

Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig



ISBN 3-9808822-6-8

**Meteorologische Arbeiten (X) und
Jahresbericht 2004 des Instituts für
Meteorologie der Universität Leipzig**

Hrsg.: A. Raabe und K. Arnold

Leipzig 2005

Band 36

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Band 36

A. Ziemann Genauigkeit tomographischer Invertierungsalgorithmen	1
K. Balogh und A. Ziemann Einfluss von Atmosphäre und Boden auf die Schallausbreitung im Freien	11
M. Barth, K. Arnold, T. Brauers und D. Daniel Untersuchungen zum Einfluss der Zusammensetzung eines Gasgemisches auf die Schallgeschwindigkeit in der Atmosphärensimulationskammer SAPHIR	27
D. Daniel, K. Arnold und A. Raabe Sensitivitätsstudie zur Bestimmung des Strahlungsfehlers konventioneller Temperatursensoren mit Hilfe der spezifischen Feuchte	44
G. Tetzlaff Extreme Weather: Mitigation Enhancement by Better Forecasts or by Better Knowledge on Event Frequencies?	59
M. Wilsdorf und H.-J. Schönfeldt Untersuchung des äolischen Sedimenttransportes mittels Saltfon und Sedimentfallen	70
K.S. Radtke und G. Tetzlaff Erzeugung von Sturm-Schadens-Szenarien am Beispiel des Orkans Anatol	81
A. Kniffka und T. Trautmann Aktinische Strahlungsflussdichte und die spektrale und räumliche Variabilität der Bodenalbedo	91
Ch. Jacobi, D. Kürschner, K. Fröhlich, K. Arnold und G. Tetzlaff Meteor radar wind and temperature measurements over Collm (51.3°N, 13°E) and comparison with co-located LF drift measurements during autumn 2004	98
Ch. Jacobi, K. Fröhlich und A. Pogoreltsev Gravity wave flux modulation by planetary waves in a circulation model	113
A.N. Oleynikov, Ch. Jacobi und D.M. Sosnovchik Time-spatial parameters of internal gravity waves in the mesosphere-lower thermosphere region derived from meteor radar wind measurements	125
Ch. Jacobi, D. Kürschner und N. M. Gavrilov Gravity wave climatology and trends at 85-110 km deduced from Collm low-frequency ionospheric E-region drift measurements 1984-2003	135
A. Will, U. Harlander und W. Metz Climatological Relevance of Leading Seasonal Singular Vectors. Part I: Energy, Enstrophy and Spatio - Temporal Variability	148
Jahresbericht des Instituts für Meteorologie 2004	167

Genauigkeit tomographischer Invertierungsverfahren

Astrid Ziemann

Zusammenfassung:

Die Methode der akustischen Laufzeit-tomographie basiert auf der Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von den Umgebungsbedingungen, z.B. vom Temperaturfeld, entlang des Schallausbreitungspfad. Die Temperaturverteilung wird mit Hilfe einer tomographischen Invertierung aller Laufzeitdaten akustischer Signale zwischen Sendern und Empfängern rekonstruiert. Dabei wird ein algebraischer Rekonstruktionsalgorithmus (Simultane Iterative Rekonstruktionstechnik) angewendet.

Um die Unbestimmtheit der rekonstruierten Daten abzuschätzen, wurden verschiedene Algorithmen mit einer synthetisch erzeugten Datenreihe turbulenter Temperaturschwankungen getestet. Die geometrischen Randbedingungen sowie verschiedene Parameter des Rekonstruktionsalgorithmus (Anzahl an Iterationen, Glättung von Daten) beeinflussen die erzielten Ergebnisse. Die Auswertung der Resultate weist nach, dass die Unbestimmtheit, die durch den tomographischen Rekonstruktionsalgorithmus verursacht wird, kleiner als der Messfehler der Laufzeitmessungen ist.

