

**Universität
Rostock**



Traditio et Innovatio

Analysen der dreidimensionalen Struktur von mesosphärischen Radarechos

**Bachelor-Arbeit
angefertigt am Institut für Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Rostock
und am Leibniz-Institut für
Atmosphärenphysik in Kühlungsborn**

von Benedikt Ehard, geb. am 5. Mai 1990 in Roth

Betreuer und 1. Prüfer : Prof. Dr. M. Rapp, Universität Rostock

2. Prüfer: Dr. R. Latteck, Institut für Atmosphärenphysik

Rostock, den 17. August 2012

Abstract

In this bachelor-thesis the three-dimensional structure of polar mesospheric summer echoes (PMSE) is examined. The assumption is being made, that some tilted layers are in fact the front of a gravity wave. From the three-dimensional structure of two of this tilted layers wave-parameters are derived. The periode which is determined from this is compared with the wavelet spectrum of the background wind in order to corroborate the belief of a tilted gravity wave front.

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wird die dreidimensionale Struktur von polaren mesosphärischen Sommererechos (PMSE) untersucht. Es wird die Annahme gemacht, dass es sich bei bestimmten geneigten Schichten um die Front einer Schwerewelle handelt. Aus der dreidimensionalen Struktur von zwei derartigen geneigten Schichten werden Wellenparameter abgeleitet. Die daraus ermittelte Periode wird mit dem Waveletspektrum des Hintergrundwindes verglichen um die Annahme einer geneigten Schwerewellenfront zu stützen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Aufbau der Atmosphäre	4
2.2	Schwerewellen	6
2.3	Radar	9
2.3.1	Grundprinzipien der Radartechnik	9
2.3.2	Streumechanismen	10
2.3.3	Antennenformen	12
2.4	Polare mesosphärische Sommerechos (PMSE)	12
3	Aufbau des Experiments	15
3.1	Das MAARSY Radar	15
3.2	Visualisierung der Radardaten	17
3.3	Betrachtete Ereignisse	18
4	Analyse von zwei Ereignissen	21
4.1	17. Juli 2011	21
4.2	27. Juli 2011	25
5	Zusammenfassung	29
	Literaturverzeichnis	32

Kapitel 1

Einleitung

Der Zustand der mittleren Atmosphäre ist vor allem durch deren Dynamik bestimmt. So werden unter anderem dynamische Prozesse für die niedrigen Temperaturen in der Mesopause mitverantwortlich gemacht. In der Mesosphäre treten außerdem Phänomene wie leuchtende Nachtwolken (NLC) und polare mesosphärische Sommerechos (PMSE) auf. Bei letzteren handelt es sich um außergewöhnlich starke Radarechos im VHF Bereich, für deren Existenz turbulente Ereignisse wichtig sind. Turbulenz wird in dieser Höhe hauptsächlich durch das Brechen von sogenannten Schwerewellen erzeugt. Die mittlere Atmosphäre stellt jedoch den bisher am wenigsten erforschten Teil unserer Atmosphäre dar. Das ist auch der Tatsache geschuldet, dass dieser Höhenbereich experimentell schwer zugänglich ist. Daher müssen viele Messungen vom Erdboden aus erfolgen, zum Beispiel mittels Lidar oder Radar. Bodengestützte Messungen sind aber meist eindimensionale Messungen. Damit bleibt bei den meisten Messsystemen die dreidimensionale Struktur und Dynamik der Atmosphäre im Unklaren.

Das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) in Kühlungsborn nahm im Jahr 2010 ein Radarsystem in Betrieb, das unter anderem dreidimensionale zeitaufgelöste Bilder der mittleren Atmosphäre liefern kann. Damit kann visuell nachvollzogen werden, wie sich zum Beispiel atmosphärische Wellen im Radarvolumen ausbreiten.

Es soll daher im Folgenden die Ausbreitung von geneigten Schwerewellenfronten in PMSE analog zur Arbeit von *Rapp et al. [2011]* untersucht werden. Als Grundlage werden hierbei Messdaten des MAARSY Radars verwendet. An Hand von zwei ausgesuchten Beispielen werden Wellenparameter aus der dreidimensionalen Geometrie einer geneigten Schicht abgeleitet und mit Messungen eines zweiten Radars verglichen. Damit kann quantitativ die Annahme gestützt werden, dass es sich hierbei um Schwerewellen handelt.

In Kapitel 2 werden deshalb zuerst die theoretischen Grundlagen erläutert. Es wird der

Aufbau der Atmosphäre und das Phänomen der Schwerewellen beschrieben. Anschließend wird die Funktionsweise eines Radars und das Auftreten von polaren mesosphärischen Sommerechos (PMSE) erklärt. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Experiment zur Datengewinnung und der Methode der Datenauswertung. In Kapitel 4 werden die beiden oben genannten Ergebnisse ausgewertet. Abschließend wird in Kapitel 5 eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse präsentiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Aufbau der Atmosphäre

In der Erdatmosphäre nehmen der Luftdruck p und die Dichte ρ mit der Höhe z exponentiell ab. Dieser Zusammenhang wird über die barometrische Höhenformel beschrieben. Sie lässt sich sehr einfach aus der hydrostatischen Grundgleichung herleiten (vgl. *Andrews [2000]*):

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.1)$$

Setzt man nun für ρ das ideale Gasgesetz ein, und löst die entstandene Differentialgleichung, so erhält man die barometrische Höhenformel:

$$p(z) = p(z_0) \cdot \exp\left(-\frac{z - z_0}{H_s}\right) \quad \text{mit} \quad H_s = \frac{k_B T}{mg} \quad (2.2)$$

k_B ist in der obigen Gleichung die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und m die mittlere Masse eines Luftteilchens.

Da die Dichte direkt proportional zum Druck ist, lässt sich in der obigen Gleichung auch der Druck durch die Dichte ersetzen.

Es wurde die Annahme gemacht, dass die Temperatur in der Atmosphäre uniform ist. Gleichung 2.2 ist zwar nur eine grobe Näherung, reicht jedoch aus um sich grundlegende Prozesse in der Atmosphäre klar zu machen.

Die Atmosphäre ist in mehrere Schichten eingeteilt. Die Grenzen zwischen den Schichten, die sog. Pausen, sind durch einen Vorzeichenwechsel des Temperaturgradienten

bestimmt (s. Abb. 2.1).

Die unterste Schicht bildet die Troposphäre, die vom Erdboden bis in etwa 10 *km* Höhe reicht. Hier nimmt die Temperatur mit der Höhe ab. Die Troposphäre ist durch Turbulenz dominiert. Außerdem finden in dieser Schicht Wetterereignisse statt. In der nächsten Schicht, der Stratosphäre, nimmt die Temperatur mit der Höhe wiederum zu. Sie reicht bis in 50 *km* Höhe und ist von der Ozonphysik dominiert. An die Stratosphäre schließt die Mesosphäre an, die bis in ca. 85 *km* Höhe reicht. Hier nimmt die Temperatur mit der Höhe ab. In dieser Schicht finden Ereignisse wie leuchtende Nachtwolken (NLC) und polar mesosphärische Sommerechos (PMSE) statt. Außerdem ist die Mesosphäre von besonderer Bedeutung, da sich in ihr Trends in der Atmosphäre deutlicher abzeichnen. An die Mesosphäre schließt die Thermosphäre an, in der die Temperatur mit der Höhe wiederum zunimmt.

Man kann die Atmosphäre aber auch an Hand ihres Ionisationsgrades einteilen. Dabei unterscheidet man zwischen der Neutralatmosphäre und der Ionosphäre. Die

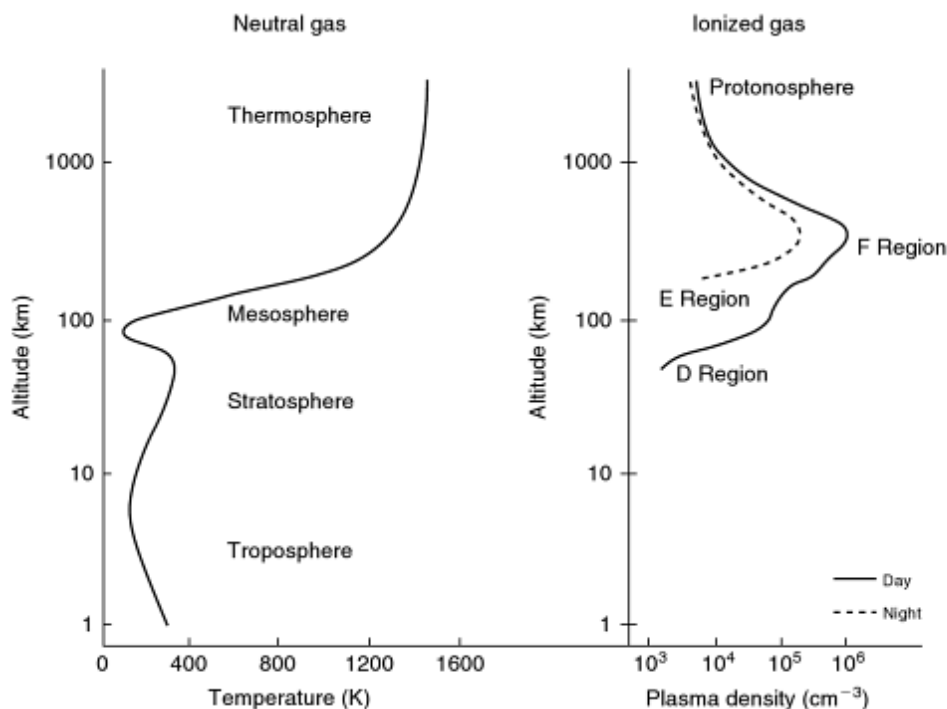


Abb. 2.1: Links: Temperaturprofil der Erdatmosphäre; Rechts: Ionisationsgrad der Erdatmosphäre (aus Kelley [1989])

Neutralatmosphäre ist dabei überwiegend elektrisch neutral. Sie reicht vom Erdboden bis in eine Höhe von etwa 60 km.

