber zugrunde zu legen. Die relativen Dichteabweichungen zeigen ähnliche Wellenstrukturen wie die Temperaturabweichungen, jedoch mit invertierter Phasenlage (180° Phasenverschiebung). Das bedeutet, ein Wellenmaximum mit positiver Dichteabweichung entspricht genau dem Wellenminimum mit negativer Temperaturabweichung und umgekehrt. Kleinere Abweichungen im Wellenmuster ergeben sich auch aufgrund der unterschiedlichen Höhenauflösung der beiden Datensätze, sodass in den Temperaturabweichungen die feinen vertikalen Strukturen weniger gut aufgelöst werden als in den Dichteabweichun-

8. Wellenauswertung anhand von Dichte- und Temperaturfluktuationen

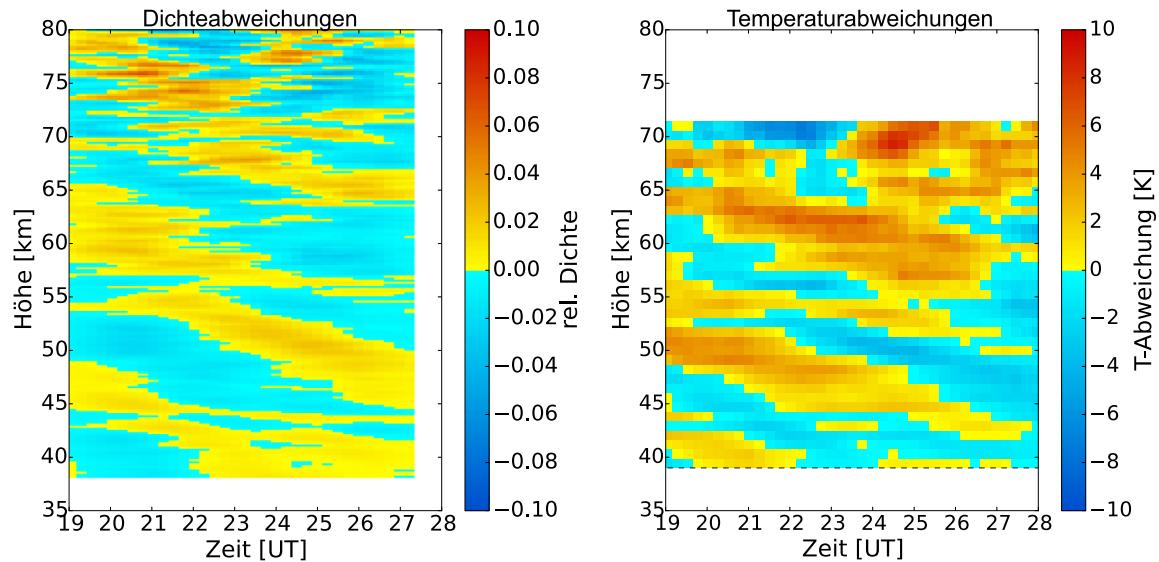


Abbildung 8.1.: Dichteabweichungen (*links*) und Temperaturabweichungen (*rechts*) vom 04./05. Mai 2016 im Vergleich. Beide Datensätze wurden mit einer Integrationszeit von 2 h gerechnet, die Höhenauflösung ist jedoch bei den Temperaturabweichungen nur 1 km.

gen. Von beiden Methoden werden dieselben Wellenstrukturen wiedergegeben. Damit sind relative Dichteabweichungen ebenso geeignet atmosphärische Wellen zu berechnen wie Temperaturabweichungen.

Um einen quantitativen Vergleich beider Methoden durchzuführen, wird wie bereits in vorherigen Abschnitten gezeigt, die potentielle Energiedichte als ein Maß für die Wellenaktivität berechnet. Dabei wurden die Daten über den gesamten Zeitraum gemittelt. Die mittleren Profile sind in Abbildung 8.2 zu sehen. Da hier die Energiedichte pro Masse statt pro Volumen dargestellt ist, ist ein Wachstum der Energiedichte von etwa 2 J/kg in 40 km auf etwa 100 J/kg in 75 km Höhe zu erkennen. Als Vergleich dazu ist mit der gestrichelten Linie eine Exponentialfunktion dargestellt, deren Wachstum von $\frac{z}{H}$ abhängt. Dies wird vereinfacht mit ungestörter Wellenausbreitung assoziiert.

Die Energiedichten, berechnet aus Dichte- und aus Temperaturabweichungen, zeigen ein vergleichbares Wachstum wie die Exponentialfunktion, jedoch sind Höhenbereiche zu erkennen, in denen es Einbrüche in der Energiedichte gibt, wie etwa um 55 km oder 70 km Höhe. Die vertikale Auflösung der Energiedichte ist für die Temperaturabweichungen reduziert, trotzdem stimmt der Höhenverlauf sehr gut mit der aus Dichteabweichungen berechneten Energiedichte überein. Insbesondere werden die Einbrüche in der Energiedichte, z.B. bei 55 km, gleichermaßen wiedergegeben.

Das zeigt, dass Dichteabweichungen zum gleichen Ergebnis führen wie die Verwendung von Temperaturabweichungen. Der Vorteil der Verwendung von Dichteabweichungen als Grundlage zur Wellenextraktion besteht jedoch darin, eine bessere zeitliche und räumliche Auflösung der Daten zur Wellenanalyse nutzen zu können. Dies ermöglicht es auch kurzperiodische Wellen zu untersuchen, welches im folgenden Abschnitt gezeigt ist. Außerdem hat die Temperaturberechnung den Nachteil, dass eine Starttemperatur aus einem Modelldatensatz genutzt werden muss, während dies bei der Betrachtung von Dichteabweichungen nicht notwendig ist, da diese direkt mit dem LiDAR gemessen werden.

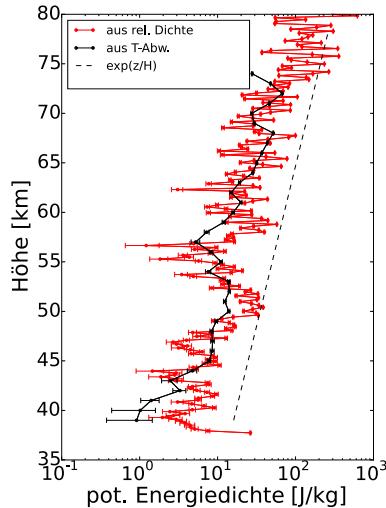


Abbildung 8.2.: Berechnete mittlere potentielle Energiedichte pro Masse für 2 h integrierte Dichteabweichungen (rot) und Temperaturabweichungen (schwarz) vom 04./05. Mai 2016.

8.2. Untersuchung kurzskaliger Variationen

Während mittels Temperaturabweichungen lediglich Wellen mit Perioden größer als der doppelten Integrationszeit analysiert werden können, können Dichteabweichungen auch mit kleineren Integrationszeiten berechnet werden, da sie ein höheres SNR haben. Daher werden die Daten in diesem Abschnitt über 10 min mit einem Versatz von 5 min integriert. Um Wellen mit kleineren Perioden zu analysieren, werden die Daten der Nacht vom 04. auf den 05. Mai 2016 mithilfe des bereits verwendeten Hochpasses in der Zeit gefiltert. Die Grenzperiode wird dabei auf 3 h gesetzt. Die so berechneten Dichteabweichungen mit dem dazu gehörigen mittleren Profil der potentiellen Energiedichte sind in Abbildung 8.3 dargestellt.

Es sind nach wie vor kohärente Wellenmuster zu erkennen, deren Phasenausbreitung jedoch nicht mehr eindeutig nur nach unten laufend ist. Insbesondere im Bereich der Stratopause sind auch Phasenlagen zu erkennen, deren Neigung mit der Zeit nach oben verläuft. Dies kann bedeuten, dass die Wellenausbreitung nicht nur nach oben stattfindet, sondern dass auch sogenannte sekundäre Schwerewellen generiert werden, die weiter oben in der Atmosphäre entstehen und nach unten laufen. Möglicherweise kommt es auch zu einer Dopplerverschiebung der beobachteten Perioden aufgrund einer Änderung in der Hintergrundatmosphäre. Um dies genau zu untersuchen, wäre es notwendig, den Hintergrundwind zu betrachten. Ist dieser größer als die Phasengeschwindigkeit der Welle, wird die Phasenlage der Welle, je nach Ausbreitungsrichtung, umgekehrt. Leider stehen im Bereich der oberen Stratosphäre und der Mesosphäre keine ausreichend genauen Winddaten für den Standort Kühlungsborn zu Verfügung, so dass dies nicht näher untersucht werden kann.

Die Wellen oberhalb der Stratopause weisen große vertikale Wellenlängen von etwa 25 km auf. Dies stimmt mit den Erkenntnissen aus Kapitel 4.2.2 überein, die zeigen, dass kürzer periodische Wellen größere vertikale Wellenlängen aufweisen, als Wellen mit Perioden von mehr als 8 h. Die mittlere potentielle Energiedichte (Abb. 8.3 rechts in grün) der kurzperiodischen Wellen ist tendenziell kleiner verglichen mit den ungefilterten Daten, die über 2 h integriert

8. Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen

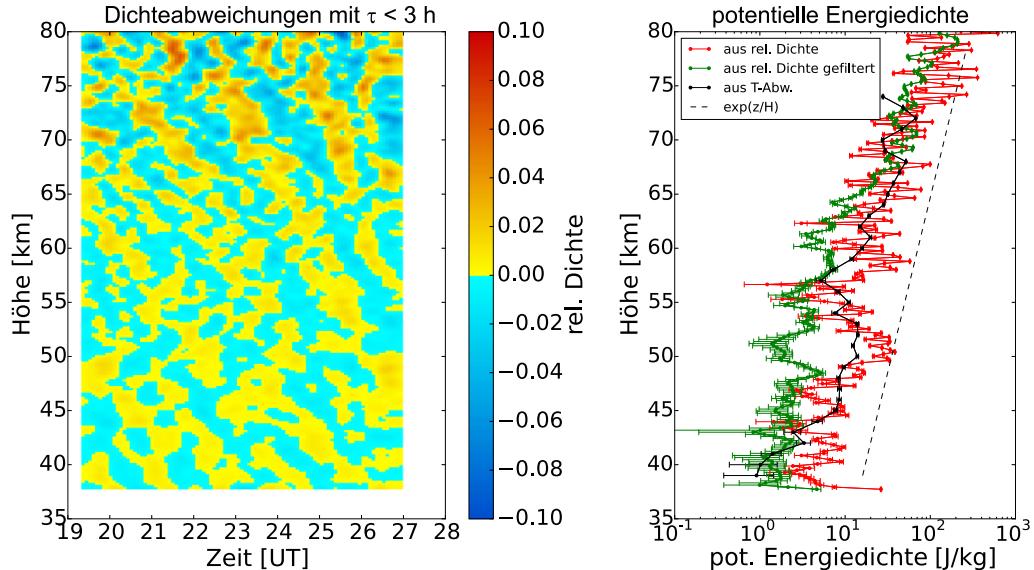


Abbildung 8.3.: Gefilterte Temperaturabweichungen für Wellen mit Perioden <3 h (*links*) und die daraus berechnete potentielle Energiedichte (grün) pro Masse im Vergleich zu 2 h integrierten Daten (*rechts*) aus der Nacht vom 04. auf den 05. Mai 2016.

wurden. Es ist zu beachten, dass die ungefilterten Daten lediglich Wellen mit Perioden > 4 h beinhalten und somit die daraus berechnete Energiedichte kleiner ist als die Gesamtenergiedichte aller Wellen. Die größten Abweichungen der Energiedichten der verschiedenen Wellen treten zwischen 47 und 60 km auf, also im Bereich der Stratopause. Oberhalb dieses Bereiches wächst die Energiedichte der kurzperiodischen Wellen sogar schneller als die der ungefilterten Daten und erreicht deren Größe bereits in einer Höhe von etwa 68 km. Auch wenn es sich in diesem Fall um nur einen einzelnen Tag handelt, so zeigt das sehr deutlich, dass kurzperiodische Wellen in der Mesosphäre an Bedeutung gewinnen, was bereits in Kapitel 6.1 für Wellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h insbesondere im Sommer zu sehen war. Um den Einfluss der Wellen mit Perioden kleiner als 3 h auf die saisonale Variation der Schwerewellen zu untersuchen, wird im folgenden Abschnitt der Jahresgang dieser Wellen betrachtet.