Summary:

The acoustic travel-time tomography is based on the dependency of the sound speed on environmental conditions, e.g. air temperature fields, along the propagation path of the sound signal. The distribution of temperature values is reconstructed by a tomographic inversion of all travel time information of acoustic signals between transmitters and receivers using an algebraic reconstruction technique (Simultaneous Iterative Reconstruction Techniques).

To evaluate the uncertainty of reconstructed data, different inverting algorithms were tested for a synthetic data series representing a spectrum of turbulent temperature fluctuations. Among others, geometric boundary conditions and different parameters of the algorithm (number of iterations, data smoothing) influence the results. The analysis of the results proved that the uncertainty caused by the tomographic reconstruction algorithm is smaller than the measurement errors of the incoming data.

1 Einleitung

Akustische Fernmessverfahren wenden aktiv ausgesendete Schallwellen und ihre Wechselwirkung mit der Atmosphäre zur Sondierung der Atmosphärenstruktur an. Hierbei wird die bekannte Tatsache genutzt, dass sich die raum-zeitlich variablen meteorologischen Größen auf verschiedene Schallausbreitungsparameter auswirken. Für die Bereitstellung von Flächen- bzw. Volumenmittelwerten von Temperatur oder Windvektor kann das Verfahren der akustischen Laufzeit-tomographie genutzt werden, welches durch die Kombination einer tomographischen Aufzeichnung von Schalllaufzeiten mit einem speziellen inversen Auswertungsalgorithmus charakterisiert ist (Ziemann et al., 1999).

Das Messsystem sowie der Auswertungsalgorithmus wurden in den vergangenen Jahren bei mehreren Feldexperimenten eingesetzt (z.B. Arnold et al., 2004, Raabe et al., 2002, Tetzlaff et al., 2001, Ziemann et al., 2002). Diese Sensitivitätsstudien haben gezeigt, dass mit dem Verfahren der akustischen Laufzeit-tomographie Absolutwerte meteorologischer Größen mit einer Genauigkeit bestimmt werden können, die mindestens der anderer Punktmessungen und Fernmessverfahren entspricht.

Die Unbestimmtheit der tomographisch rekonstruierten Temperaturfelder (und auch Windfelder) hängt zunächst von der Messgenauigkeit ab, welche durch die Genauigkeit der Entfernungsbestimmung zwischen Sendern und Empfängern, den Eigenschaften des empfangenen akustischen Signals und der Genauigkeit der Laufzeitbestimmung beeinflusst wird. Für einen Fehler bei der Laufzeitbestimmung von 0,3 ms und bei der Schallstreckenbestimmung von 5 cm kann entsprechend des Fehlerfortpflanzungsgesetzes die Temperatur mit einer Genauigkeit von 0,5 K für eine einzelne Messung entlang eines Schallstrahls bestimmt werden. Eine Verringerung dieses Fehlerwertes ist nach einer zeitlichen bzw. räumlichen Mittelung möglich.

Ein weiterer Einflussfaktor auf die Unbestimmtheit der räumlich aufgelösten Temperaturfelder ist die Rekonstruktionsgenauigkeit des Invertierungsalgorithmus. Eine Gruppe solcher Algorithmen bilden die sogenannten algebraischen iterativen Rekonstruktionsalgorithmen, die sich durch einfache Handhabbarkeit, Rechenzeitökonomie und eine stabile Lösungssuche auszeichnen. Nach einer großen Anzahl an Iterationen konvergiert das Ergebnis eines algebraischen Rekonstruktionsalgorithmus gegen die Lösung der verallgemeinerten Matrixinversion. So ist es möglich, zunächst die Eigenschaften der verallgemeinerten Inversen der Matrixinversion zu untersuchen, um die Genauigkeit des Rekonstruktionsalgorithmus abzuschätzen (Ziemann et al., 2001). Gegenüber der verallgemeinerten Matrixinversion können bei den verschiedenen Verfahren der algebraischen Rekonstruktionstechnik die Matrizen zur Berechnung der Rekonstruktionsgenauigkeit nicht direkt bestimmt. Eine Lösung dieses Problems ist durch Sensitivitätsstudien mit vorgegebenen Temperaturverteilungen gegeben, um die Genauigkeit der Rekonstruktion auch für algebraische Rekonstruktionstechniken zu studieren.