An diese schließt die Ionosphäre an, die eine höhere Ionisation aufweist. Der Hauptgrund für die Ionisation ist hierbei die Absorption von energiereicher solarer Strahlung in Form von UV- oder Röntgenstrahlung (vgl. *Brasseur and Solomon [2005]*). Eine weitere Ionisationsquelle sind solare Elektronen und Protonen, die auf die Atmosphäre treffen und so zur Ionisation beitragen. Außerdem tragen kosmische Strahlung und in geringem Umfang auch Meteoritenströme zur Ionisation bei.

In den unteren Schichten der Ionosphäre ist der Ionisationsgrad und damit die Konzentration an freien Elektronen durch ein Gleichgewicht zwischen Ionisations- und Rekombinationsprozessen bestimmt. Der Grund liegt darin, dass hier die Lebensdauer der Ionen und freien Elektronen sehr kurz ist im Vergleich zur Geschwindigkeit von Transportprozessen. Das ist der Fall, da in der unteren Ionosphäre molekulare Ionen überwiegen und deren Rekombinationsraten (dissoziative Rekombination) deutlich größer sind als die Rekombinationsraten (Strahlungsrekombination) der atomaren Ionen, die sich in größeren Höhen befinden. Da die Ionisation tagsüber auf Grund der Sonneneinstrahlung größer ist als nachts, geht in den unteren Ionosphärenschichten die Ionisationsrate nachts zurück (s. Abb. 2.1).

In den oberen Schichten der Ionosphäre spielen Transportprozesse eine immer größere Rolle, da mit zunehmender Höhe die Lebensdauer der Ionen (s. o.) und freien Elektronen zunimmt. Daher ist die relative Änderung des Ionisationsgrades in höheren Schichten zwischen Tag und Nacht geringer.

2.2 Schwerewellen

Eine wichtige Quelle für Transportprozesse, vor allem in den unteren Schichten der Ionosphäre, ist das Auftreten von Schwerewellen. Schwerewellen sind atmosphärische Wellen, deren Entstehung sich mittels der folgenden Modellvorstellung erläutern lässt:

Lenkt man ein Luftpaket mit Dichte ρ_p adiabatisch, aus seiner Ruhelage, um eine kleine vertikale Verschiebung δz aus, so wirkt auf dieses die Auftriebskraft als Rückstellkraft. Dies lässt sich durch die folgende Gleichung ausdrücken:

$$\rho_p \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -g(\rho_p - \rho_a) \quad (2.3)$$

ρ_a ist hier die Dichte der Luft, die das ausgelenkte Luftpaket umgibt und g ist die Erdbeschleunigung.

Diese Gleichung lässt sich, wie bei *Nappo [2002]* beschrieben, in die folgende Gleichung überführen:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \delta z \quad (2.4)$$

θ in der obigen Gleichung kennzeichnet die potentielle Temperatur. Sie lässt sich aus der hydrostatischen Grundgleichung (Glg. 2.1) herleiten. Die potentielle Temperatur ist die Temperatur, die ein Luftpaket hat, wenn man es vom Druckniveau p adiabatisch auf ein Druckniveau p_0 bringt.

$$\theta = T_a \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (2.5)$$

Hierbei ist T_a die absolute Temperatur und c_p die isobare Wärmekapazität von Luft. Gleichung 2.4 ist eine Schwingungsgleichung, mit der folgenden Lösung:

$$\delta z(t) = A \cdot e^{iNt} + B \cdot e^{-iNt} \quad (2.6)$$

A und B sind die Amplituden der einzelnen Lösungsfunktionen. Die Frequenz N des Luftpakets, nennt man auch die Brunt-Väisälä Frequenz. Sie ist wie folgt definiert:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (2.7)$$

Man sieht also, dass das Luftpaket eine Schwingung um seine Nulllage mit der Brunt-Väisälä Frequenz durchführen kann. Es soll jedoch hier erwähnt werden, dass nicht alle Luftpakete mit der Frequenz N schwingen. Die Brunt-Väisälä Frequenz stellt lediglich das Frequenzmaximum für Schwerewellen dar.

Betrachtet man nun noch einmal die Gleichung der Brunt-Väisälä Frequenz (Glg. 2.7), so sieht man, dass diese vom Vorzeichen von $\partial \theta / \partial z$ abhängig ist (vgl. *Nappo [2002]*).

Ist $\partial \theta / \partial z < 0$, so spricht man von einer instabilen Schichtung. Hierbei tritt Konvektion auf, d.h. Luftmassen streben nach oben. In diesem Fall ist N imaginär. Setzt man das in die obige Schwingungsgleichung (Glg. 2.6) ein, so sieht man, dass die Welle unbegrenzt wächst, was zu einer Instabilität führt.

Ist dagegen $\partial \theta / \partial z > 0$, so ist die Atmosphäre stabil geschichtet und N ist positiv. In

diesem Fall kann das Luftpaket wie oben gezeigt schwingen.

Eine derartige Schwingung kann sich nun horizontal und vertikal ausbreiten. Dabei muss der Impuls, die Masse und die thermische Energie erhalten bleiben. Geht man außerdem noch von einem Hintergrund aus, der im hydrostatischen Gleichgewicht ist und in dem Dichteschwankungen vernachlässigbar klein sind (sog. Boussinesq Näherung), so lässt sich daraus eine Bewegungsgleichung für lineare Wellen ableiten. Eine genaue Beschreibung dessen kann unter anderem in *Nappo [2002]* oder *Fritts and Alexander [2003]* nachgelesen werden.

Die Energie, die eine Welle transportiert ist jedoch immer eine Erhaltungsgröße. Die Energie einer Welle ist jedoch proportional zum Quadrat ihrer Amplitude. Das Amplitudenquadrat wiederum ist indirekt proportional zur Dichte. Da die Dichte mit der Höhe exponentiell abnimmt (vgl. Glg. 2.2), muss die Amplitude mit der Höhe exponentiell wachsen. Das hat zur Folge, dass Schwerewellen, die sich vertikal ausbreiten, in großen Höhen deutlich größere Amplituden besitzen als am Boden.

Wird aber die Amplitude einer Welle zu groß, so wird sie instabil und bricht. Dadurch wird ihre Energie und ihr Impuls an die Umgebung abgegeben.

Ein weiterer Effekt, der auftritt, ist die sogenannte Filterung von Schwerewellen (s. *Brasseur and Solomon [2005]*):

Ist die Phasengeschwindigkeit einer Schwerewelle gleich der Geschwindigkeit des Hin-

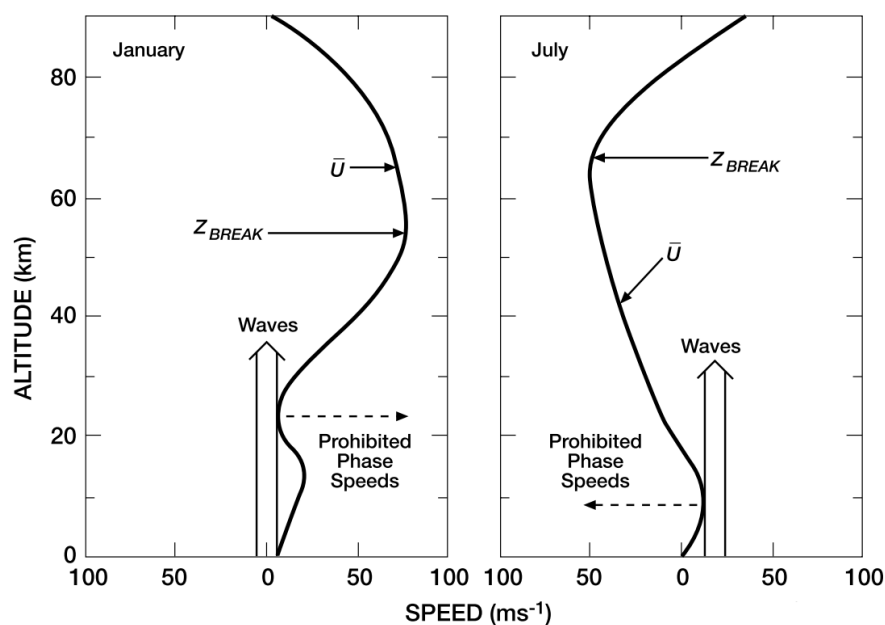


Abb. 2.2: Mittlere zonale Hintergrundwinde für Winter und Sommer (aus *Lindzen [1981]*)

tergrundwindes, so wird die Welle vom Hintergrundwind absorbiert und lagert ihre gesamte Energie in diesem an. Aus dem mittleren Hintergrundwindprofil, welches jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt (s. Abb. 2.2), kann man nun ableiten, dass sich Schwerewellen in der Mesospäre im Winter hauptsächlich westwärts und im Sommer hauptsächlich ostwärts ausbreiten.

Da Schwerewellen aber, wie oben beschrieben, in großen Höhen auf Grund der großen Amplituden brechen und ihren Impuls auf die Umgebung übertragen, ändert sich die Richtung des Hintergrundwindes in der Mesosphäre. Das führt unter anderem dazu, dass in der Sommerhemisphäre Luftmassen adiabatisch aufsteigen und in Richtung Winterhemisphäre transportiert werden, wo sie wieder adiabatisch absinken (vgl. *Strelnikov [2006]*). Durch das adiabatische Aufsteigen der Luftmassen in der Sommerhemisphäre wird außerdem die Sommermesopause gekühlt. Dadurch werden hier die eingangs erwähnten tiefen Temperaturen erreicht.

2.3 Radar

2.3.1 Grundprinzipien der Radartechnik

Radar ist ein Akronym und steht für "**radio detecting and ranging**". Ein Radar verwendet elektromagnetische Pulse um über deren Laufzeit die Entfernung zu einem Objekt zu ermitteln.

Elektromagnetische Pulse mit einer bestimmten Leistung werden von einer Radaranterie abgestrahlt und die zurück gestreute Leistung wird von einer Antenne wieder empfangen. Das Signal nennt man auch Radarecho.

Sende- und Empfangsantenne können ein und die selbe Antenne sein. Außerdem kann eine Antenne aus einer Vielzahl von einzelnen Dipolantennen zusammengesetzt sein, dazu später mehr.