8.3. Jahresgang der potentiellen Energiedichte

Kurzperiodische Wellen haben laut den bisher gezeigten Messungen eine große Bedeutung, daher wird nun die Variation dieser Wellen anhand der potentiellen Energiedichte über das Jahr betrachtet. Dabei kann die Mindestdauer einer Messung von 6 h auf 3 h reduziert werden, da nur sehr viel kürzere Wellen als 6 h betrachtet werden und die Integrationszeit wenige Minuten beträgt. In Anhang A findet sich eine Tabelle mit der Anzahl der Messungen pro Monat und Jahr.

Die potentielle Energiedichte wurde für jeden einzelnen Messtag als Nachtmittel berechnet. Die so berechnete potentielle Energiedichte pro Masse ist in Abbildung 8.4 in Abhängigkeit von der Höhe und dem Tag des Jahres als Farbdarstellung zu sehen (linke Abbildung). Des Weiteren ist in Abbildung 8.4 rechts der zeitliche Verlauf der Energiedichte für verschiedene über 5 km gemittelte Höhenbereiche zu sehen. Existieren zu einem Tag des Jahres mehrere Messungen, so wurde ein Mittelwert aus den Messungen gebildet und entsprechend darge-

8.3. Jahresgang der potentiellen Energiedichte

stellt. Die Daten wurden interpoliert und mit einem von-Hann-Fenster mit einer Länge von 20 Tagen geglättet, um ein Gesamtbild der Energiedichte über das Jahr zu erhalten.

Die Energiedichte für Wellen mit Perioden von 20 min bis zu 3 h zeigt einen Anstieg mit zunehmender Höhe über den gesamten Höhenbereich. Am Beispiel des Einzeldatensatzes aus dem vorherigen Abschnitt war zu sehen, dass der Anstieg der Energiedichte nahezu exponentiell ist, was für eine eher konservative Ausbreitung nach oben spricht. Im Sommer sind Messungen oberhalb von 80 km kaum möglich. Dies liegt erstens an der erhöhten solaren Einstrahlung, die das SNR etwas verschlechtert und zweitens treten im Sommer teilweise leuchtende Nachtwolken auf. Diese generieren aus der Mie-Streuung des Laserlichtes an den Wolkenteilchen ein zusätzliches elastisches Rückstreuesignal. Das führt zu einem erhöhten Rückstreuesignal, welches nicht mehr wie erforderlich proportional zur Luftdichte ist. Daraus sind diese Werte im Sommer oberhalb von 75 km nicht ohne Weiteres zur Berechnung der potentiellen Energiedichte für Wellen geeignet, da diese Daten herausgerechnet werden müssen.

Für nahezu alle Höhenbereiche ist lediglich eine schwache saisonale Variation zu erkennen. Mit anderen Worten die potentielle Energiedichte in einer Höhe ist über das Jahr relativ konstant. Jedoch kann nicht gänzlich ausgeschlossen werden, dass es aufgrund von Dichteänderungen zu kleineren Änderungen der Wellenaktivität kommt. Wie aber in Kapitel 6.1 zu sehen war, beeinflussen Dichteänderungen kaum das saisonale Verhalten der Schwerewellen. Tendenziell zeigen sich im Winter und im Sommer etwas erhöhte Energiedichten. Dieses Verhalten ist stärker für Höhen kleiner als 60 km zu sehen. Die Absolutwerte der Energiedichte sind in der gleichen Größenordnung, wie die Werte aus den zeitlich gefilterten Daten für Wellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h. Mit zunehmender Höhe übersteigen die Werte aus den Dichtefluktuationen die Werte aus der zeitlichen Filterung der Temperaturdaten. Die Energiedichte erreicht im Sommer sogar fast die Energiedichte aus ungefilterten Daten. Demnach sind kurzperiodische Schwerewellen von ebenso großer Bedeutung wie ein Schwerewellenensemble mit Perioden von 4-24 h.

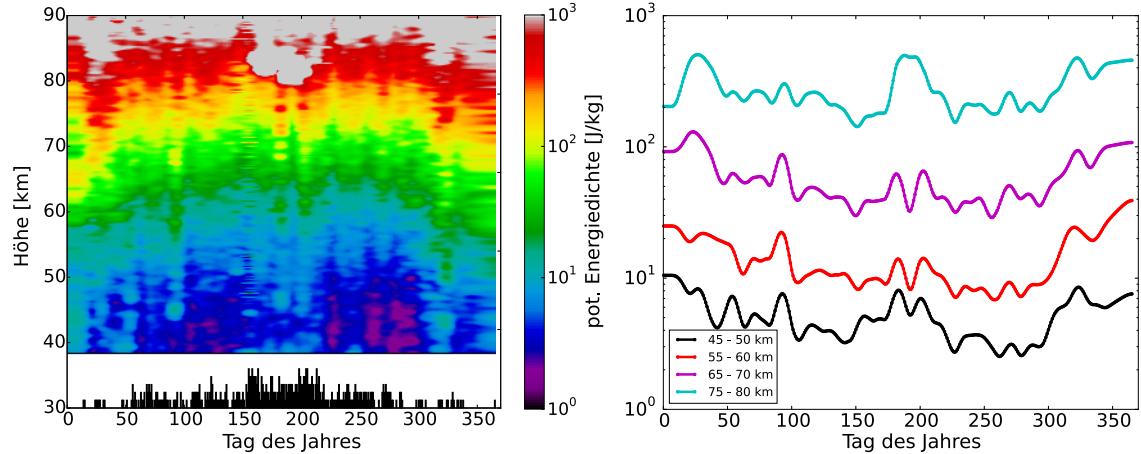


Abbildung 8.4.: Jahresgang der potentiellen Energiedichte von 2012-2016 für Wellen mit Perioden < 3 h als Farbdarstellung über die Höhe und den Tag des Jahres (*links*), sowie als zeitlicher Verlauf für einzelne Höhenbereiche (*rechts*). Im Histogramm in der linken Abbildung ist die Anzahl der Messungen in den Jahren dargestellt.

8. Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen

8.4. Zusammenfassung der Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen

In der Vergangenheit wurden zunächst Temperaturen mittels LiDAR-Messungen berechnet, da diese eine „greifbare“ Größe darstellen und außerdem leicht durch Integration mithilfe einer bekannten Starttemperatur zugänglich waren. Betrachtet man die Berechnungen für die potentielle Energiedichte jedoch genauer, ist ersichtlich, dass eine relative Dichteänderung ausreichend ist, um eine Energiedichte eines Wellenensembles zu bestimmen. Für eine Absolutdichte wäre es erforderlich entweder ein Dichteprofil anhand einer anderen Messung oder eine Dichte aus Modelldaten zu nehmen. Dieses Profil muss auch nicht den gesamten Höhenbereich der LiDAR-Daten abdecken, es würde reichen, einen Dichtewert beispielsweise in 35 km Höhe als Referenzwert zu nehmen. Dennoch sind diese Werte nicht immer leicht zugänglich, oder sie sind stark fehlerbehaftet. In dieser Arbeit wurde darauf verzichtet absolute Dichten zu berechnen, da hier die Wellenaktivität im Vordergrund stand und dafür Dichtefluktuationen hinreichend sind.

Dichtefluktuationen haben den Vorteil, dass sie in einer wesentlich besseren Auflösung zur Verfügung stehen als Temperaturdaten, da sich die Fehler nicht von einer Höhe zur nächsten fortpflanzen. Außerdem wird kein zusätzliches Wissen wie z.B. eine Starttemperatur benötigt. Die Vorteile zeigten sich in einem direkten Vergleich der relativen Dichteabweichungen mit den Temperaturabweichungen. Die Wellenstrukturen sind bei beiden Methoden identisch. Auch die berechnete Energiedichte zeigte den gleichen Höhenverlauf. Da bereits bei der Analyse der 10-Tagesmessung und auch im Jahresgang der zeitlich gefilterten Daten zu sehen war, dass kurzperiodische Wellen mit zunehmender Höhe an Relevanz gewinnen, stellen Dichtefluktuationen eine ideale Alternative dar, um mit einer hohen Zeitauflösung diese Wellen zu untersuchen.

Thurairajah et al. (2010) verglichen Messungen unterschiedlicher LiDAR-Stationen in der Arktis und über Kühlungsborn und zeigten Unterschiede in den Dichten in den Zeiträumen einer stratosphärischen Erwärmung in den Jahren 2007-2008 und 2008-2009. Die dabei untersuchten Wellen wiesen Perioden zwischen 1 und 4 h auf, was vergleichbar mit den in dieser Arbeit untersuchten Wellen ist. Die in *Thurairajah et al.* (2010) berechneten Werte für Kühlungsborn für die potentielle Energiedichte pro Masse liegen in der Stratopausenregion (40-50 km) zwischen 1,1 und 5 J/kg. Der obere Wert ist vergleichbar mit den in dieser Arbeit berechneten Werten im Februar/März. Andere von *Thurairajah et al.* (2010) untersuchte Stationen zeigen meist deutlich niedrigere Werte. Diese Unterschiede wurden mit der unterschiedlichen Lage der einzelnen Stationen und damit unterschiedlicher Schwerewellenquellen begründet. Außerdem zeigten alle Stationen, dass die Wellenaktivität direkt mit dem Wind in der Stratosphäre korreliert ist. Im Sommer sind die in dieser Arbeit ermittelten Energiedichten über Kühlungsborn etwas höher (siehe Abbildung 8.4). Diese Jahreszeit wurde in der genannten Studie jedoch nicht untersucht, da die Messungen dort auf Winterdaten beschränkt waren. *Wilson et al.* (1991a) untersuchten Messungen über Südfrankreich ebenfalls anhand von Dichtefluktuationen und fanden dabei, dass die Aktivität von Schwerewellen im Sommer insbesondere oberhalb von 50 km stark abnimmt. Da diese Wellen jedoch größere Perioden aufwiesen, als die hier extrahierten, sind diese Ergebnisse eher mit den Trägheitsschwerewellen aus Kapitel 6.1 zu vergleichen, welche auch für Kühlungsborn im Sommer stark reduziert sind im Vergleich zum Winter.