2 Tomographischer Invertierungsalgorithmus

Die Messgröße der akustischen Laufzeittomographie, die Signallaufzeit τ_i , kann als Linienintegral über die gesuchte inverse Schallgeschwindigkeit (Langsamkeit s in Abhängigkeit von der Lufttemperatur) entlang eines Schallausbreitungspfades i dargestellt werden. Aufgrund einer begrenzten Anzahl an Sendern und Empfängern kann ein Luftvolumen nur mit einer endlichen Auflösung untersucht werden. Nach einer Diskretisierung ergibt sich das invers zu lösende Gleichungssystem für i Schallstrahlen und j Gitterzellen folgendermaßen:

$$\tau_i = \sum_{j=1}^J l_{ij} s_j \quad (1)$$

mit der Länge l_{ij} des i -ten Schallpfades in der j -ten Gitterzelle.

Ausgehend von den gemessenen Laufzeiten wird mit Hilfe eines inversen Rekonstruktionsalgorithmus ein räumlich aufgelöstes Temperaturfeld erzeugt (z.B. Ziemann et al., 2001). Für die Invertierung wird dabei ein Verfahren aus der Gruppe der algebraischen iterativen Rekonstruktionsalgorithmen verwendet, die Simultane Iterative Rekonstruktionstechnik (SIRT).

Kernpunkt des SIRT Algorithmus ist die iterative Verbesserung der Differenz zwischen gegebenen (gemessenen) und simulierten Laufzeiten. Dafür werden ausgehend von einer ersten Schätzung die modellierten Langsamkeitsverteilungen immer weiter korrigiert, bis ein Minimum für die Summe der Laufzeitdifferenzen erreicht wird. Diese Korrekturen, welche den Einfluss der Pfadlängen l_{ij} des Schallstrahls i in der Gitterzelle j auf die Korrekturwerte bestimmen, können unterschiedlich gewählt werden:

$$\Delta_i s_j^n = l_{ij}^x \frac{\tau_i^{mess} - \tau_i^n}{\left(\sum_{j=1}^J l_{ij}^{2 \cdot y} \right)^z} \quad (2)$$

mit den Parameterwerten $x=1, y=1, z=1$ (Algorithmus 1), $x=0, y=1/2, z=1$ (Algorithmus 2), $x=1, y=1/2, z=2$ (Algorithmus 3). Die Besonderheit des SIRT-Verfahrens gegenüber anderen

iterativen Rekonstruktionsalgorithmen besteht darin, dass eine mittlere Korrektur für die betreffende Zelle j erst nach Durchlaufen aller möglichen Strahlen durch dieses Gitterelement angebracht wird (z.B. Ziemann, 2000).

Nach dem Erzeugen eines neuen Langsamkeitenfeldes im aktuellen Iterationsschritt kann noch ein Glättungsalgorithmus angewendet werden. Damit werden in die Berechnung des aktuellen Gitterzellenwertes noch die Werte der benachbarten Gitterzellen einbezogen. Eine solche Glättung dämpft extreme Temperaturwerte im Messfeld und führt zu einer höheren Stabilität des Invertierungsalgorithmus insbesondere unter dem Einfluss von Messfehlern (siehe Ziemann, 2000). Dementsprechend resultieren 6 iterative Rekonstruktionsalgorithmen (Algorithmus 1-3 jeweils mit bzw. ohne Glättung), die im folgenden getestet werden.

3 Genauigkeit tomographisch rekonstruierter Temperaturverteilungen

3.1 Maßzahlen der Rekonstruktionsgenauigkeit

Es gibt eine Reihe von Kriterien, um die Qualität der Rekonstruktionsergebnisse zu quantifizieren (z.B. Laepple et al., 2004).