Die Laufzeit t des Signals hängt mit der Entfernung des zurück streuenden Objekts, des sog. Streuzentrums, wie folgt zusammen (vgl. *Tsuda [1989]*):

$$t = \frac{2r}{c} \quad (2.8)$$

Die Pulslänge τ definiert dabei die Entfernung Δr , die zwei Streuzentren mindestens voneinander entfernt sein müssen, um getrennt voneinander wahrgenommen zu

werden:

$$\Delta r = \frac{c\tau}{2} \quad (2.9)$$

Bei den meisten Radarsystemen misst man nun die zurück gestreute Leistung in bestimmten Zeitintervallen der Form $t_0 + n \cdot \tau$, mit $n = 0, 1, 2, \dots$. Man unterteilt damit die Messung der Entfernung, die sog. *range* in einzelne Bereiche der Länge Δr . Diese Bereiche nennt man *range gates*.

Die Stärke der zurück gestreuten Leistung P_r wird durch die Radargleichung beschrieben, die von mehreren Faktoren abhängig ist. Für den Fall von mehreren unkorreliert verteilten Streuzentren sieht die Radargleichung wie folgt aus (vgl. Sato [1989]):

$$P_r = \frac{P_t A_e \pi a^2 \Delta r L}{64 r^2} \eta \quad (2.10)$$

Die folgenden Symbole wurden verwendet: P_t - abgestrahlte Leistung; A_e - effektive Antennenfläche; a - Faktor um die nicht einheitliche Abstrahlung der Antenne zu berücksichtigen; Δr - Größe der range-gates; L - Verlustfaktor (z.B. Leitungsverluste); r - Abstand der Streuzentren vom Radar; η - Volumenreflektivität der Streuzentren.

Die Gleichung zeigt, dass die Signalleistung P_r nicht nur von der abgestrahlten Leistung abhängt, sondern auch von dem verwendeten Radarsystem, was sich sowohl in der effektiven Antennenfläche, als auch in den Verlustfaktoren widerspiegelt. Gleichzeitig ist die Größe der range gates Δr und damit die Ortsauflösung direkt proportional zur Signalleistung. Eine Erhöhung der Ortsauflösung geht also automatisch mit einem Verlust in der Signalleistung einher.

2.3.2 Streumechanismen

Radarwellen sind wie Lichtwellen elektromagnetische Wellen. Daher gelten für beide die selben Streumechanismen. Diese werden über den Brechungsindex beschrieben. Im Fall von Lichtwellen kann man das sehr gut veranschaulichen:

Bringt man zwei Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes zusammen (z.B. eine Glasplatte an Luft), so ändert sich an der Grenzschicht der Brechungsindex. Trifft nun Licht auf diese Grenzschicht, so wird ein Teil transmittiert und im Glas gebrochen. Der Rest wird reflektiert. Je größer hierbei der Gradient des Brechungsindex ist, desto mehr wird reflektiert.

Für Radarwellen gilt das gleiche. Das heißt ein Radar „sieht“ nur Änderungen des

Brechungsindex. Der Brechungsindex von Luft hängt von mehreren Faktoren ab: Vom Gehalt von Wasserdampf in der Atmosphäre, vom atmosphärischen Druck, von der Anzahl von freien Elektronen und von der Frequenz der betrachteten elektromagnetischen Welle. Dieser Zusammenhang wird für Radarwellen durch die folgende Gleichung beschrieben werden (vgl. Sato [1989]):

$$n = 1 + 3,75 \cdot 10^{-1} \frac{p_w}{T^2} \frac{K^2}{mb} + 7,76 \cdot 10^{-5} \frac{p}{T} \frac{K}{mb} - \frac{N_e}{2N_c} \quad (2.11)$$

Die obige Gleichung gilt dabei nur für den Fall von $N_e \ll N_c$. p_w ist der Partialdruck von Wasserdampf, p der atmosphärischer Druck, N_e die Anzahldichte der Elektronen und N_c die kritische Plasmadichte, bei der die Radarwelle vollständig reflektiert wird. Die einzelnen Parameter variieren mit der Höhe. Damit tragen in unterschiedlichen Höhen unterschiedliche Einflüsse zum Brechungsindex bei: Wasserdampf spielt für den Brechungsindex nur in der Troposphäre eine Rolle, da in höheren Schichten kaum Wasser vorkommt. Der atmosphärische Druck nimmt mit der Höhe exponentiell ab (vgl. Glg 2.2). Daher wird auch der Druckanteil des Brechungsindex immer geringer. Allerdings nimmt in der Ionosphäre die Anzahl an freien Elektronen deutlich zu. In Höhen ab ca. 50km ist daher die freie Elektronenzahl der entscheidende Faktor bei der Änderung des Brechungsindex.

Man unterscheidet nun bei der Streuung an freien Elektronen im wesentlichen zwei verschiedene Streumechanismen:

Bei der *inkohärenten Streuung* dachte man ursprünglich, dass es sich um statistische Fluktuationen der Elektronendichte auf Grund der thermischen Bewegung der Elektronen handele. Tatsächlich handelt es sich aber um Streuung an unterschiedlichen Typen von Plasmawellen. Unterhalb von 90 km Höhe handelt es sich dabei fast ausschließlich um stark gedämpfte ionenakustische Wellen (vgl. Rapp et al. [2012]). Auf Grund der geringen Signalstärke ist inkoherente Streuung nur von sehr leistungsfähigen Radarsystem messbar.

Bei der *kohärenten Streuung* werden auf Grund von Turbulenzen in der Ionosphäre Luftpakete und damit auch die darin enthaltenen freien Elektronen bewegt. In diesem Fall hängt die Volumenreflektivität η von ΔN_e^2 ab. Daher ist dieses Signal deutlich stärker und kann so auch von kleineren Radarsystemen gemessen werden. Allerdings tritt nur dann kohärente Streuung auf, wenn die Elektronendichte Strukturen in der Größenordnung der halben Radarwellenlänge aufweist. Für ein Radar mit einer Frequenz von 50 MHz liegt die halbe Wellenlänge bei etwa drei Metern.

2.3.3 Antennenformen

Bei Radarsystemen unterscheidet man im wesentlichen zwei Antennenformen: *Parabolantennen* und die sog. *Phased-Array-Antennen*.

Die Parabolantenne ist die wohl bekannteste Form einer Radarantenne: Hierbei wird von einem Dipolsender, der sich im Brennpunkt eines metallischen Parabolspiegels befindet, eine elektromagnetische Welle ausgestrahlt. Die Welle wird von dem Parabolspiegel, der sog. Schüssel reflektiert und fokussiert. Parabolantennen zeichnen sich vor allem durch eine geringe Strahlbreite des Radarstrahls aus. Die Strahlbreite θ hängt nach Sato [1989] für eine kreisförmige Antennenfläche mit dem effektiven Durchmesser D_e wie folgt mit der Radarwellenlänge λ zusammen:

$$\theta = \frac{\lambda}{D_e} \quad (2.12)$$

Aus dieser Gleichung kann man erkennen, dass bei einer festen Wellenlänge der Antennendurchmesser immer größer werden muss, wenn man kleinere Strahlbreiten erreichen will. Daher sind die meisten Schüsseln von Parabolantennen sehr groß, weshalb sie nur langsam schwenkbar sind. Das hat zur Folge, dass das beobachtete Volumen sehr klein ist, da eine Fokussierung auf einen anderen Punkt mit einem Schwenken des Tisches verbunden ist.

Phased-Array-Antennen dagegen haben diesen Nachteil nicht. Sie bestehen aus vielen einzelnen Dipolantennen, die jede für sich eine elektromagnetische Welle abstrahlen. Nach dem Huygenschen Prinzip überlagern sich die einzelnen Wellen zu einer neuen Welle. Durch Regulierung der Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Antennen kann der Strahl elektronisch geschwenkt werden. Dadurch kann in kurzer Zeit ein großes Volumen gescannt werden. Der Nachteil dieser Antennenform liegt vor allem darin, dass es bei der Überlagerung der Wellen immer Nebenmaxima gibt, die das Signal verfälschen.

2.4 Polare mesosphärische Sommerechos (PMSE)

Polare mesosphärische Sommerechos (PMSE) sind außergewöhnlich starke Radarechos im VHF Bereich, die in der polaren Sommermesopause auftreten. Wie vorhin erwähnt, tragen in der Mesosphäre vor allem freie Elektronen dazu bei, dass Radarwellen gestreut werden. Dafür sind Strukturen in der Größenordnung der halben Radarwellenlänge

nötig (s. o.). Da jedoch die thermische Diffusivität der Elektronen sehr hoch ist, werden derartige Strukturen sofort durch Diffusionsprozesse vernichtet. Diese Strukturen sind allerdings nötig, um ein signifikantes Radarecho zu erhalten.

Das Auftreten von PMSE lässt sich jedoch wie von *Rapp and Lübken [2004]* beschrieben erklären:

In der polaren Sommermesopause treten mittlere Minimaltemperaturen von etwa 130 K auf. Bei derart niedrigen Temperaturen ist selbst bei so geringen Dichten wie in der Mesopause der Frostpunkt unterschritten. Dadurch können Eiskristalle in einem Höhenbereich zwischen 80 und 90 km entstehen. Da homogene Nukleation eine äußerst große Übersättigung mit Wasserdampf in der Atmosphäre benötigt und in der Mesosphäre der Wassergehalt insgesamt sehr gering ist, findet diese im Allgemeinen nicht statt. Da aber Eisteilchen vorhanden sind, müssen sie mittels heterogener Nukleation entstehen. Als Kondensationskeime dienen vor allem Partikel aus Meteorstaub, der entsteht, wenn Meteore in der Erdatmosphäre verglühen.

An die Eiskristalle kann sich nun weiterer Wasserdampf anlagern. Dadurch wachsen diese und sinken auf Grund der größeren Masse ab. Da die Eiskristalle sich jedoch in der Ionosphäre befinden, genauer gesagt im Plasma der D-Schicht, können sie durch die freien Elektronen negativ geladen werden. Dabei gilt, je größer das Teilchen ist, desto stärker kann es geladen werden.

Da die thermische Geschwindigkeit der Eiskristalle auf Grund ihrer größeren Masse deutlich geringer ist als die der Elektronen, haben die Eiskristalle auch eine geringere Diffusivität. Auf Grund der Wechselwirkung der freien Elektronen und der positiv geladenen Ionen mit den geladenen Eisteilchen wird auch die Diffusivität der freien Elektronen verringert.