Außerdem zeigte sich in den Daten über Kühlungsborn, dass Schwerewellen mit Perioden zwischen 20 min und 3 h keine eindeutige jahreszeitliche Variation zeigen. Verglichen mit

8.4. Zusammenfassung der Wellenauswertung anhand von Dichtefluktuationen

anderen LiDAR-Messungen, die ebenfalls Dichteabweichungen zur Berechnung der Schwerwellenaktivität verwendeten, zeigte sich ebenfalls ein schwach ausgeprägtes Sommermaximum in mittleren Breiten zusätzlich zu einer erhöhten Schwerwellenaktivität im Winter (z.B. *Wilson et al.*, 1991b; *Mzé et al.*, 2014). Insgesamt ist die Variation über das Jahr aber klein. In den genannten Messungen aus Frankreich ist eine Erhöhung im Sommer jedoch erst oberhalb von 60 bzw. 75 km zu finden. Wie in Kapitel 6.1 zu sehen war, steht dieses zweite Maximum im Sommer in Verbindung mit Wellen, die eine Periode zwischen 4 und 8 h aufweisen. Das wird durch die Ergebnisse dieses Kapitels sogar noch erweitert auf Schwerwellen mit Perioden <4 h, welche ähnlich hohe Energiedichten zeigen. Andere Instrumente, wie ein OH-Imager bzw. der AMTM zeigen in der Höhe der Mesopause sehr hohe Werte für den Impulsfluss von Schwerwellen, die ebenso kurze Perioden aufweisen (*Fritts et al.*, 2014). Damit stehen die Impulsflussmessungen im Einklang zu den im Sommer gemessenen hohen Absolutwerten der potentiellen Energiedichte aus Dichtefluktuationen über Kühlungsborn. Diese Ergebnisse zeigen, wie wichtig eine gute Auflösung des Messinstrumentes in Kombination mit einer guten Messabdeckung über das Jahr ist, um auch kurzperiodische Schwerwellen (mit Perioden von wenigen Stunden bzw. Minuten) beobachten zu können. Die Herangehensweise Dichtefluktuationen zu verwenden, stellt damit eine Verbesserung dar, die zukünftig noch näher in Betracht gezogen werden muss.

9. Ergebnisse und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Schwerewellen und Gezeiten mittels RMR-LiDAR-Messungen in mittleren Breiten charakterisiert. Um diese Wellen zu analysieren, ist es notwendig gleichermaßen Tag- und Nachtstunden mit dem Messinstrument abzudecken, da andernfalls die ganztägige Gezeit nicht genügend erfasst wird. Um dies zu erreichen, wurde in den Jahren 2009/2010 die Tageslichtfähigkeit des LiDARs in Kühlungsborn entwickelt. Seit Inbetriebnahme im Sommer 2010 bis Ende 2016 ist ein umfangreicher Datensatz mit etwa 8300 Messstunden entstanden. Ein Großteil dieser Daten weist eine Mindestlänge von 6 h auf und ist damit geeignet auch Gezeiten in der Analyse mit zu berücksichtigen. Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse aus dieser Arbeit noch einmal zusammengefasst. Am Schluss dieses Kapitels wird ein Ausblick gegeben.

9.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Zunächst wurden die Grundlagen der linearen Theorie von Schwerewellen und Gezeiten sowie die experimentellen Grundlagen gelegt. Anschließend wurden Analyseverfahren erläutert, um Schwerewellen gezielt von Gezeiten zu trennen. Der für diese Arbeit verwendete Butterworth-Filter hat dabei den Vorteil, dass klar ist, welche Wellen gefiltert werden und welche nicht. Im Gegensatz dazu, ist eine Filterung der Temperaturen allein durch den Abzug eines mittleren Temperaturrohrs abhängig von der Messlänge und die resultierenden Wellen beeinhalten damit mehr oder weniger stark auch Gezeiten. Da es sich beim Butterworth-Filter um einen eindimensionalen Filter handelt, wurde er entweder in vertikaler oder zeitlicher Richtung angewendet. Das heißt, die Auswahl der Filtereigenschaften richtete sich nach der vertikalen Wellenlänge und der Periode der gewünschten Wellen.

Analyse eines Tages

Zunächst wurde am Beispiel einer Messung über 24 h am 19. August 2015 gezeigt, warum eine Trennung zwischen Hintergrund und Variation durch Schwerewellen überhaupt notwendig ist. Um Welleneigenschaften aus Temperaturdaten zu extrahieren, muss eine Trennung zwischen langsam variierendem Hintergrund und der durch Schwerewellen verursachten Variation erfolgen. Bisher wurde dafür vielfach lediglich eine mittlere Temperatur von den Einzeldaten abgezogen, um Temperaturabweichungen zu generieren. Da diese aber zum Teil auch Gezeitenstrukturen enthalten, musste eine andere Methode zur Trennung implementiert werden. Dazu wurde ein eindimensionaler Butterworth-Filter verwendet. Aus theoretischen Überlegungen und gegebenen Grenzen durch das Messinstrument wurde als Grenzwellenlänge 15 km und als Grenzperiode 8 h gewählt.

Mit diesen Filterparametern konnten erfolgreich verschiedene Schwerewellen innerhalb dieses Messtages extrahiert werden. Dabei bestätigte sich, dass Trägheitsschwerewellen mit Perioden nahe der Coriolis-Periode verhältnismäßig kurze vertikale Wellenlängen von 7 bis 10 km aufweisen, während Schwerewellen mit Perioden von 4 bis 8 h deutlich längere vertikale Wellenlängen haben. Die Filterungen hinsichtlich vertikaler Wellenlängen und hinsichtlich

9. Ergebnisse und Ausblick

der Perioden der Wellen zeigten, dass mit den gewählten Grenzparametern unterschiedliche Teile des Schwerewellenspektrums extrahiert werden, was neue Erkenntnisse über die Eigenschaften der einzelnen Wellen lieferte.

Fallstudie über eine 10-tägige Messung

Bereits aus anderen Studien ist bekannt, dass die Wellenaktivität stark von Tag zu Tag variieren kann. Im Mai 2016 gelang eine außergewöhnlich lange LiDAR-Messung über 10 Tage, welche eine starke zeitliche Variabilität insbesondere der ganztägigen Gezeit zeigte. Diese Messung ist beispiellos, da es keine vergleichbare Messung mit dieser zeitlichen Auflösung gibt, die die zeitliche Entwicklung der Temperatur über einen so langen Zeitraum in diesem Höhenbereich zeigt.

Die ganztägige Gezeit zeigte in einer Höhe von 40 km zunächst eine konstante Amplitude über die gesamte Messzeit, während sie in den Höhen darüber sehr variabel war. In der zweiten Hälfte der Messung zeigte sich ein Verschwinden der ganztägigen Gezeit in einem begrenzten Höhenbereich. Das Verschwinden der ganztägigen Gezeit steht direkt im Zusammenhang mit einer erhöhten Schwerewellenaktivität, die durch veränderte Windbedingungen in der Tropopausenregion verursacht wurde. Das bedeutet, dass die Schwerewellen mit der Gezeit wechselwirkten, was zu einer Unterdrückung der Gezeit führte. Diese Beobachtung ermöglicht ein besseres Verständnis der Interaktion von Schwerewellen und Gezeiten, um die Parametrisierung von Schwerewellen in Zirkulationsmodellen zu verbessern. Ein Vergleich der LiDAR-Temperaturen mit ECMWF-Daten legte nahe, dass besonders kleinskalige Schwerewellen nur unzureichend wiedergegeben werden, was einen Einfluss auf die Amplituden der Gezeiten in Modelldaten hat, die dementsprechend ebenfalls überschätzt werden.

Schwerewellenaktivität über das Jahr

Durch die Verfügbarkeit eines großen Datensatzes über Jahre hinweg war es auch möglich eine Schwerewellenaktivität anhand der potentiellen Energiedichte über das Jahr abzuleiten. Dabei zeigten sich überraschende Unterschiede in der saisonalen Variation verschiedener Schwerewellen. Während Trägheitsschwerewellen aus den vertikal gefilterten Daten ein klares Sommerminimum aufweisen, zeigten Schwerewellen mit kleineren Perioden ein insgesamt nur schwach ausgeprägtes saisonales Verhalten. Insbesondere im Sommer ist die Aktivität dieser Wellen vergleichsweise groß, weshalb diesen eine besondere Bedeutung zukommt. Aufgrund der vorherrschenden Windverhältnisse im Sommer ist anzunehmen, dass diese Schwerewellen eine höhere Phasengeschwindigkeit als Trägheitsschwerewellen aufweisen, um in größere Höhen propagieren zu können. Da die Jahr-zu-Jahr-Variation der Schwerewellen gering ist, ist das mittlere jahreszeitliche Verhalten repräsentativ für einzelnen Jahre.

In der Regel sind LiDARs, die hauptsächlich die Rayleigh-Streuung nutzen, auf Messungen bei Dunkelheit beschränkt. Durch die Tageslichtfähigkeit des Kühlungsborner LiDARs war es erstmalig möglich zu untersuchen, ob es Unterschiede in der saisonalen Schwerewellenaktivität gibt, wenn nur Tag- oder nur Nachtdaten berücksichtigt werden. Dabei wurde klar, dass insbesondere die Aktivität der Schwerewellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h im Sommer reduziert sind, wenn nur Nachtdaten verwendet werden. Das erklärt, warum die meisten anderen nur bei Nacht messenden LiDAR-Stationen in der Regel ein Sommerminimum der Schwerewellenaktivität beobachten.

Gezeitenaktivität über das Jahr

Ebenso wie die Schwerewellenaktivität konnte aus den LiDAR-Daten die saisonale Variation von Gezeiten abgeleitet werden. Dies stellte zunächst eine Fortführung der Datenanalyse basierend auf einem Komposit von *Kopp* (2017) dar. In der vorangegangenen Studie wurden nur Daten von 2011 bis 2013 berücksichtigt. Dieser Datensatz wurde nun mehr als verdoppelt/verdreifacht, so dass insbesondere auch im Frühjahr und Herbst und vereinzelt auch im Winter eine Gezeitenauswertung möglich ist. Es stellt sich heraus, dass die Gezeitenamplituden der halb- und dritteltägigen Gezeit im Sommer minimal sind, während die Amplituden der ganztägigen Gezeit bis etwa 60 km konstant sind mit Ausnahme eines Anstieges im November/Dezember. Die Konstanz der ganztägigen Gezeit wird von MERRA-Daten weitestgehend reproduziert, während die dieser Arbeit vorangegangene Studie von *Kopp* (2017) auch eine erhöhte Gezeitenamplitude im Frühjahr zeigte. Dies kann damit erklärt werden, dass es im Frühjahr, insbesondere im März eine starke Jahr-zu-Jahr-Variation gibt. Dabei zeigte die ganztägige Gezeit in Jahren ab 2015 keine so stark ausgeprägte Amplitude, wie in den Jahren zuvor. Verursacht wird die erhöhte Amplitude von einem sogenannten „trapped“ Mode der Gezeit, der nur in einem begrenzten Höhenbereich existiert. Warum dieser Mode in den letzten Jahren jedoch viel weniger ausgeprägt war, bleibt Gegenstand der aktuellen Forschung.