Werden nun kleinskalige Strukturen auf Grund von Turbulenz (z. B. durch brechende Schwerewellen) erzeugt, so sind diese sowohl in den geladenen Eisteilchen als auch in den freien Elektronen vorhanden. Da die geladenen Eisteilchen aber die Diffusivität der freien Elektronen verringern, sind die kleinskaligen Strukturen in der Elektronendichte deutlich langlebiger in der Gegenwart von geladenen Eisteilchen. Somit kann ein signifikantes Radarecho gemessen werden.

Da die Diffusivität der geladenen Eisteilchen und damit auch die Diffusivität der freien Elektronen kleiner wird, je größer die Eisteilchen werden, kann die Lebensdauer der kleinskaligen Strukturen in tieferen Schichten sogar mehrere Stunden betragen. Das hat zur Folge, dass ein Signal gemessen werden kann, dass von Turbulenz erzeugt wurde, selbst wenn das turbulente Ereignis schon lange vorbei ist. Allerdings verdampfen

unterhalb von etwa 80 *km* Höhe die Eisteilchen, da in dieser Höhe die Temperatur größer ist und die Diffusivität der freien Elektronen erhöht sich wieder. Aus diesem Grund geht die Signalsträke unterhalb von 80 *km* Höhe rapide zurück.

Kapitel 3

Aufbau des Experiments

3.1 Das MAARSY Radar

Im weiteren Verlauf wird das MAARSY Radarsystem benutzt (s. Abb. 3.1). „MAARSY“ steht für Middle Atmosphere Alomar Radar System. Es handelt sich um ein Phased Array Radar auf der Insel Andøya in Nord-Norwegen ($69,30^{\circ}N$; $16,04^{\circ}E$), das bei einer Frequenz von $53,5\text{ MHz}$ arbeitet. MAARSY besteht aus 433 dreielementigen Yagiantennen, die in einer hexagonalen Grundstruktur auf einer runden Grundfläche angeordnet sind. Das führt zu einer effektiven Antennenfläche von 6300 m^2 . Durch die Anordnung der Antennen erhält man eine Strahlbreite von $3,6^{\circ}$. Der Strahl kann um bis zu 30° aus dem Zenit heraus geschwenkt werden. Da jede einzelne Antenne eine Spitzenleistung von etwa 2 kW besitzt, resultiert daraus eine ungefähre Gesamtspitzenleistung von



Abb. 3.1: Das MAARSY Radarsystem

$\approx 800 \text{ kW}$. Für weitere technische Details des Radars sei hier auf *Latteck et al. [2012]* verwiesen.

Einer der Vorteile des Radars ist, dass man durch das schnelle Schwenken des Strahls die dreidimensionale Struktur von PMSE Ereignissen vermessen kann. Im Sommer 2011 liefen daher vier Experimente, bei denen pro Einzelexperiment jeweils 25 Strahlrichtungen vermessen wurden. Das geschah nicht nur, um den gesamten Azimuth Bereich von 360° abzudecken, sondern auch um den Strahl um bis zu 25° aus dem Zenit heraus zu schwenken. Der Zenitstrahl war dabei in jedem der vier Experimente enthalten. Daraus resultierte eine Gesamtzahl von 97 Strahlpositionen (s. Abb. 3.2). Die genauen Parameter des Experiments können in Tabelle 3.1 (hier exemplarisch für Juli 2011) nachgelesen werden.

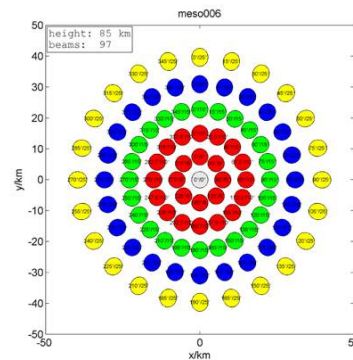


Abb. 3.2: Anordnung der 97 Strahlpositionen; eine Farbe entspricht einem Einzelexperiment (freundlicher Weise von R. Latteck zur Verfügung gestellt)

Pulse repetition frequency	1250 Hz	Sampling resolution	300 m
No. of coherent integrations	4	→ range gates	215
Wave form (pulse coding)	8 bit coco	No. of data points p. exp.	6400
Sub-pulse length	2 μs	No. of beam directions	25
Pulse length	16 μs	→ No. of data pts. p. beam	256
→ Inter pulse period	800 μs	→ Time resolution Δt	80.0 ms
→ Duty cycle	2%	→ Nyquist frequency	6.25 Hz
Sampling start range	50.1 km	→ Experiment runtime	20.5 s
Sampling end range	114.3 km	No. of experiments	4

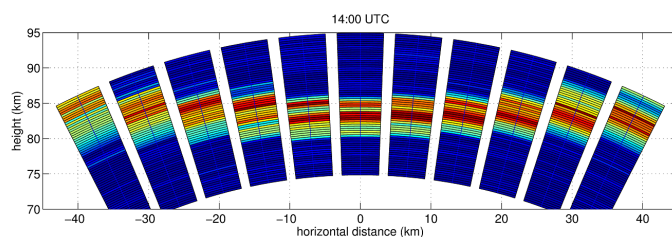
Tab. 3.1: Parameter des MAARSY Experiments im Juli 2011.

3.2 Visualisierung der Radardaten

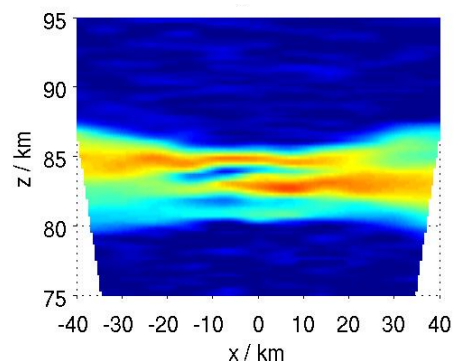
Wie zuvor erwähnt, misst das Radar für jeden Strahl die zurück gestreute Leistung in Abhängigkeit von der Laufzeit. Zusammen mit der bekannten Strahlposition lässt sich daraus die Position der range gates bestimmen. Die zurück gestreute Leistung wird in der Regel in dB angegeben. Im Falle des MAARSY ist das nur ein relativer Wert, da die Leistung nicht, wie es bei der Einheit dBm der Fall ist, auf einen bestimmten Wert normiert ist. Dazu müsste eine Kalibrierung des Radars erfolgen, die zur Zeit noch aussteht.

Die Signalleistung liegt nun als Funktion der Strahlposition und des Abstandes des Streuzentrums vom Radar vor. Daher kann man sie in Kugelkoordinaten ausdrücken. Trägt man die Signalleistung nun auf ein dreidimensionales Koordinatensystem auf, so ergibt sich bei einem vertikalen Schnitt durch das Radarvolumen ein Bild wie in Abb. 3.3(a). Um die Darstellung zu verbessern, wird die Näherung gemacht, dass das Streuzentrum für die Signalleistung der einzelnen range gates in der Mitte des jeweiligen Strahls sitzt. Diese Position wird dann in kartesische Koordinaten übertragen. Anschließend werden die Messpunkte mittels eines kubischen Splines interpoliert und so die Auflösung erhöht. Ein Beispiel für einen vertikalen Schnitt nach der Interpolation ist in Abb. 3.3(b) zu sehen. Außerdem wurde in diesem Bild der Farbverlauf geglättet.

In Abb. 3.3(b) kann man erkennen, dass bei den vertikalen Schnitten die PMSE zu den Rändern hin sich aufzuweiten scheint. Das hängt mit der Näherung, dass sich die Streuzentren in der Mitte des jeweiligen Strahls befinden zusammen. Um das zu



(a) Gemessene Leistung (freundlicher Weise von M. Zecha zur Verfügung gestellt)



(b) Interpolierte Leistung

Abb. 3.3: Horizontale Schnitte durch das Radarvolumen, vor und nach der Interpolation

verdeutlichen, wird die Annahme gemacht, dass sich eine dünne horizontale Schicht an Streuzentren im Radarvolumen befindet. Bei Strahlen in der Nähe des Zenits wird die dünne Schicht eindeutig einem range gate zugeordnet. Je weiter aus dem Zenit der betrachtete Strahl aber heraus geschwenkt ist, in desto mehr range gates wird die Schicht nun detektiert (s. Abb. 3.4). Durch die Näherung, dass sich alle Streuzentren in der Mitte des jeweiligen range gates befinden, wird die Schicht zum Rand hin bei der Übertragung auf das kartesische Koordinatensystem aufgeweitet.

Das Problem lässt sich mit Hilfe von „coherent radar imaging“ lösen. Bei diesem Verfahren wird durch die Phaseninformation des Radarsignals errechnet, wo genau im Strahl sich das Streuzentrum befindet. Damit fällt die Näherung, dass sich die Streuzentren in der Mitte der Radarstrahlen befinden, weg. Dieses Verfahren stand zum Zeitpunkt der Arbeit noch nicht zur Verfügung.