Durch einen Vergleich der potentiellen Energiedichte der Gezeiten mit der potentiellen Energiedichte für Schwerewellen wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass Gezeiten nicht nur im Winter in LiDAR-Daten berücksichtigt werden müssen, sondern auch im Sommer. Dies gilt besonders, wenn Trägheitsschwerewellen im Fokus der Analysen stehen, da die potentielle Energiedichte dieser in der gleichen Größenordnung liegen wie die Energiedichte der Gezeiten.

Wellenaktivität aus Dichtefluktuationen

Bisher wurden Temperaturen der mittleren Atmosphäre verwendet, um Wellenparameter abzuleiten. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass Dichtefluktuationen ebenso geeignet dazu sind. Die Berechnung aus Dichtefluktuationen hat dabei Vorteile. Es kann eine bessere Auflösung erzielt werden, da sich der Fehler nicht von einer Höhe zur nächsten fortpflanzt, während dies bei der Temperaturberechnung der Fall ist. Außerdem sind Dichtefluktuationen die direkte Messgröße eines Rayleigh-LiDARs, d.h., es muss keine zusätzliche Information wie eine Starttemperatur zur Verfügung stehen. Zunächst wurden nur Dichtefluktuationen aus Nächten betrachtet. Durch die geringe Integrationszeit von nur 10 min können daraus Schwerewellen mit Perioden von 20 min bis 3 h analysiert werden. Diese Schwerewellen wurden bisher bei der Analyse der Temperaturdaten nicht berücksichtigt, da hier die Integrationszeit 2 h betrug.

Durch die Verwendung von Dichtefluktuationen konnte anhand der mittleren potentiellen Energiedichte eine Wellenaktivität von Schwerewellen mit Perioden kleiner als 3 h bestimmt werden. Dabei zeigte sich, dass diese Schwerewellen keine starke Variation über das Jahr zeigen. Im Winter ist die Aktivität erhöht, jedoch nicht so stark wie für Trägheitsschwerewellen. Außerdem zeigen die hier untersuchten kurzperiodischen Schwerewellen ebenso wie die Schwerewellen mit Perioden zwischen 4 und 8 h eine erhöhte Aktivität im Sommer. Die so neu gewonnenen Informationen über Schwerewellen mit Perioden kleiner als 3 h decken sich dabei mit Messungen des Impulsflusses von *Fritts et al.* (2014), die ebenfalls eine hohe Schwerewellenaktivität im Sommer zeigen.

9. Ergebnisse und Ausblick

wellenaktivität im Sommer ermittelt haben.

9.2. Ausblick

Zukünftig gilt es mehrere Aspekte, die in dieser Arbeit untersucht wurden, näher zu betrachten bzw. auszubauen. Zum einen wurde in dieser Arbeit die Grundlage dafür gelegt, aus tageslichtunabhängigen LiDAR-Datensätzen sowohl Schwerewellen als auch Gezeiteninformationen zu extrahieren. Zum anderen ermöglichte die kontinuierliche Datenaufnahme seit mehreren Jahren eine Analyse der Schwerewellen und Gezeiten auf langen Zeitskalen (vergl. z.B. *Bittner et al.*, 2000). Der Datensatz des Kühlungsbörner RMR-LiDARs wird stetig erweitert, um eine bessere Messabdeckung insbesondere in den Wintermonaten zu erreichen. Dabei stellt die potentielle Energiedichte von Wellen nur einen Teilaspekt der Aktivität dieser Wellen dar. Um die physikalischen Prozesse genau zu verstehen, die die Variabilität der Schwerewellen verursachen, muss in Zukunft eine Verknüpfung der LiDAR-Messdaten mit horizontalen Informationen der Schwerewellen erfolgen. Dazu könnten OH-Messungen dienen, aus denen horizontale Wellenlängen und deren Variabilität bestimmt werden. Außerdem könnten Satellitenmessungen dazu verwendet werden, die Wellenaktivität auf großen Skalen mit LiDAR-Messungen zu vergleichen, da letztere nur eine lokale Information enthalten. Jedoch muss dabei berücksichtigt werden, welcher Teil des Schwerewellenspektrums von welchem Instrument betrachtet wird. Spektrale Analysen könnten zusätzlich Informationen, z.B. über die Konstanz des spektralen Indexes, liefern und werden zukünftig vermehrt durchgeführt. Die Ergebnisse aus der Verknüpfung von spektralen mit horizontalen Informationen können dann mit Modelldaten verglichen werden, um die Parametrisierung der Schwerewellen darin zu verbessern. Insbesondere die Kurzzeitvariabilität der Wellen ist bisher nicht ausreichend in Modellen implementiert.

Ein weiterer zur Zeit vielfach diskutierter Aspekt ist die Existenz von sekundären Schwerewellen, welche in der mittleren Atmosphäre generiert werden. Die in dieser Arbeit gezeigten Analysen unterscheiden nicht zwischen nach oben und nach unten propagierenden Schwerewellen. Um eine Unterscheidung durchführen zu können, ist es aber unabdingbar die Ausbreitungsrichtung und den Hintergrundwind der Wellen zu kennen. Durch eine dahingehende Verbesserung der Analysemethode könnte eine Unterscheidung jedoch wertvolle Erkenntnisse über den möglichen Einfluss und die Auswirkungen von sekundären Schwerewellen liefern. Einen ersten Ansatz dafür lieferten die Analysen von LiDAR-Messungen in Neuseeland sowie in Finnland (z.B. *Kaifler et al.*, 2017). Die Existenz von sekundären Schwerewellen sowie deren Bedeutung werden jedoch derzeit kontrovers diskutiert und bedürfen daher noch weiterer Untersuchungen in Zukunft.

Außerdem wird die Ausbreitung von Schwerewellen maßgeblich durch den Hintergrundwind und die Temperatur bestimmt. Die Windinformation kann ebenfalls mittels LiDAR aus der mittleren Atmosphäre gewonnen werden. Innerhalb dieser Arbeit wurden die Grundlagen dafür gelegt, nachts Windmessungen mit dem Kühlungsbörner RMR-LiDAR durchzuführen (siehe Anhang B). Dafür wurde ein Laserpulsspektrometer aufgebaut, um den Frequenzunterschied zwischen Seedlaser und Leistungslaser zu messen. Außerdem wurde ein zusätzlicher Nachweiszweig mit einer Iodzelle in die Nachweisbank integriert, welche die Dopplerverschiebung der zurückgestreuten Photonen aufgrund des vertikalen Windes misst. Zukünftig wird an der Datenanalyse gearbeitet, um die kinetische Energiedichte von Schwerewellen bestimmen zu können und somit das Bild der Schwerewellenaktivität zu vervollständigen. Mit Hilfe der Windinformation lassen sich dann auch Impulsflüsse berechnen, die maßgeblich die

9.2. Ausblick

Information enthalten, welche Energie bzw. welcher Impuls durch die Schwerewellen transportiert wird. Anhand dieser Größe lassen sich dann LiDAR-Messungen zukünftig besser mit beispielsweise Radarmessungen vergleichen.

A. Messstatistik

In den folgenden Tabellen sind die Messtage pro Monat in den Jahren 2012 bis 2016 aufgelistet. Dabei unterscheiden sich die Daten zum einen durch die festgesetzte Mindestdauer einer Messung. Zum anderen wird zwischen zwei Arten von Messtagen unterschieden. Da historisch bedingt LiDAR-Messungen zunächst nur nachts möglich waren, wurde in der Vergangenheit als Messtag der Zeitraum von 12 Uhr UT eines Tages bis 12 Uhr UT des nächsten Tages definiert. Durch die Tageslichtfähigkeit können jetzt auch Tage eines Datums, also von 0 bis 24 Uhr UT betrachtet werden. Da für einen Vergleich der Jahresgänge aus Ganztagesdaten und Daten, die nur nachts gewonnen wurden, beide Arten von Messtagen relevant sind, werden in den Tabellen auch beide hinsichtlich der Anzahl dargestellt.

In Tabelle A.1 ist die Anzahl der Messungen aufgelistet, welche eine Länge von mindestens 6 h aufwiesen. Dieses Limit wurde als untere Grenze eingeführt, um mittels Kompositanalyse Gezeiteninformationen zu extrahieren. Dieses Limit wurde in dieser Arbeit beibehalten. Die Messungen mit einer Länge zwischen 6 und 7 h machen dabei etwa einen Anteil von 10% von allen Messungen mit einer Länge von 6 - 24 h aus. Da dieser Anteil relativ klein ist, ist es gerechtfertigt die Daten trotzdem mit einer Grenzperiode von 8 h zu filtern. Der dabei entstehende Fehler ändert im Mittel nicht das jahreszeitliche Verhalten der Schwerewellenaktivität.

Um die Abhängigkeit der extrahierten Wellen auch in Abhängigkeit von der Grenzperiode zu untersuchen, wurde die Mindestlänge einer Messung auf 10 h erhöht. Dadurch reduziert sich die Anzahl der Messungen über die Jahre (siehe Tabelle A.2). Die Statistik ist jedoch noch gut genug, um eine Schwerewellenaktivität über das Jahr zu berechnen. Durch Re-

Tabelle A.1.: Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 6 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12/(0-24 Uhr)

Jahr	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	\sum
2012	7 (6)	5 (4)	11 (12)	3 (3)	12 (13)	10 (12)	13 (11)	12 (10)	5 (4)	4 (5)	2 (0)	0 (0)	84 (80)
2013	0 (0)	2 (0)	10 (7)	11 (8)	7 (7)	13 (16)	20 (20)	13 (11)	5 (4)	4 (5)	2 (4)	0 (0)	92 (82)
2014	0 (0)	2 (2)	7 (8)	2 (1)	11 (8)	17 (18)	21 (20)	6 (5)	11 (12)	1 (0)	0 (0)	0 (0)	78 (74)
2015	2 (0)	5 (3)	6 (5)	8 (6)	4 (2)	11 (14)	14 (16)	14 (14)	8 (8)	7 (7)	1 (2)	0 (0)	80 (77)
2016	0 (0)	1 (2)	7 (4)	11 (7)	14 (15)	19 (19)	12 (15)	13 (11)	17 (17)	0 (0)	5 (3)	3 (2)	102 (95)
\sum	9 (6)	15 (11)	41 (36)	35 (25)	50 (45)	70 (79)	80 (82)	58 (52)	46 (45)	16 (17)	10 (9)	3 (2)	439 (409)

duktion der Integrationszeit der Daten, wie es bei der Verwendung von Dichtefluktuationen der Fall war, konnte die Mindestlänge der Messung auf 3 h heruntergesetzt werden. Dies

A. Messstatistik

ermöglicht eine bessere Statistik der Messungen, insbesondere für die Wintermonate. Damit können jedoch nur noch Wellen mit Perioden von wenigen Stunden extrahiert werden. Die Anzahl dieser Messungen ist in Tabelle A.3 aufgelistet. Die Anzahl der Messungen für alle

Tabelle A.2.: Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 10 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12/(0-24 Uhr)

Jahr	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Σ
2012	6 (5)	4 (3)	8 (6)	3 (3)	8 (9)	6 (6)	9 (9)	7 (7)	2 (2)	3 (3)	1 (0)	0 (0)	57 (53)
2013	0 (0)	0 (0)	7 (7)	7 (6)	4 (5)	12 (13)	16 (15)	10 (10)	5 (4)	6 (5)	2 (3)	1 (0)	70 (68)
2014	0 (0)	2 (2)	7 (7)	2 (1)	7 (5)	11 (12)	16 (16)	4 (3)	10 (9)	1 (0)	0 (0)	0 (0)	60 (55)
2015	0 (0)	2 (2)	4 (4)	4 (4)	1 (0)	9 (9)	8 (8)	12 (11)	5 (7)	5 (6)	0 (1)	0 (0)	50 (52)
2016	0 (0)	1 (2)	3 (4)	3 (6)	13 (13)	11 (4)	6 (9)	6 (8)	15 (12)	0 (0)	4 (3)	2 (2)	65 (63)
Σ	6 (5)	9 (9)	29 (28)	20 (20)	33 (32)	49 (44)	55 (57)	39 (39)	27 (34)	15 (14)	7 (7)	3 (2)	303 (291)

Jahre mit den verschiedenen Mindestlängen ist in Form eines Histogrammes in Abbildung A.1 dargestellt.