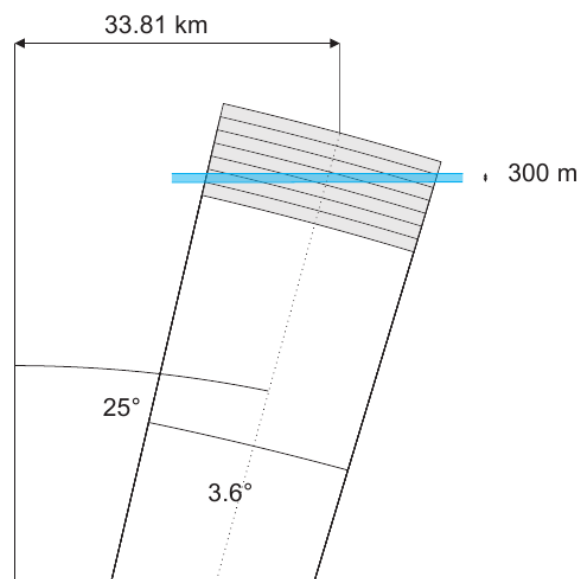


Abb. 3.4: Dünne Schicht (blau) in einem Strahl 25° außerhalb des Zenits, die durch mehrere range gates geht (grau)
(freundlicher Weise von S. Sommer zur Verfügung gestellt)

3.3 Betrachtete Ereignisse

Das weitere Vorgehen erfolgt analog zu der Arbeit von *Rapp et al. [2011]*. Diese entdeckten im Dezember 2010 eine geneigte Schicht in einem polaren mesosphärischen Winterecho (PMWE), die Richtung Westen propagierte. Sie vermuteten darin die Front einer Schwerewelle, die sich als geneigte Schicht ausbreitete. Diese Idee lässt sich mit

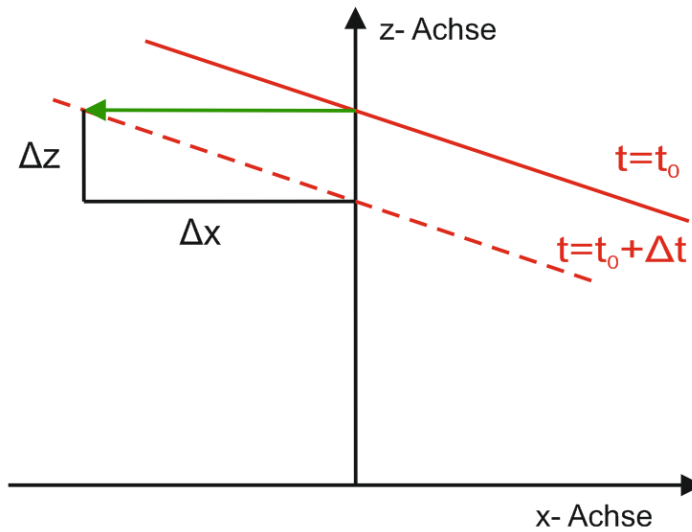


Abb. 3.5: Skizze zur Ausbreitung einer geneigten Schwerewellenfront (nach Rapp et al. [2011])

Abb. 3.5 erläutern:

Breitet sich eine geneigte Schicht westwärts, wie in Abb. 3.5 aus, so sieht man in einem eindimensionalen Bild, das entlang der z-Achse verläuft, eine Struktur, die langsam absinkt. Hat man jedoch ein dreidimensionales Bild zur Verfügung, so sieht man bei einem Schnitt entlang der x-z-Ebene eine geneigte Schicht, die nach Westen propagiert. Man kann daher bei einer eindimensionalen Messung nicht unterscheiden, ob es sich um eine geneigte Schicht handelt, die durch den Strahl propagiert, oder eine Struktur, die langsam absinkt.

Hat man aber eine derartige Schicht in einer dreidimensionalen Messung beobachtet, so lassen sich aus der Geometrie der geneigten Schicht Parameter von Schwerewellen ableiten:

Die horizontale und die vertikale Phasengeschwindigkeit c_x und c_z können aus der Ausbreitung Δx und Δz in x- und z-Richtung während der Zeit Δt ermittelt werden:

$$c_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad c_z = \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (3.1)$$

Nach Fritts and Alexander [2003] gilt die folgende Beziehung für Schwerewellen mittlerer Frequenz zwischen der intrinsischen Wellenfrequenz $\hat{\omega}$ und der Brunt-Väisälä Frequenz N :

$$\hat{\omega} = N \cdot \left| \frac{k}{m} \right| = N \cdot \left| \frac{c_z}{c_x} \right| \quad (3.2)$$

Hier ist $k = \frac{2\pi}{\lambda_x}$ die horizontale und $m = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ die vertikale Wellenzahl.

Kennt man außerdem noch den Hintergrundwind u in Ausbreitungsrichtung, so kann man die intrinsischen Phasengeschwindigkeiten $\hat{c}_x$ und $\hat{c}_z$ errechnen:

$$\hat{c}_x = c_x - u \qquad \hat{c}_z = c_z - \frac{c_z}{c_x} \cdot u \quad (3.3)$$

Damit kann nun sowohl die vertikale Wellenzahl m als auch die horizontale Wellenzahl k berechnet werden:

$$|m| = \frac{N}{\hat{c}_x} \qquad k = m \cdot \frac{c_z}{c_x} \quad (3.4)$$

Da nun $\hat{\omega}$, k und u bekannt sind, kann die beobachtete Frequenz ω berechnet werden:

$$\omega = \hat{\omega} + k \cdot u \quad (3.5)$$

Um die Vermutung einer propagierenden Schwerewelle zu stützen, vergleicht man diese Daten mit den Messwerten eines zweiten Radars.

Hierzu wird das SAURA MF-Radar benutzt, welches in der Nähe des MAARSY Radars steht ($69,14^\circ N$, $16,02^\circ E$) und mit einer Frequenz von $3,17 MHz$ arbeitet. Mit diesem Radar kann unter anderem der meridionale und zonale Wind gemessen werden. Aus dieser Messung wird auch der Wert der horizontalen Windgeschwindigkeit u genommen (vgl. Glg. 3.3).

Das Windfeld wird nun sowohl einer Fourieranalyse als auch einer Waveletanalyse unterzogen.

Bei der Fourieranalyse wird das Windfeld in Sinus- und Cosinus-Funktionen zerlegt. Anschließend untersucht man, ob die Frequenz ω in diesem Spektrum enthalten ist. Falls die gesuchte Frequenz im Spektrum enthalten ist, kann man daraus schließen, dass es sich bei der geeigneten Schicht tatsächlich um die Front einer Schwerewelle handelt.

Eine Waveletanalyse funktioniert im Wesentlichen sehr ähnlich einer Fouriertransformation, nur dass anstatt Sinus- und Cosinus-Funktionen ähnliche Wellenfunktionen verwendet werden, die aber sowohl in der Frequenz, als auch in der Zeit lokalisiert sind. Dadurch lässt sich nicht nur sagen, ob die Frequenz im Spektrum enthalten ist, sondern auch in welchem Zeitfenster die gesuchte Frequenz auftritt. Man vergleicht nun diese Daten, ob die gesuchte Frequenz ω darin enthalten ist. Eine detaillierte Beschreibung der Wavelettransformation kann *Torrence and Compo [1998]* entnommen werden.

Kapitel 4

Analyse von zwei Ereignissen

Es standen zu Beginn der Arbeit Messdaten des MAARSY Radars von Mai 2011 bis Ende Februar 2012 zur Verfügung. Diese Daten wurden dann wie in Kapitel 3.2 beschrieben aufbereitet und vertikale Schnitte durch das Radarvolumen wie in Abb. 3.3(b) erstellt. Diese Schnitte wurden dabei sowohl entlang der horizontalen Hauptachsen, als auch um 45° in der horizontalen Ebene gedreht, betrachtet. Das erfolgte, um auch Schichten zu erfassen, die sich nicht entlang der Hauptachsen ausbreiten.

In dem gesamten betrachteten Zeitraum wurden insgesamt 15 Ereignisse wie in Kapitel 3.3 beschrieben gefunden. Davon sind sieben Ereignisse sehr deutlich zu sehen. Im Folgenden werden zwei ausgesuchte Beispiele ausgewertet.

4.1 17. Juli 2011

Am 17. Juli 2011 breitete sich eine geneigte Schicht in einem Höhenbereich von etwa 86 km bis 89 km zwischen 5.30 Uhr und 6.00 Uhr, wie in Abb. 4.1 zu sehen, Richtung Osten aus. Der zonale Hintergrundwind ist jedoch in Richtung Westen gerichtet (s. Abb. 2.2). Auch der tatsächlich gemessene Hintergrundwind zum Zeitpunkt des Ereignisses war in der entsprechenden Höhe westwärts gerichtet (s. Abb. 4.2). Daraus lässt sich folgern, dass die geneigte Schicht entgegen dem mittleren Hintergrundwind propagierte. Aus den Schnitten entlang der x-Achse (s. Abb. 4.1) erhielt man die folgenden Daten:

$$\Delta x = 63\text{ km} \qquad \Delta z = -1,68\text{ km} \qquad \Delta t = 30\text{ min} \qquad (4.1)$$

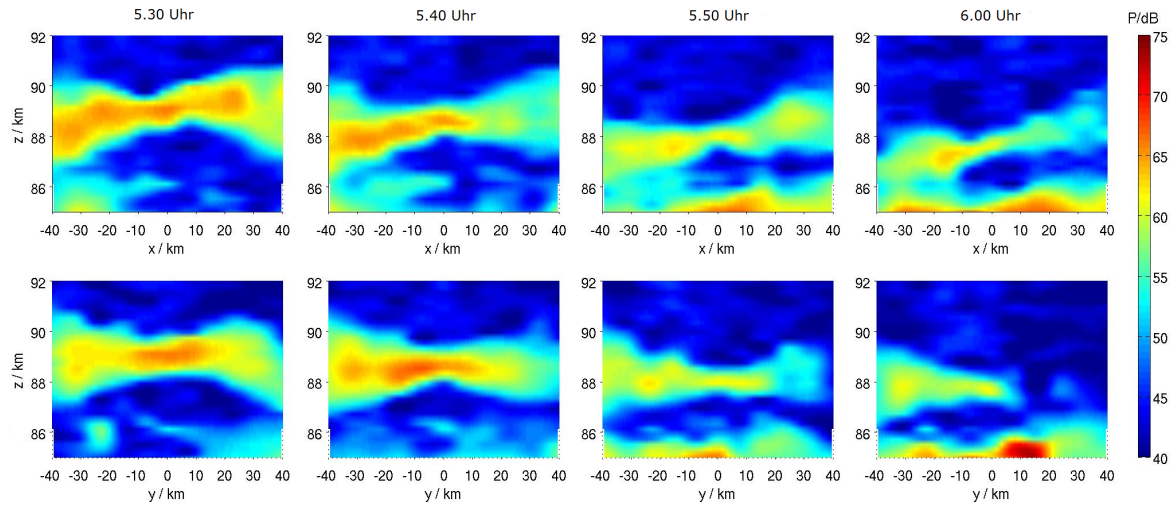


Abb. 4.1: Propagation einer geneigten Schicht am 17. Juli 2011; obere Hälfte: Ausbreitung einer geneigten Schicht in der x-z-Ebene; untere Hälfte: Ausbreitung des selben Ereignisses in der y-z-Ebene

Mit diesen Werten konnte die horizontale und die vertikale Phasengeschwindigkeit der Welle berechnet werden: $c_x = 35 \frac{m}{s}$ und $c_z = -0,93 \frac{m}{s}$.

Mit der aus Rapp et al. [2011] entnommenen Brunt-Väisälä Frequenz $N = 0,02 \frac{1}{s}$ wurde

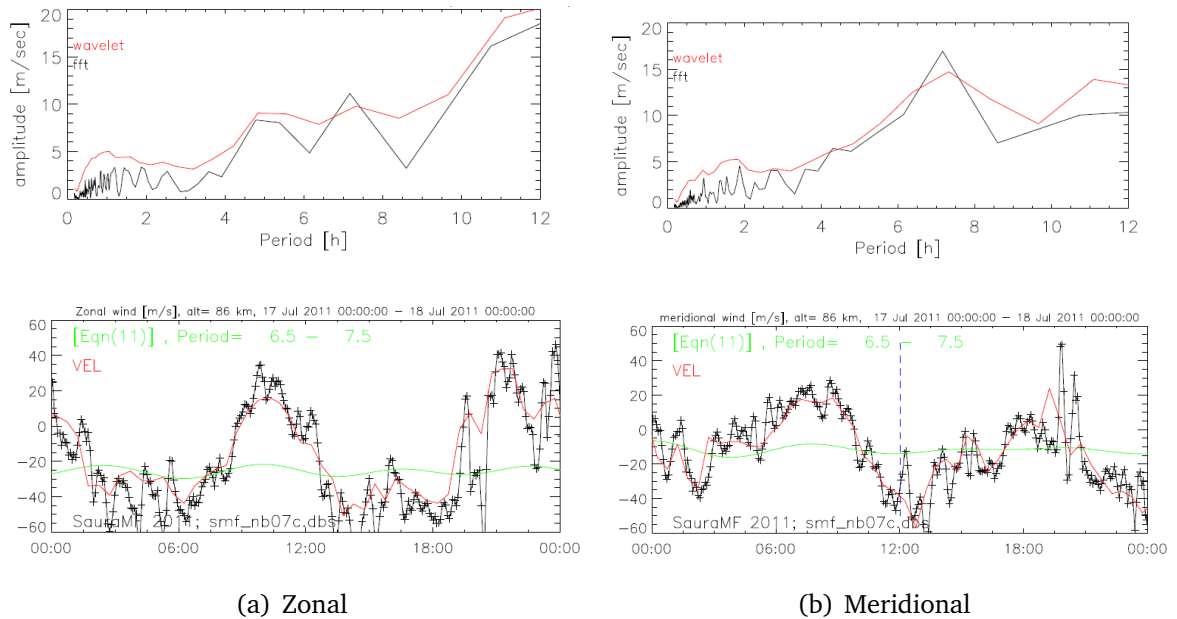


Abb. 4.2: Untere Hälfte: Zonale und meridionale Windgeschwindigkeiten in 86 km Höhe vom 17. Juli 2011 gemessen mit dem SAURA MF Radar; obere Hälfte: Korrespondierendes zonales und meridionales Waveletspektrum

für die intrinsische Periode der Schwerewelle der folgende Wert ermittelt:

$$\hat{\omega} = 5,3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s} \quad \hat{T} = 3 \text{ h } 17 \text{ min} \quad (4.2)$$

Aus der Messung des SAURA Radars erhielt man die zonale Windgeschwindigkeit $u = -40 \frac{m}{s}$ zum Zeitpunkt des Ereignisses in 86 km Höhe (vgl. Abb. 4.2(a)). Damit wurden die intrinsischen Phasengeschwindigkeiten $\hat{c}_x = 75 \frac{m}{s}$ und $\hat{c}_z = -1,99 \frac{m}{s}$ bestimmt.

Man erhielt daraus die horizontale Wellenlänge $\lambda_x = 887 \text{ km}$ und die vertikale Wellenlänge $\lambda_z = 24 \text{ km}$.

Außerdem wurde die extrinsische Frequenz bestimmt:

$$\omega = 2,47 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s} \quad T = 7 \text{ h } 5 \text{ min} \quad (4.3)$$

Das Spektrum einer freundlicherweise von I. Strelnikova durchgeführten Waveletanalyse (s. Abb. 4.2(a)) des zonalen Windes in einer Höhe von 86 km zeigt einen deutlichen Peak bei einer Periode von etwa 7 Stunden. Dieser Peak ist jedoch auch im Spektrum des meridionalen Windes (s. Abb. 4.2(b)) zu sehen, auch wenn man in den

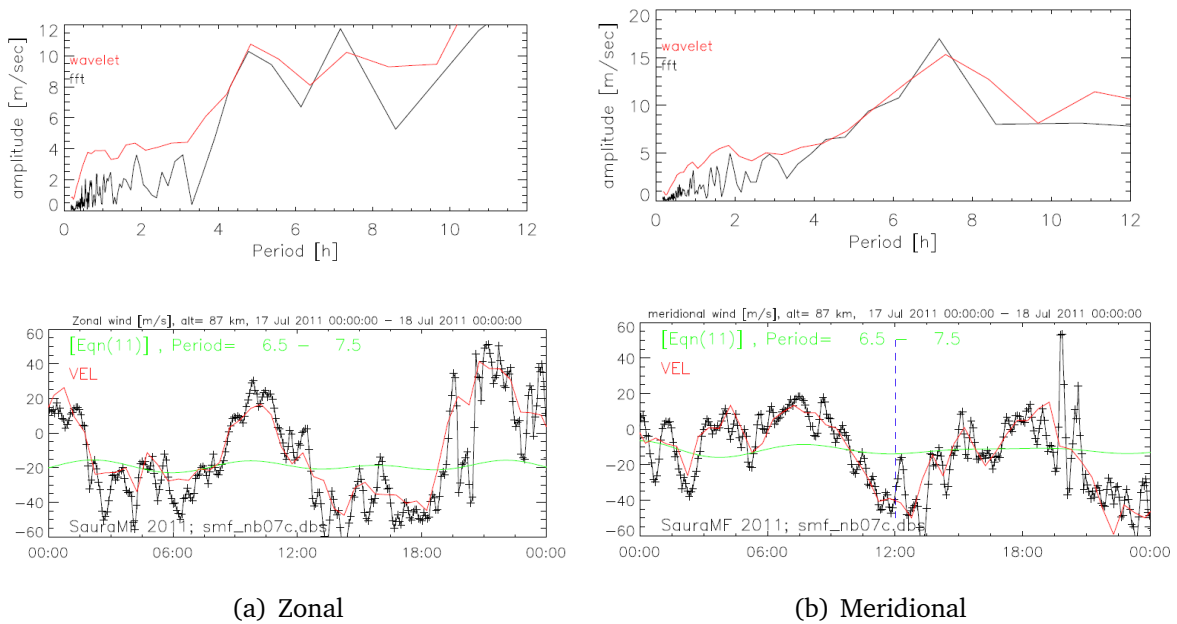


Abb. 4.3: Untere Hälfte: Zonale und meridionale Windgeschwindigkeiten in 87 km Höhe vom 17. Juli 2011 gemessen mit dem SAURA MF Radar; obere Hälfte: Korrespondierendes zonales und meridionales Waveletspektrum

Schnitten entlang der y-z-Ebene (vgl. Abb. 4.1) keine geneigte Schicht sehen kann. Es wurde außerdem festgestellt, dass die zonale Windgeschwindigkeit zur selben Zeit in 87 km Höhe nur $u = -20 \frac{m}{s}$ beträgt. Mit dieser Windgeschwindigkeit wurde die extrinsische Periode noch einmal berechnet:

$$\omega_{87km} = 3,37 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s} \quad T_{87km} = 5 \text{ h } 11 \text{ min} \quad (4.4)$$

Dieser Peak ist auch in den zonalen Spektren (s. Abb. 4.2(a) und 4.3(a)) in 86 km und 87 km Höhe zu sehen, aber nicht in den meridionalen Spektren (s. Abb. 4.2(b) und 4.3(b)). Da die Peaks für beide Perioden in beiden Spektren nahezu die selbe Amplitude aufweisen, kann für diese Messung die extrinsische Periode nicht eindeutig bestimmt werden. Da jedoch beide extrinsische Perioden sowohl aus der Geometrie der Schicht abgeleitet werden konnten, als auch in den Waveletspektren enthalten waren, kann die Annahme verifiziert werden, dass es sich bei der geneigten Schicht um eine Schwerewellenfront handelt.

Es ist außerdem zu bemerken, dass nicht nur die Bestimmung der extrinsischen Periode empfindlich gegenüber Schwankungen in der Hintergrundwindgeschwindigkeit ist, sondern auch der bei der Waveletanalyse betrachtete Zeitraum eine große Rolle spielt. So wurde zuerst eine Wavelettransformation mit einem um den Zeitpunkt des Ereignisses symmetrischen Analysezeitraum durchgeführt. Diese Analyse lieferte jedoch keine Spektren, die sich mit den graphisch ermittelten Perioden deckten. Allerdings wurde festgestellt, dass die Aktivität von zonalen Wellen mit einer Periode um 7 Stunden vor dem Ereignis deutlich größer war (vgl. Abb. 4.4) als danach. Daher wurde der bei der Waveletanalyse betrachtete Zeitraum auf der Zeitachse asymmetrisch nach vorne verschoben. So konnten die obigen Spektren (s. Abb. 4.2 und 4.3) produziert werden, die sich auch mit den graphisch ermittelten Perioden decken.