Tabelle A.3.: Anzahl der Messungen pro Tag mit Mindestlänge von 3 h für jedes Jahr und Monat für Messtage von 12-12 Uhr

Jahr	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Σ
2012	8	6	14	5	15	17	16	14	7	9	6	4	121
2013	1	3	12	12	11	19	22	14	7	7	6	1	115
2014	0	5	11	2	13	21	25	8	15	1	1	1	103
2015	2	6	9	11	5	16	17	17	13	10	5	0	111
2016	0	1	8	12	16	23	17	16	20	1	7	5	126
Σ	11	21	54	42	60	96	97	69	62	28	25	11	581

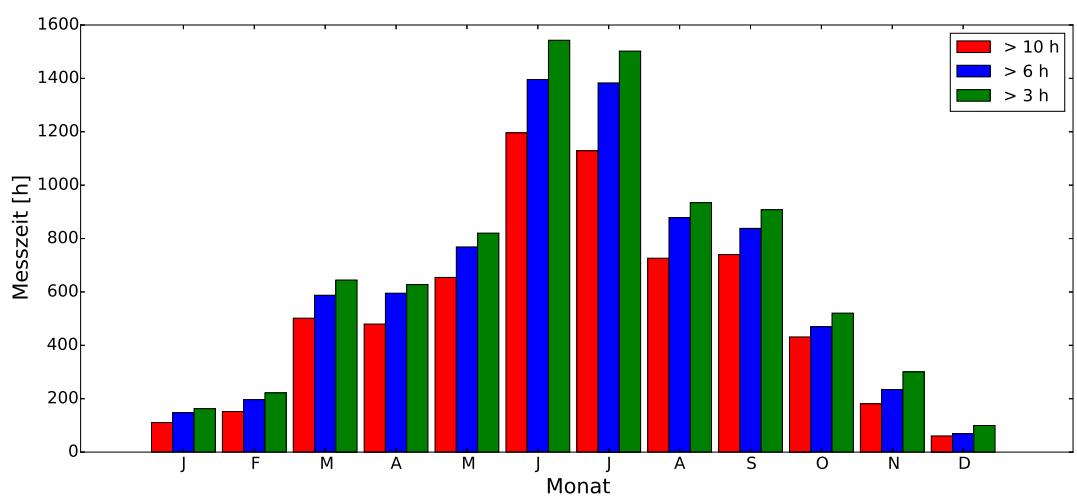


Abbildung A.1.: Histogrammdarstellung der Gesamtmessstunden pro Monat in den Jahren 2010-2016 für unterschiedlich lange Messungen

B. Windberechnung aus LiDAR Daten

Neben Temperaturvariationen verursachen Schwerewellen und Gezeiten auch Variationen im Wind. Bei der Interpretation der Ausbreitung der Wellen spielt daher nicht nur die Temperatur eine Rolle, sondern auch der Wind. Um diesen mit zu berücksichtigen, ist es daher unumgänglich auch Windinformationen zu haben. Während Modelldaten meist nur eingeschränkt in der Strato- und Mesosphäre Winddaten liefern, wäre es von Vorteil diese Daten direkt bei der Temperaturmessung mit zu messen. Mit einem RMR-LiDAR ist dies prinzipiell möglich.

Das von der festen Quelle ausgesandte Laserlicht erreicht entsprechend mit Lichtgeschwindigkeit ein Molekül in der Atmosphäre, wird gestreut und anschließend zurück zum Empfänger gesendet. Auf diesem Weg kommt es zu einer Frequenzverschiebung bzw. Wellenlängenverschiebung zwischen ausgesendetem und empfangenen Licht. Dies wird auch Doppler-Effekt genannt. Die Wellenlängenänderung entsteht dadurch, dass sich das Streuzentrum in der Atmosphäre gegenüber dem ruhenden Sender mit dem Hintergrundwind bewegt. Dabei wird das Licht zweimal Doppler-verschoben, jeweils wenn es auf das Molekül trifft und wenn es das Molekül wieder verlässt. Damit ergibt sich die Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda$ in Abhängigkeit vom ausgesendeten Licht der Wellenlänge λ_{Laser} , der Lichtgeschwindigkeit c und der Geschwindigkeit des Moleküls v zu

$$\Delta\lambda = 2 \cdot \frac{v}{c} \cdot \lambda_{\text{Laser}}. \quad (\text{B.1})$$

Die Doppler-Verschiebung liegt bei einer ausgesendeten Wellenlänge von 532,26 nm in der Größenordnung von pm für Windgeschwindigkeiten in der Größenordnung von m/s. Bereits in der Vergangenheit wurde ein Verfahren für ein RMR-LiDAR entwickelt um diese kleinen Wellenlängenunterschiede detektieren zu können (Baumgarten, 2010). Das Verfahren basiert auf der Absorption des Lichtes an molekularem Iod und wird daher auch als DoRIS („Doppler Rayleigh Iodine Spectrometer“) bezeichnet. Das Absorptionsspektrum an Iod ist wellenlängenabhängig. An einer Absorptionskante lassen sich damit kleinste Wellenlängenunterschiede im Vergleich zu einer Referenz bei verschwindender Windgeschwindigkeit messen.

Das durch elastische Streuung des Lichtes mittels LiDAR empfangene Signal (auch Cabanneslinie genannt) ist jedoch nicht nur Doppler-verschoben aufgrund des Windes, sondern zusätzlich durch die Brownsche Molekularbewegung, welche temperaturabhängig ist, Doppler-verbreitert. In Abbildung B.1 ist der Einfluss des Windes und der Temperatur auf eine theoretisch berechnete Cabanneslinie dargestellt. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer Verbreiterung der Linie, während ein Wind lediglich zu einer Verschiebung der Linie in eine Richtung führt. Das gesamte gemessene Signal entspricht dem Integral über die Cabanneslinie. Wird nun eine mit Iod gefüllte Gaszelle vor der Signaldetektion verwendet, so reduziert sich das gemessene Signal hinter dieser Zelle aufgrund der Absorption an Iod. Die Transmissionskurve von Iod ist ebenfalls in Abb. B.1 zu sehen. Bei bekannter ausgesendeter Laserwellenlänge ist es durch den Vergleich des Signals vor und hinter der Iodzelle möglich ein Doppler-Verhältnis zu bestimmen, welches einen Rückschluss auf den vorherrschenden Wind in der Atmosphäre erlaubt. Dazu muss aber ebenso die Temperatur bekannt sein.

B. Windberechnung aus LiDAR Daten

Das Kühlungsborner RMR-LiDAR wurde im Zuge dieser Arbeit durch ein solches DoRIS-Instrument erweitert, um zukünftig neben den Temperatur- auch Windmessungen durchzuführen. Der zusätzliche Nachweiszweig zur Winddetektion ist in Abbildung B.2 schematisch dargestellt.

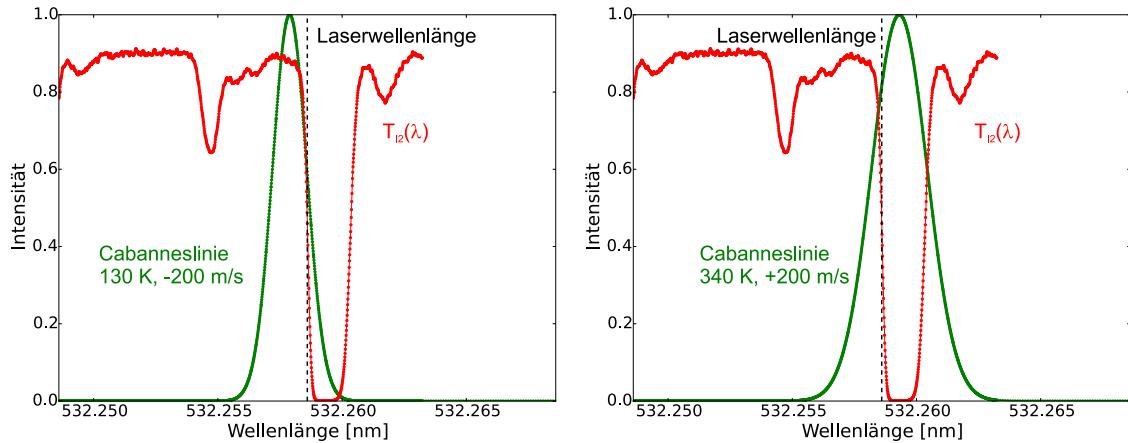


Abbildung B.1.: Darstellung der Cabanneslinie für zwei verschiedene Temperaturen und Windgeschwindigkeiten. Das Integral der Cabanneslinie und der Transmissionskurve der in Kühlungsborn verwendeten Iodzelle entspricht einem Doppler-Verhältnis, aus welchem die Windgeschwindigkeit bei bekannter Temperatur berechnet werden kann. Die vertikale gestrichelte Linie entspricht der ausgesendeten Laserwellenlänge.

tisch dargestellt. Ein weiterer Teleskopspiegel mit einem Durchmesser von ~ 81 cm sammelt nachts, zusätzlich zum Teleskop aus dem herkömmlichen Nachweiszweig, das zurück gestreute Licht aus der Atmosphäre. Über ein Glasfaserkabel wird das zum Windnachweiszweig geleitet. Zunächst wird das Signal spektral zerlegt, um eine Vergleichsmessung der Vibrations-Raman-Streuung an Stickstoffmolekülen durchzuführen, wie es auch schon im Temperurnachweiszweig durchgeführt wird (vgl. Abb. 3.3). Danach schließt sich der eigentliche Windzweig an. Das Signal wird nun erstmal geteilt, um jeweils einen Teil davon vor und einen Teil hinter der Iodzelle mittels APDs messen zu können. Der Kanal vor der Iodzelle stellt ein Referenzsignal dar, während das Signal hinter der Iodzelle zum Doppler-Kanal zählt. Der Quotient aus beiden Kanälen ergibt das Doppler-Verhältnis, aus welchem