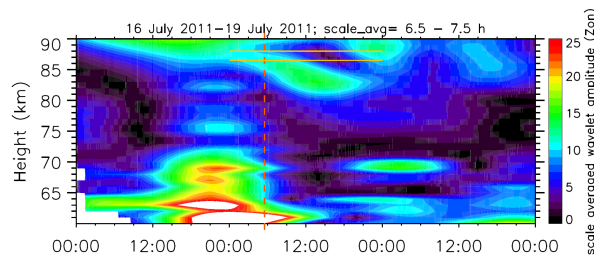


Abb. 4.4: Amplituden von zonalen Wellen mit einer Periode zwischen 6,5 und 7 Stunden (gestrichelte rote Linie: Zeitpunkt des Ereignisses; orange Linien: Höhenbereich des Ereignisses)

4.2 27. Juli 2011

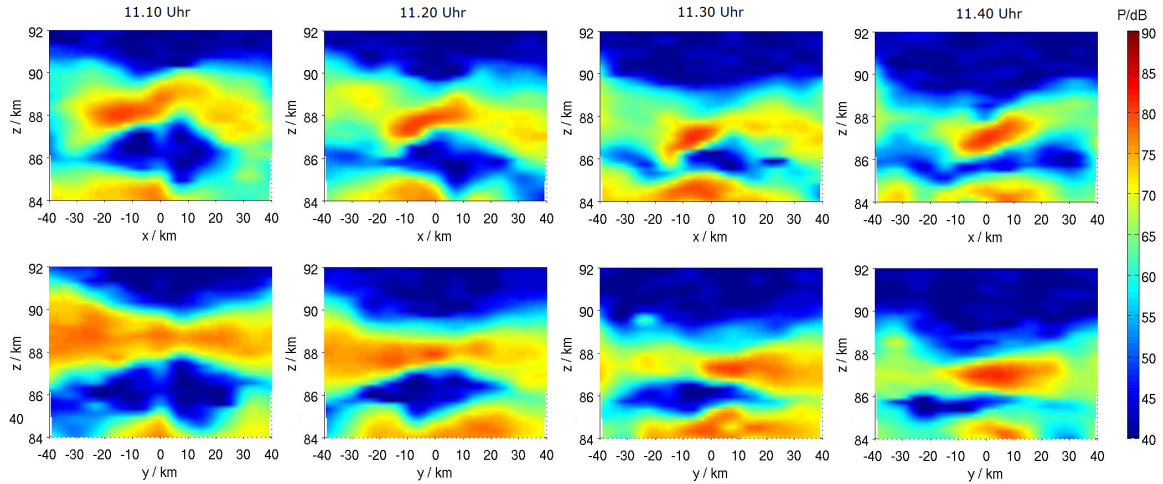


Abb. 4.5: Propagation einer geneigten Schicht am 27. Juli 2011; obere Hälfte: Ausbreitung einer geneigten Schicht in der x-z-Ebene; untere Hälfte: Ausbreitung des selben Ereignisses in der y-z-Ebene

Ein zweites Ereignis fand am 27. Juli 2011 zwischen 11.10 Uhr und 11.40 Uhr statt (s. Abb. 4.5). Hierbei propagierte eine geneigte Schicht in einem Höhenbereich zwischen 86 km und 90 km Höhe in Richtung Osten, also gegen den mittleren Hintergrundstrom. Aus den Zonalwindmessungen des SAURA Radars (s. Abb. 4.6(a)) kann man außerdem schließen, dass sich die Schicht auch entgegen dem gemessenen Hintergrundwind ausbreitete.

Man erhielt aus den Schnitten entlang der x-Achse die folgenden Daten:

$$\Delta x = 67,5 \text{ km} \quad \Delta z = -2 \text{ km} \quad \Delta t = 30 \text{ min} \quad (4.5)$$

Es konnte die horizontale und die vertikale Phasengeschwindigkeit der Welle wie oben berechnet werden: $c_x = 37,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $c_z = -1,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Mit $N = 0,02 \frac{1}{\text{s}}$ wurde für die intrinsische Periode der Schwerewelle der folgende Wert ermittelt:

$$\hat{\omega} = 5,9 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{s}} \quad \hat{T} = 2 \text{ h } 57 \text{ min} \quad (4.6)$$

Die zonale Windgeschwindigkeit betrug in diesem Fall in 87 km Höhe $u = -7,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (vgl. Abb. 4.6(a)). Damit wurden die intrinsischen Phasengeschwindigkeiten $\hat{c}_x = 45 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $\hat{c}_z = -1,33 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bestimmt.

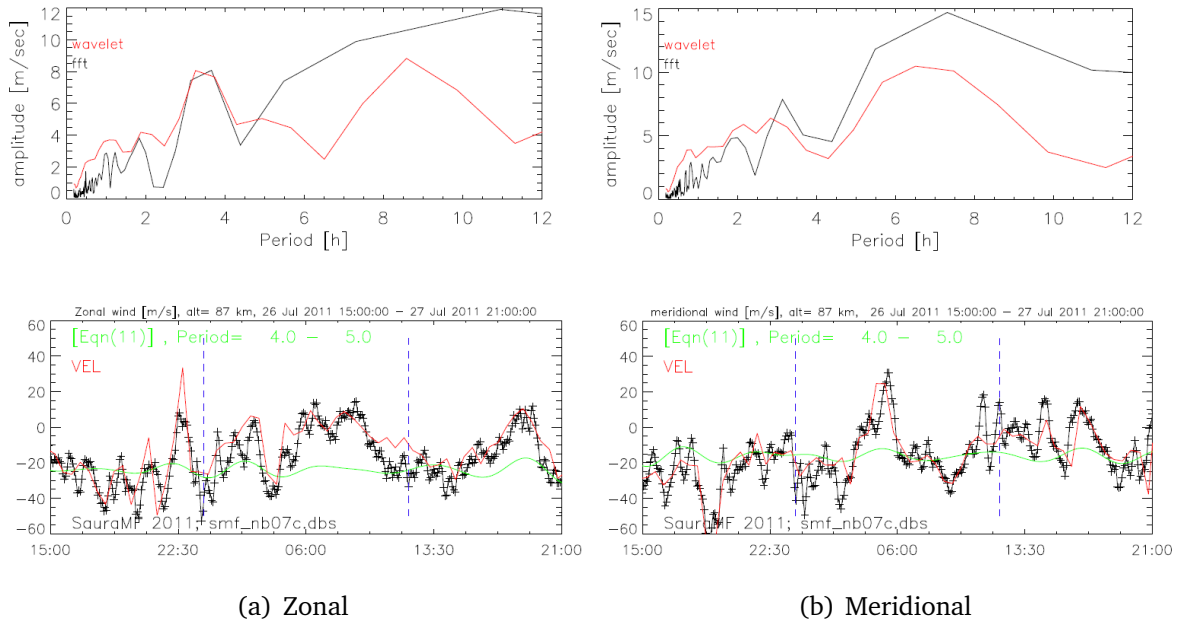


Abb. 4.6: Untere Hälfte: Zonale und meridionale Windgeschwindigkeiten in 87 km Höhe vom 27. Juli 2011 gemessen mit dem SAURA MF Radar; obere Hälfte: Korrespondierendes zonales und meridionales Waveletspektrum

Daraus folgt für die horizontale Wellenlänge $\lambda_x = 478 \text{ km}$ und für die vertikale Wellenlänge $\lambda_z = 14 \text{ km}$.

Mit diesen Werten konnte die extrinsische Frequenz bestimmt werden:

$$\omega = 4,91 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s} \quad T = 3 \text{ h } 33 \text{ min} \quad (4.7)$$

Das zu der obigen Messung gehörige zonale Waveletspektrum (s. Abb. 4.6(a)) weist einen Peak bei der gesuchten Periode auf. Im meridionalen Spektrum (s. Abb. 4.6(b)) ist dieser Peak auch vorhanden, wenn auch nicht so deutlich ausgeprägt. Daraus kann geschlossen werden, dass es sich bei der geneigten Schicht tatsächlich um eine Schwerewelle mit den obigen Parametern handelte, die sich primär in Richtung Osten ausbreitete.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die zonale Windgeschwindigkeit $u_{86 \text{ km}} = -20 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zum Zeitpunkt des Ereignisses in 86 km Höhe auch bei diesem Ereignis größer war als in 87 km Höhe. Das zonale Waveletspektrum in 87 km Höhe (s. Abb. 4.7(a)) weist allerdings keinen Peak bei der damit ermittelten Periode $T_{86 \text{ km}} = 4 \text{ h } 33 \text{ min}$ auf.

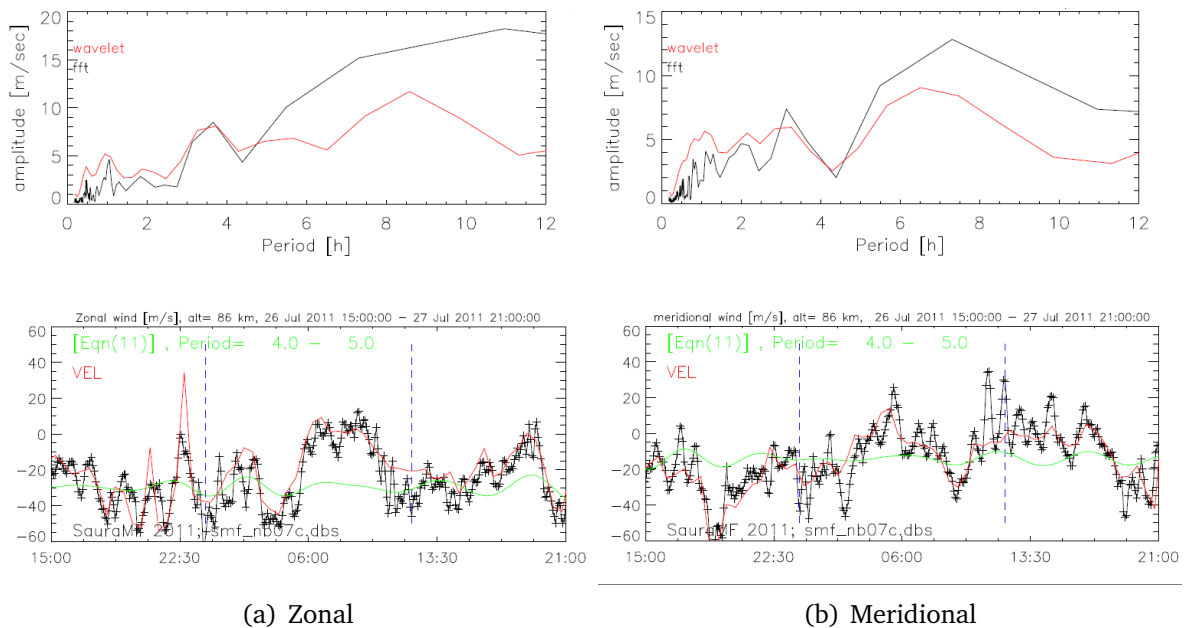


Abb. 4.7: Obere Hälfte: Zonale und meridionale Windgeschwindigkeiten in 86 km Höhe vom 27. Juli 2011 gemessen mit dem SAURA MF Radar; untere Hälfte: Korrespondierendes zonales und meridionales Waveletspektrum

Um die Variabilität des Hintergrundwindes für beide Fälle genauer zu betrachten, wurde der Hintergrundwind zum Zeitpunkt des Ereignisses als Funktion der Höhe aufgetragen (s. Abb. 4.8). Man sieht, dass in beiden Fällen die zonale Windgeschwindigkeit am unteren Ende der geneigten Schicht betragsmäßig zunimmt. Da die Änderung sehr stark ist, ist die Auswahl des Hintergrundwindes zur Berechnung der extrinsischen Periode in diesen beiden Fällen sehr wichtig, um das Ergebnis mit den Waveletspektren vergleichen zu können. Es sei hier auch darauf verwiesen, dass auch bei *Rapp et al. [2011]* der zonale Hintergrundwind in der Höhe des Ereignisses betragsmäßig stark anstieg. Ob dies nun ein zufälliges Phänomen ist oder mit dem Auftreten der Schwere- welle zusammenhängt, kann in dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden.

Außer den oben genannten Fehlereinflüssen (die Auswahl der richtigen Hintergrundwindgeschwindigkeit und der richtige Zeitraums bei der Waveletanalyse) spielt noch die Bestimmung der Parameter aus der Geometrie der geneigten Schicht (vgl. Glg. 4.1 und 4.5) eine Rolle für die Genauigkeit der Messung. Die Parameter wurden in dieser Arbeit per Hand ermittelt.

Um die Parameter objektiv zu ermitteln, wurde versucht, diese mittels einer linearen Regression über die Maxima der Signalstärke aus dem Bereich der geneigten Schicht

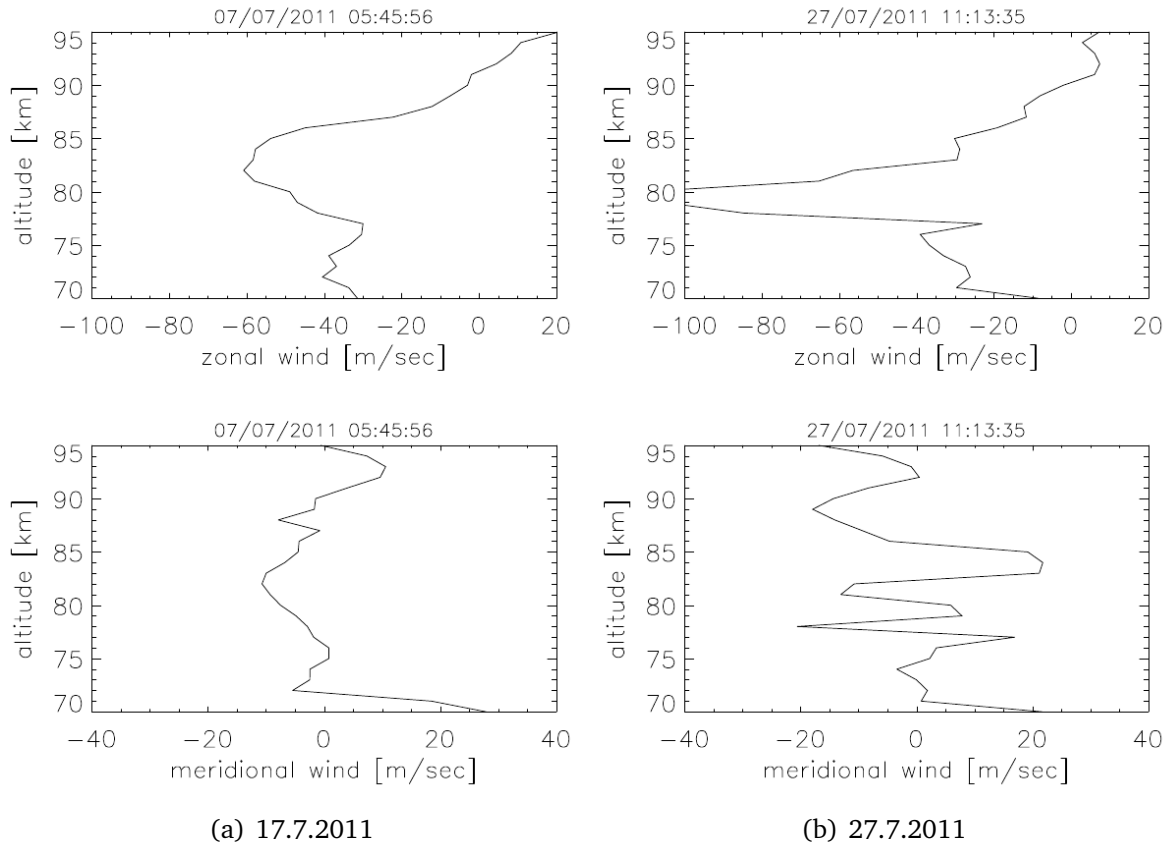


Abb. 4.8: Obere Hälfte: Zonale Windgeschwindigkeiten; untere Hälfte: meridionale Windgeschwindigkeit; Messungen des SAURA Radars, gemittelt über 30 Minuten

durchzuführen. Die Regression lieferte jedoch keine brauchbaren Werte, da die Maxima der Signalstärke zu stark um die Regressionsgerade schwankten. Eine gewichtete Regression über das gesamte Signal der geeigneten Schicht kann hier eventuell bessere Werte liefern.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die dreidimensionale Struktur von polaren mesosphärischen Sommerechos (PMSE) mit Hilfe des MAARSY Radars untersucht. Zu diesem Zweck wurden vertikale Schnitte durch das Radarvolumen betrachtet und die Schnitte auf geneigte Schichten hin untersucht. Von insgesamt 15 gefundenen Ereignissen zwischen Mai 2011 und Ende Februar 2012 wurden zwei Ereignisse genauer betrachtet.

Es wurde die Annahme gemacht, dass es sich bei den geneigten Schichten um Schwerewellenfronten handelt. Aus der dreidimensionalen Struktur der geneigten Schichten wurden anschließend Schwerewellenparameter abgeleitet. Mit Hilfe der Hintergrundwindgeschwindigkeit, die aus einer Messung des SAURA MF Radars gewonnen werden konnte, wurden die intrinsischen und extrinsischen Perioden der Schwerewellen berechnet. Um die Annahme einer geneigten Schwerewellenfront zu stützen, wurde das Windfeld des benachbarten SAURA Radars einer Waveletanalyse unterzogen und überprüft, ob die graphisch ermittelten Perioden in dem Waveletspektrum enthalten waren.

Das erste betrachtete Ereignis fand am 17. Juli 2011 statt. Es handelte sich dabei um eine geneigte Schicht, die in einer Höhe zwischen 86 km und 89 km entgegen dem Hintergrundwind in Richtung Osten propagierte. Aus der Geometrie der geneigten Schicht wurde eine intrinsische Periode von $\hat{T} = 3,3 \text{ h}$ ermittelt. Da die zonale Windgeschwindigkeit in der Höhe des Ereignisses stark schwankte, wurden zwei extrinsische Perioden mit den zonalen Windgeschwindigkeiten aus 86 km und 87 km Höhe ermittelt: $T_{86 \text{ km}} = 7 \text{ h}$ und $T_{87 \text{ km}} = 5,2 \text{ h}$.

Beide Perioden waren in dem korrespondierenden Waveletspektrum enthalten. Somit konnte zwar kein direkter Rückschluss auf die tatsächliche extrinsische Periode gemacht

werden, jedoch konnte die Annahme einer geneigten Schwerewellenfront gestützt werden.

Das zweite untersuchte Ereignis fand in einer Höhe zwischen 86 *km* und 90 *km* am 27. Juli 2011. Auch in diesem Fall propagierte eine geneigte Schicht entgegen dem Hintergrundwind in Richtung Osten mit einer intrinsischen Periode von $\hat{T} = 3 \text{ h}$. Mit Hilfe des zonalen Hintergrundwindes wurde eine extrinsische Periode von $T = 3,5 \text{ h}$ ermittelt, die auch im zugehörigen Waveletspektrum enthalten war. So konnte auch für dieses Ereignis verifiziert werden, dass es sich um eine geneigte Schwerewellenfront handelte.

Literaturverzeichnis

- D. G. Andrews. *An introduction to atmospheric physics*. Number 0521629586. Cambridge University Press, 1st edition, 2000.
- G. Brasseur and S. Solomon. *Aeronomy of the Middle Atmosphere*. Number 1402032846. Springer, 3rd edition, 2005.
- D. C. Fritts and M. J. Alexander. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41(1):1003, 2003. doi:1029/2001RG000106.
- M. Kelley. *The Earth's Ionosphere*. Number 0120884259. Academic Press, 1st edition, 1989.
- R. Latteck, W. Singer, M. Rapp, B. Vandeppeer, T. Renkowitz, M. Zecha, and G. Stober. MAARSY: The new MST radar on Andøya - System description and first results. *Radio Science*, 47:RS1006, 2012. doi:10.1029/2011RS004775.
- R. S. Lindzen. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *Journal of Geophysical Research*, 86:9707–9714, 1981.
- C. J. Nappo. *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. Number 0125140827. Academic Press, 1st edition, 2002.
- M. Rapp and F.-J. Lübken. Polar mesosphere summer echoes (PMSE): review of observations and current understanding. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4: 2601–26033, 2004. doi:10.5194/acp-4-2601-2004.
- M. Rapp, R. Latteck, G. Stober, P. Hoffmann, W. Singer, and M. Zecha. First three-dimensional observations of polar mesosphere winter echoes: Resolving space-time ambiguity. *Journal of Geophysical Research*, 116:A11307, 2011. doi:10.1029/2011JA016858.
- M. Rapp, I. Strelnikova, Q. Li, N. Engler, and G. Teiser. Charged aerosol effect on the scattering of radar waves from the D-region. *Climate and Weather of the Sun-Earth*

- System (CAWSES)*, 2012. Number 9789400743472.
- T. Sato. Radar Principles. *Handbook for MAP*, 30:19–53, 1989.
- B. Strelnikov. *In situ measurements of small scale neutral and plasma dynamic in the mesosphere/lower thermosphere region*. PhD thesis, University of Rostock, 2006.
- C. Torrence and G. P. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1):61–78, 1998.
- T. Tsuda. Data Acquisition and Processing. *Handbook for MAP*, 30:151–183, 1989.

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, 17.08.2012