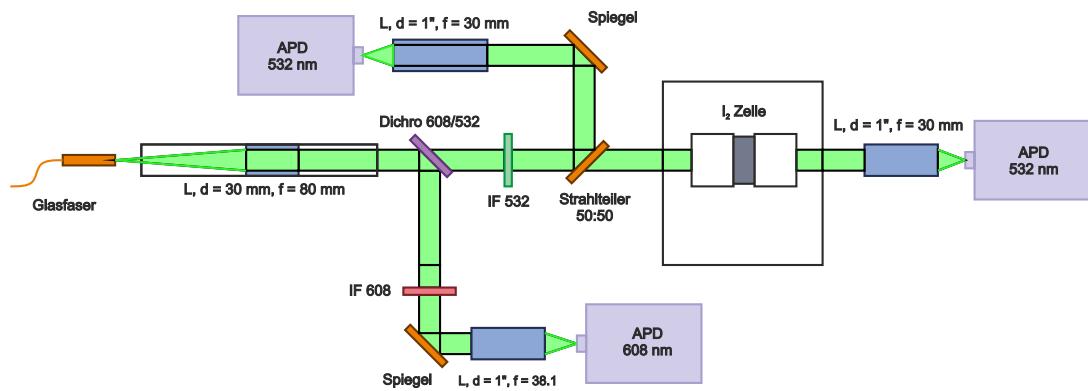


Abbildung B.2.: Schemazeichnung des Windnachweiszweiges des RMR-LiDARs.

der Wind bei bekannter Temperatur ermittelt werden kann. Da der Laserstrahl zur Zeit nur vertikal in die Atmosphäre geleitet wird und die Teleskope noch nicht kippbar sind, ist es so zunächst nur möglich Vertikalwinde zu messen. Eine Komponente des Horizontalwindes ließe sich nur durch eine gekippte Anordnung messen.

Essentiell wichtig für Windmessungen ist auch die genaue Kenntnis der ausgesendeten Laserwellenlänge. Die Wellenlänge des verwendeten Leistungslasers ist zwar durch einen frequenzstabilisierten Seedlaser vorgegeben, jedoch kann es trotzdem im Laufe der Zeit zu Wellenlängenunterschieden zwischen Leistungs- und Seedlaser kommen, die für die Windmessung relevant sind, da sie in der gleichen Größenordnung liegen wie die Doppler-Verschiebung. Um diesen Unterschied zu messen, wird ebenfalls die Absorption an der Iodlinie „1109“ verwendet. Ein Referenzsignal vom Seedlaser sowie vom Leistungslaser wird mit einem zeitlichen Versatz sowohl vor als auch hinter der Iodzelle gemessen. Das Signalverhältnis entspricht dann einem bestimmten Wellenlängenunterschied, der zur Korrektur bei der eigentlichen Windmessung berücksichtigt werden muss.

Literaturverzeichnis

- Alexander, M. J. (1998), Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 103(D8), 8627–8640, doi:10.1029/97JD03325.
- Alexander, M. J., M. Geller, C. McLandress, S. Polavarapu, P. Preusse, F. Sassi, K. Sato, S. Eckermann, M. Ern, A. Hertzog, Y. Kawatani, M. Pulido, T. A. Shaw, M. Sigmond, R. Vincent, und S. Watanabe (2010), Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 136(650), 1103–1124, doi:10.1002/qj.637.
- Allen, S. J., und R. A. Vincent (1995), Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 100(D1), 1327–1350, doi:10.1029/94JD02688.
- Alpers, M., R. Eixmann, J. Höffner, T. Köpnick, J. Schneider, und U. von Zahn (1999), The Rayleigh-/Mie/Raman Lidar at IAP Kühlungsborn, *J. Aerosol Sci.*, 30, Suppl. 1, S637–S638.
- Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, und J. Höffner (2004), Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and rotational Raman scattering, *Atmos. Chem. Phys.*, 4(3), 793–800.
- Andrews, D. G., J. R. Holton, und C. B. Leovy (1987), *Middle atmosphere dynamics.*, International geophysics series, Academic Press Inc., Orlando, USA.
- Baumgarten, G. (2010), Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km, *Atmos. Meas. Tech.*, 3, 1509–1518, doi:10.5194/amt-3-1509-2010.
- Baumgarten, G., J. Fiedler, J. Hildebrand, und F.-J. Lübken (2015), Inertia gravity wave in the stratosphere and mesosphere observed by Doppler wind and temperature lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 10, 929–10, 936, doi:10.1002/2015GL066991.
- Baumgarten, K., M. Gerding, und F.-J. Lübken (2017a), Seasonal variation of gravity wave parameters using different filter methods with daylight lidar measurements at mid-latitudes, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 122, 2683–2695, doi:10.1002/2016JD025916.
- Baumgarten, K., M. Gerding, und F.-J. Lübken (2017b), Temporal variability of tidal and gravity waves during a record long 10 day continuous lidar sounding, *Atmos. Chem. Phys./Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, 2017, 1–20, doi:10.5194/acp-2017-537.
- Becker, E. (2012), Dynamical control of the middle atmosphere, *Space Science Reviews*, 168(1), 283–314, doi:10.1007/s11214-011-9841-5.

Literaturverzeichnis

- Bittner, M., D. Offermann, und H. H. Graef (2000), Mesopause temperature variability above a midlatitude station in Europe, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 105(D2), 2045–2058, doi:10.1029/1999JD900307.
- Booker, J. R., und F. P. Bretherton (1967), The critical layer for internal gravity waves in a shear flow, *J. of Fluid Mechanics*, 27(3), 513–539, doi:10.1017/S0022112067000515.
- Brasseur, G. P., und S. Solomon (2005), *Aeronomy of Middle Atmosphere*, Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Springer.
- Butterworth, S. (1930), On the theory of filter amplifiers, *Experimental wireless and the wireless engineer*, 7, 536–541.
- Cai, X., T. Yuan, und H.-L. Liu (2017), Large-scale gravity wave perturbations in the mesopause region above Northern Hemisphere midlatitudes during autumnal equinox: A joint study by the USU Na lidar and Whole Atmosphere Community Climate Model, *Annales Geophysicae*, 35(2), 181–188, doi:10.5194/angeo-35-181-2017.
- Chapman, S., und R. S. Lindzen (1970), *Atmospheric tides: Thermal and Gravitational*, Gordon and Breach New York.
- Collins, R. L., A. Nomura, und C. S. Gardner (1994), Gravity waves in the upper mesosphere over Antarctica: Lidar observations at the South Pole and Syowa, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 99(D3), 5475–5485, doi:10.1029/93JD03276.
- Dewan, E. M. (1994), The saturated-cascade model for atmospheric gravity wave spectra, and the wavelength-period (w-p) relations, *Geophys. Res. Lett.*, 21(9), 817–820, doi:10.1029/94GL00702.
- Dewan, E. M., und R. E. Good (1986), Saturation and the “universal” spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 91(D2), 2742–2748, doi:10.1029/JD091iD02p02742.
- Du, J., und W. E. Ward (2010), Terdiurnal tide in the extended Canadian Middle Atmospheric Model (CMAM), *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 115(D24), n/a–n/a, doi:10.1029/2010JD014479, d24106.
- Dunkerton, T. J. (1984), Inertia–gravity waves in the stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 41(23), 3396–3404, doi:10.1175/1520-0469(1984)041<3396:IWITS>2.0.CO;2.
- Eckermann, S. D. (1992), Ray-tracing simulation of the global propagation of inertia gravity waves through the zonally averaged middle atmosphere, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 97(D14), 15,849–15,866, doi:10.1029/92JD01410.
- Eckermann, S. D., und C. J. Marks (1996), An idealized ray model of gravity wave-tidal interactions, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 101(D16), 21,195–21,212, doi:10.1029/96JD01660.
- Ehard, B., B. Kaifler, N. Kaifler, und M. Rapp (2015), Evaluation of methods for gravity wave extraction from middle-atmospheric lidar temperature measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, 8(11), 4645–4655, doi:10.5194/amt-8-4645-2015.
- Eixmann, R., M. Gerding, J. Höffner, und M. Kopp (2015), Lidars with narrow FOV for spectral and daylight measurements, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 53, 4548–4553, doi:10.1109/TGRS.2015.2401333.

- Fiedler, J., G. Baumgarten, und F.-J. Lübken (2009), NLC observations during one solar cycle above ALOMAR, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, S. 424–433, doi:10.1016/j.jastp.2008.11.010.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, 10, 11–59.
- Forbes, J. M. (1984), Middle atmosphere tides, *J. Atm. Terr. Phys.*, 46, 1049–1067.
- Forbes, J. M. (1995), *Tidal and Planetary Waves*, S. 67–87, American Geophysical Union, doi:10.1029/GM087p0067.
- Forbes, J. M., und H. B. Garrett (1979), Theoretical studies of atmospheric tides, *Reviews of Geophysics*, 17(8), 1951–1981, doi:10.1029/RG017i008p01951.
- Forbes, J. M., J. Gu, und S. Miyahara (1991), On the interactions between gravity waves and the diurnal propagating tide, *Planet. Space Sci.*, 39, 1249–1257, doi:10.1016/0032-0633(91)90038-C.
- Fricke-Begemann, C., und J. Höffner (2005), Temperature tides and waves near the mesopause from lidar observations at two latitudes, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 110(D19), n/a–n/a, doi:10.1029/2005JD005770, d19103.
- Fritts, D. C., und M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Reviews of Geophysics*, 41(1), n/a–n/a, doi:10.1029/2001RG000106.
- Fritts, D. C., P.-D. Pautet, K. Bossert, M. J. Taylor, B. P. Williams, H. Iimura, T. Yuan, N. J. Mitchell, und G. Stober (2014), Quantifying gravity wave momentum fluxes with mesosphere temperature mappers and correlative instrumentation, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 119(24), 13,583–13,603, doi:10.1002/2014JD022150, 2014JD022150.
- Gan, Q., J. Du, W. E. Ward, S. R. Beagley, V. I. Fomichev, und S. Zhang (2014), Climatology of the diurnal tides from eCMAM30 (1979 to 2010) and its comparison with SABER, *Earth, Planets and Space*, 66(1), 103, doi:10.1186/1880-5981-66-103.
- Gardner, C. S. (1994), Diffusive filtering theory of gravity wave spectra in the atmosphere, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 99(D10), 20,601–20,622, doi:10.1029/94JD00819.
- Gardner, C. S. (1996), Testing theories of atmospheric gravity wave saturation and dissipation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 58(14), 1575–1589, doi:10.1016/0021-9169(96)00027-X.
- Gardner, C. S., M. S. Miller, und C. H. Liu (1989), Rayleigh lidar observations of gravity wave activity in the upper stratosphere at Urbana, Illinois, *J. Atmos. Sci.*, 46(12), 1838–1854, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<1838:RLOOGW>2.0.CO;2.
- Geller, M. A., M. J. Alexander, P. T. Love, J. Bacmeister, M. Ern, A. Hertzog, E. Manzini, P. Preusse, K. Sato, A. A. Scaife, und T. Zhou (2013), A comparison between gravity wave momentum fluxes in observations and climate models, *Journal of Climate*, 26(17), 6383–6405, doi:10.1175/JCLI-D-12-00545.1.

Literaturverzeichnis

- Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe, und F.-J. Lübken (2006), Observations of noctilucent clouds and temperature structure from 1 - 105 km by co-located lidars at 54°N, in *Proceedings of the SPIE symposium "Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing II"*, Vol. 6367, editiert von U. Singh, SPIE, Bellingham, WA, doi:10.1117/12.689012.
- Gerding, M., J. Höffner, J. Lautenbach, M. Rauthe, und F.-J. Lübken (2008), Seasonal variation of nocturnal temperatures between 1 and 105 km altitude at 54°N observed by Lidar, *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 7465–7482.
- Gerding, M., K. Baumgarten, J. Höffner, und F.-J. Lübken (2015), Lidar soundings between 30 and 100 km altitude during day and night for observation of temperatures, gravity waves and tides, *EPJ Web of Conferences*, 119, 13,001, doi:10.1051/epjconf/201611913001.
- Gerding, M., M. Kopp, J. Höffner, K. Baumgarten, und F.-J. Lübken (2016), Mesospheric temperature soundings with the new, daylight-capable IAP RMR lidar, *Atmos. Meas. Tech.*, 9(8), 3707–3715, doi:10.5194/amt-9-3707-2016.
- Gille, J., J. Barnett, P. Arter, M. Barker, P. Bernath, C. Boone, C. Cavanaugh, J. Chow, M. Coffey, J. Craft, C. Craig, M. Dials, V. Dean, T. Eden, D. P. Edwards, G. Francis, C. Halvorson, L. Harvey, C. Hepplewhite, R. Khosravi, D. Kinnison, C. Krinsky, A. Lambert, H. Lee, L. Lyjak, J. Loh, W. Mankin, S. Massie, J. McInerney, J. Moorhouse, B. Nardi, D. Packman, C. Randall, J. Reburn, W. Rudolf, M. Schwartz, J. Serafin, K. Stone, B. Torpy, K. Walker, A. Waterfall, R. Watkins, J. Whitney, D. Woodard, und G. Young (2008), High resolution dynamics limb sounder: Experiment overview, recovery, and validation of initial temperature data, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 113(D16), n/a–n/a, doi:10.1029/2007JD008824, d16S43.
- Gille, S. T., A. Hauchecorne, und M.-L. Chanin (1991), Semidiurnal and diurnal tidal effects in the middle atmosphere as seen by rayleigh lidar, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 96(D4), 7579–7587, doi:10.1029/90JD02570.
- Hagan, M. E. (1996), Comparative effects of migrating solar sources on tidal signatures in the middle and upper atmosphere, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 101(D16), 21,213–21,222, doi:10.1029/96JD01374.
- Hauchecorne, A., und M. L. Chanin (1980), Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km, *Geophys. Res. Lett.*, 7(8), 565–568.
- Hertzog, A., G. Boccarda, R. A. Vincent, F. Vial, und P. Cocquerez (2008), Estimation of Gravity Wave Momentum Flux and Phase Speeds from Quasi-Lagrangian Stratospheric Balloon Flights. Part II: Results from the Vorcore Campaign in Antarctica, *J. Atmos. Sci.*, 65(10), 3056–3070, doi:10.1175/2008JAS2710.1.
- Hildebrand, J., G. Baumgarten, J. Fiedler, U.-P. Hoppe, B. Kaifler, F.-J. Lübken, und B. P. Williams (2012), Combined wind measurements by two different lidar instruments in the Arctic middle atmosphere, *Atmos. Meas. Tech.*, 5, 2433–2445, doi:10.5194/amt-5-2433-2012.
- Hodges, R. R. (1967), Generation of turbulence in the upper atmosphere by internal gravity waves, *J. Geophys. Res.*, 72(13), 3455–3458, doi:10.1029/JZ072i013p03455.

- Hoffmann, P., E. Becker, W. Singer, und M. Placke (2010), Seasonal variation of mesospheric waves at northern middle and high latitudes, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 72, 1068–1079, doi:10.1016/j.jastp.2010.07.002.
- Holton, J. (1992), *An Introduction to Dynamic Meteorology*, International geophysics series, Academic Press.
- Hough, S. S. (1897), On the Application of Harmonic Analysis to the Dynamical Theory of the Tides. Part I. On Laplace's Oscillations of the first species, and on the dynamics of ocean currents, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 189, 201–257, doi:10.1098/rsta.1897.0009.
- Hough, S. S. (1898), On the Application of Harmonic Analysis to the Dynamical Theory of the Tides. part II. On the general integration of Laplace's dynamical equations, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 191, 139–185.
- Jacobi, C. (2012), 6 year mean prevailing winds and tides measured by VHF meteor radar over Collm (51.3°N, 13.0°E), *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 78–79, 8 – 18, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2011.04.010>, structure and Dynamics of Mesosphere and Lower Thermosphere.
- Kaifler, B., N. Kaifler, B. Ehard, A. Dörnbrack, M. Rapp, und D. C. Fritts (2015), Influences of source conditions on mountain wave penetration into the stratosphere and mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 42(21), 9488–9494, doi:10.1002/2015GL066465, 2015GL066465.
- Kaifler, N., B. Kaifler, B. Ehard, S. Gisinger, A. Dörnbrack, M. Rapp, R. Kivi, A. Kozlovsky, M. Lester, und B. Liley (2017), Observational indications of downward-propagating gravity waves in middle atmosphere lidar data, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, S. 1–40.
- Kaiser, G. (1994), *A friendly guide to wavelets*, Birkhäuser, Boston.
- Kim, Y., S. D. Eckermann, und H. Chun (2003), An overview of the past, present and future of gravity-wave drag parametrization for numerical climate and weather prediction models, *Atmosphere-Ocean*, 41(1), 65–98, doi:10.3137/ao.410105.
- Kopp, M. (2017), Ein neues tageslichtbasiertes RMR-Lidar: technischer Aufbau sowie geophysikalische Analyse von Temperaturgezeiten und NLC über Kühlungsborn (54°N, 12°E), Dissertation, Universität Rostock.
- Kopp, M., M. Gerdung, J. Höffner, und F.-J. Lübken (2015), Tidal signatures in temperatures derived from daylight lidar soundings above Kühlungsborn (54°N, 12°E), *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, S. 37–50, doi:10.1016/j.jastp.2014.09.002.
- Lighthill, J. (1978), *Waves in fluids*, Cambridge University Press, New York.
- Lindzen, R. S. (1981), Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.: Oceans*, 86(C10), 9707–9714, doi:10.1029/JC086iC10p09707.
- Lomb, N. R. (1976), Least-squares frequency analysis of unequally spaced data, *Astrophys. and Space Sci.*, 39(2), 447–462, doi:10.1007/BF00648343.

Literaturverzeichnis

- Lu, X., A. Z. Liu, J. Oberheide, Q. Wu, T. Li, Z. Li, G. R. Swenson, und S. J. Franke (2011), Seasonal variability of the diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere over Maui, Hawaii (20.7°N, 156.3°W), *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 116(D17), n/a–n/a, doi:10.1029/2011JD015599, d17103.
- Lübken, F.-J., und U. von Zahn (1991), Thermal structure of the mesopause region at polar latitudes, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 96(D11), 20,841–20,857, doi:10.1029/91JD02018.
- Lübken, F.-J., J. Höffner, T. P. Viehl, B. Kaifler, und R. J. Morris (2011), First measurements of thermal tides in the summer mesopause region at Antarctic latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, 38(24), n/a–n/a, doi:10.1029/2011GL050045, l24806.
- Matsuno, T. (1982), A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves, *J. Meteorol. Soc. of Japan. Ser. II*, 60(1), 215–226, doi:10.2151/jmsj1965.60.1_215.
- Matthias, V. (2014), The role of planetary waves in coupling processes of the middle atmosphere, Dissertation, Universität Rostock.
- Mayr, H. G., I. Harris, W. T. Kasprzak, M. Dube, und F. Varosi (1988), Gravity waves in the upper atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 93(A10), 11,247–11,262, doi:10.1029/JA093iA10p11247.
- McLandress, C. (2002), The seasonal variation of the propagating diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere. Part I: The role of gravity waves and planetary waves, *J. Atmos. Sci.*, 59(5), 893–906, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<0893:TSVOTP>2.0.CO;2.
- Mitchell, N. J., L. Thomas, und A. K. P. Marsh (1991), Lidar observations of long-period gravity waves in the stratosphere, *Annales Geophysicae*, 9, 588–596.
- Mzé, N., A. Hauchecorne, P. Keckhut, und M. Thétis (2014), Vertical distribution of gravity wave potential energy from long-term Rayleigh lidar data at a northern middle-latitude site, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 119(21), 12,069–12,083, doi:10.1002/2014JD022035, 2014JD022035.
- Nastrom, G. D., D. C. Fritts, und K. S. Gage (1987), An investigation of terrain effects on the mesoscale spectrum of atmospheric motions, *J. Atmos. Sci.*, 44(20), 3087–3096, doi:10.1175/1520-0469(1987)044<3087:AIOTEO>2.0.CO;2.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, und A. K. Smith (2013), Climatology of the migrating ter-diurnal tide (TW3) in SABER/TIMED temperatures, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 118(4), 1755–1767, doi:10.1002/jgra.50207.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, und A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 107(A12), SIA 15–1–SIA 15–16, doi:10.1029/2002JA009430, 1468.
- Placke, M., P. Hoffmann, M. Gerding, E. Becker, und M. Rapp (2012), Testing linear gravity wave theory with simultaneous wind and temperature data from the mesosphere, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, doi:10.1016/j.jastp.2012.11.012.

- Plumb, R. A. (1983), Baroclinic instability of the summer mesosphere: A mechanism for the quasi-two-day wave?, *J. Atmos. Sci.*, 40(1), 262–270, doi:10.1175/1520-0469(1983)040\$(\$0262:BIOTSM\$)\$2.0.CO;2.
- Preusse, P., S. D. Eckermann, und M. Ern (2008), Transparency of the atmosphere to short horizontal wavelength gravity waves, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 113(D24), n/a–n/a, doi:10.1029/2007JD009682, d24104.
- Rauthe, M. (2008), Lidarmessungen von Temperaturen und Schwerewellen zwischen 1 – 105 km über Kühlungsborn (54°N, 12°E), Dissertation, Universität Rostock.
- Rauthe, M., M. Gerding, J. Höffner, und F.-J. Lübken (2006), Lidar temperature measurements of gravity waves over Kühlungsborn (54°N) from 1 to 105 km: A winter-summer comparison, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 111(D24), D24108, doi:10.1029/2006JD007354.
- Rauthe, M., M. Gerding, und F.-J. Lübken (2008), Seasonal changes in gravity wave activity measured by Lidars at mid-latitudes, *Atmos. Chem. Phys.*, 8, 6775–6787.
- Ribstein, B., U. Achatz, und F. Senf (2015), The interaction between gravity waves and solar tides: Results from 4-d ray tracing coupled to a linear tidal model, *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 120(8), 6795–6817, doi:10.1002/2015JA021349, 2015JA021349.
- Rienecker, M. M., M. J. Suarez, R. Gelaro, R. Todling, J. Bacmeister, E. Liu, M. G. Bosilovich, S. D. Schubert, L. Takacs, G.-K. Kim, S. Bloom, J. Chen, D. Collins, A. Conaty, A. da Silva, W. Gu, J. Joiner, R. D. Koster, R. Lucchesi, A. Molod, T. Owens, S. Pawson, P. Pégion, C. R. Redder, R. Reichle, F. R. Robertson, A. G. Ruddick, M. Sienkiewicz, und J. Woollen (2011), MERRA: NASA's Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, *Journal of Climate*, 24(14), 3624–3648, doi:10.1175/JCLI-D-11-00015.1.
- Rodgers, C. D. (1976), Evidence for the five-day wave in the upper stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 33(4), 710–711, doi:10.1175/1520-0469(1976)033\$(\$0710:EFTFDW\$)\$2.0.CO;2.
- Salby, M. L. (1981), The 2-day wave in the middle atmosphere: Observations and theory, *J. Geophys. Res.: Oceans*, 86(C10), 9654–9660, doi:10.1029/JC086iC10p09654.
- Scargle, J. D. (1982), Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data, *APJ*, 263, 835–853, doi:10.1086/160554.
- Senf, F., und U. Achatz (2011), On the impact of middle-atmosphere thermal tides on the propagation and dissipation of gravity waves, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 116(D24), n/a–n/a, doi:10.1029/2011JD015794, d24110.
- Sharman, R. D., S. B. Trier, T. P. Lane, und J. D. Doyle (2012), Sources and dynamics of turbulence in the upper troposphere and lower stratosphere: A review, *Geophys. Res. Lett.*, 39(12), doi:10.1029/2012GL051996.
- She, C. Y., und U. von Zahn (1998), Concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 103(D5), 5855–5863, doi:10.1029/97JD03450.
- She, C. Y., J. Sherman, T. Yuan, B. P. Williams, K. Arnold, T. D. Kawahara, T. Li, L. F. Xu, J. D. Vance, P. Acott, und D. A. Krueger (2003), The first 80-hour continuous lidar campaign for simultaneous observation of mesopause region temperature and wind, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), n/a–n/a, doi:10.1029/2002GL016412, 1319.

Literaturverzeichnis

- Sica, R. J., und P. S. Argall (2007), Seasonal and nightly variations of gravity-wave energy density in the middle atmosphere measured by the Purple Crow Lidar, *Annales Geophysicae*, 25(10), 2139–2145, doi:10.5194/angeo-25-2139-2007.
- States, R. J., und C. S. Gardner (2000), Thermal structure of the mesopause region (80–105 km) at 40° N latitude. Part II: Diurnal variations, *J. Atmos. Sci.*, 57(1), 78–92, doi: 10.1175/1520-0469(2000)057<0078:TSOTMR>2.0.CO;2.
- Teitelbaum, H., F. Vial, A. Manson, R. Giraldez, und M. Massebeuf (1989), Non-linear interaction between the diurnal and semidiurnal tides: terdiurnal and diurnal secondary waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51(7–8), 627 – 634, doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0021-9169\(89\)90061-5](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9169(89)90061-5), international Middle Atmosphere Program Symposium.
- Thomason, L. W., L. R. Poole, und T. Deshler (1997), A global climatology of stratospheric aerosol surface area density deduced from stratospheric aerosol and gas experiment II measurements: 1984–1994, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 102(D7), 8967–8976, doi:10.1029/96JD02962.
- Thurairajah, B., R. L. Collins, V. L. Harvey, R. S. Lieberman, M. Gerdin, K. Mizutani, und J. M. Livingston (2010), Gravity wave activity in the Arctic stratosphere and mesosphere during the 2007–2008 and 2008–2009 stratospheric sudden warming events, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 115(D3), n/a–n/a, doi:10.1029/2010JD014125, d00N06.
- Torrence, C., und G. P. Compo (1998), A practical guide to wavelet analysis, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1), 61–78, doi:10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, und R. H. Ware (2000), A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (gps/met), *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 105(D6), 7257–7273, doi:10.1029/1999JD901005.
- VanZandt, T. E. (1982), A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 9(5), 575–578, doi:10.1029/GL009i005p00575.
- VanZandt, T. E. (1985), A model for gravity wave spectra observed by Doppler sounding systems, *Radio Science*, 20(6), 1323–1330, doi:10.1029/RS020i006p01323.
- Wilson, R., M. L. Chanin, und A. Hauchecorne (1991a), Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar: 1. Case studies, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 96(D3), 5153–5167, doi:10.1029/90JD02231.
- Wilson, R., M. L. Chanin, und A. Hauchecorne (1991b), Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar: 2. Climatology, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 96(D3), 5169–5183, doi:10.1029/90JD02610.
- Wright, C. J., N. P. Hindley, A. C. Moss, und N. J. Mitchell (2016), Multi-instrument gravity-wave measurements over Tierra del Fuego and the Drake Passage – Part 1: Potential energies and vertical wavelengths from AIRS, COSMIC, HIRDLS, MLS-Aura, SAAMER, SABER and radiosondes, *Atmos. Meas. Tech.*, 9(3), 877–908, doi:10.5194/amt-9-877-2016.
- Wu, D. L., P. Preusse, S. D. Eckermann, J. H. Jiang, M. D. L. T. Juarez, L. Coy, und D. Y. Wang (2006), Remote sounding of atmospheric gravity waves with satellite limb and nadir techniques, *Adv. Space Res.*, 37, 2269–2277, doi:10.1016/j.asr.2005.07.031.

- Wüst, S., V. Wendt, C. Schmidt, S. Lichtenstern, M. Bittner, J.-H. Yee, M. G. Mlynczak, und J. M. R. III (2016), Derivation of gravity wave potential energy density from {NDMC} measurements, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 138–139, 32 – 46, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2015.12.003>.
- Yiğit, E., S. L. England, G. Liu, A. S. Medvedev, P. R. Mahaffy, T. Kuroda, und B. M. Jakosky (2015), High-altitude gravity waves in the martian thermosphere observed by MAVEN/NGIMS and modeled by a gravity wave scheme, *Geophys. Res. Lett.*, 42(21), 8993–9000, doi:[10.1002/2015GL065307](https://doi.org/10.1002/2015GL065307).
- Young, A. T. (1981), Rayleigh scattering, *Appl. Optics*, 20(4), 533–535.
- Yuan, T., C.-Y. She, D. Krueger, S. C. Reising, X. Zhang, und J. M. Forbes (2010), A collaborative study on temperature diurnal tide in the midlatitude mesopause region (41° N, 105° W) with Na lidar and TIMED/SABER observations, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 72(5–6), 541 – 549, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2010.02.007>.
- Yuan, T., C. Y. She, J. Oberheide, und D. A. Krueger (2014), Vertical tidal wind climatology from full-diurnal-cycle temperature and Na density lidar observations at Ft. Collins, CO (41° N, 105° W), *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 119(8), 4600–4615, doi:[10.1002/2013JD020338](https://doi.org/10.1002/2013JD020338), 2013JD020338.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. F.-J. Lübken bedanken, der mir als Direktor des Institutes und als Betreuer dieser Arbeit die großartige Möglichkeit gab, diese Dissertation am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik zu schreiben, obwohl ich durch mein Physikstudium bisher keinen Bezug zur Atmosphärenphysik hatte. Seine Betreuung, seine fachliche Expertise und die wissenschaftlichen Diskussionen trugen zum Erfolg dieser Arbeit bei. Prof. Dr. Michael Bittner von der Universität Augsburg bzw. dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt - Deutsches Fernerkundungszentrum Atmosphäre in Weßling danke ich ebenfalls für die Begutachtung dieser Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Michael Gerd, der mir als Verantwortlicher des von mir genutzten RMR-Lidars in Kühlungsborn stets zur Seite stand, sei es vor Ort oder vom anderen Ende der Welt, wenn er auf einer Dienstreise war. Er hat nicht nur schnell Softwareprobleme bei der bereits vorhandenen Temperaturberechnungsroutine behoben, er hat mir auch in zahlreichen Diskussionen, die nicht immer nur fachlicher Natur waren, geholfen die Dinge klarer zu sehen, auch wenn wir nicht immer einer Meinung waren. Dies geschah nicht zuletzt durch seinen schier grenzenlosen Optimismus, der eine wahre Bereicherung ist, wenn sonst kein Licht mehr zu sehen ist.

Außerdem möchte ich an dieser Stelle Michael Priester, Torsten Köpnick und die zahlreichen Messstudenten erwähnen, ohne die der Betrieb des Instrumentes und die vielen gesammelten Messstunden nicht möglich gewesen wären. Nur durch sie ließen sich über 8000 Messstunden in den letzten Jahren generieren, durch deren Analyse ich die hier gezeigten Ergebnisse erzielen konnte.

Ebenso bedanke ich mich bei Maren Kopp und Dr. Josef Höffner, mit deren Hilfe die Tageslichtfähigkeit des Lidars inklusive der Strahlstabilisierung hergestellt wurde. Ohne diese Entwicklung wäre diese Arbeit hier nicht möglich gewesen. Die bereitgestellte Software zur Kompositanalyse verdanke ich ebenfalls ihnen. Bezuglich der Datenauswertung möchte ich in diesem Zuge auch Dr. Gerd Baumgarten danken, der eine umfangreiche Pythonbibliothek erstellt hat, von der ich einen kleinen Teil für diese Arbeit nutzen konnte. Die Modelldaten vom „European Centre for Medium-Range Weather Forecasts“ wurden ebenfalls von Dr. Gerd Baumgarten zur Verfügung gestellt.

Neben den bereits genannten Personen möchte ich auch allen anderen wissenschaftlichen Kollegen des IAP für die erfrischenden Diskussionen danken, sowie natürlich auch der Verwaltung des IAP und unserer Bibliothekarin Rosemarie von Rein für die Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

Weiterhin gilt mein Dank der DFG Forschergruppe „Multi-scale dynamics of gravity waves“ (MS-GWaves) unter der Leitung von Prof. Dr. Ulrich Achatz der Goethe-Universität Frankfurt (Main), die während einiger Projekttreffen zahlreiche Impulse für diese Arbeit lieferte. Diese Arbeit wurde außerdem teilweise durch das DYNAMITE-Projekt innerhalb des Schwerpunktprogrammes „SPP1788 Dynamic Earth“ der DFG finanziert.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie, die mich immer mit regem Interesse bei dieser Sache unterstützt hat.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine außer den von mir angegebenen Quellen und Hilfsmitteln verwandt und die den genutzten Werken inhaltlich oder wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht zu haben.

Kühlungsborn, den 26. Juli 2017

(Kathrin Baumgarten)