Ein erfolgreicher Invertierungsprozess lässt sich zunächst durch die Übereinstimmung zwischen einem vorgegebenen Modell (Temperaturverteilung) und dem rekonstruierten Bild feststellen. Ein quantitatives Kriterium für die Ähnlichkeit von Modellvorgabe und Tomogramm ist der sogenannte Euklidische Abstand

$$ED = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J (c_j - c_j^n)^2, \quad (3)$$

d.h., die über alle Zellen J summierte quadratische Differenz aus der vorgegebenen und der simulierten temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit im n -ten Iterationsschritt. Je kleiner der Wert für ED , desto besser ist auch das Ergebnis der Invertierung. Die Größe ED ist außerdem ein Messwert für die Konsistenz des Gleichungssystems.

Ein Abbruchkriterium für den Iterationsalgorithmus und einen Test für die Stabilität der Lösungsprozedur stellt die Summe der quadrierten Residuen (SQR) der gemessenen und simulierten Laufzeiten im n -ten Iterationsschritt dar:

$$SQR = \sum_{i=1}^I (\tau_i^{mess} - \tau_i^n)^2. \quad (4)$$

Im Idealfall nimmt dieser Wert SQR während des Iterationsprozesses immer weiter ab. Einem Minimum dieser Größe entspricht ein maximaler Entropiewert der Lösung. Eine Abnahme der bzw. sehr geringe SQR -Werte sind dementsprechend notwendige, aber keine hinreichenden Bedingungen für eine Konvergenz gegen das richtige Modell. Fehlerhafte Messungen der Laufzeit oder der Sender- und Empfängerposition sowie eine begrenzte Überdeckung mit Strahlen bzw. eine ungenügende Winkelüberdeckung des Messfeldes können zu einer Verschmierung von Temperaturinhomogenitäten in die restliche Messfläche hinein führen (z.B. McMechan, 1983). Um das Auftreten von Artefakten (z.B. Schachbrettmuster) im rekonstruierten Bild zu vermeiden, sollte der Iterationsprozeß bereits beim Erreichen eines optimalen Ergebnisses, d.h. nach einem ersten Minimum der SQR -Werte, abgebrochen werden (z.B. Krajewski et al., 1989).

3.2 Ausgangs- und Vergleichsdaten

Um die Rekonstruktionsgenauigkeit des tomographischen Invertierungsalgorithmus SIRT für gegebene Sender-Empfänger-Geometrien und räumliche Auflösungen zu untersuchen, wurden verschiedene Sensitivitätsstudien mit synthetisch erzeugten Temperaturverteilungen durchgeführt (siehe Barth und Raabe, 2003). Diese Temperaturdaten entsprechen den turbu-

lenten Schwankungen im Trägheitsbereich eines Kolmogorov-Spektrums. Dazu wurde zunächst eine Zufallszahlenreihe mit einem äquidistanten Zeitschritt von 0,5 s erzeugt. Ausgehend von dieser Reihe wurden die Real- und Imaginärteile des Fourier-transformierten weißen Rauschens oberhalb einer Grenzfrequenz mit der Frequenz $f^{-5/6}$ multipliziert, um turbulente Schwankungen gemäß dem Kolmogorov-Spektrum zu erzeugen. Die so veränderten Werte wurden mittels einer inversen Fouriertransformation in den Zeitbereich zurücktransformiert und bilden nun eine Zeitreihe turbulenter Temperaturschwankungen. Um den Messprozess der akustischen Tomographie nachzuempfinden, wurden der ursprünglichen Zeitreihe nur Temperaturwerte aller 30 s entnommen. Diese reduzierte Zeitreihe, die einen Wertebereich von ca. $-1,3$ bis $+1,3$ Grad C aufweist, wurde unter der Annahme einer konstanten Advektionsgeschwindigkeit über das tomographische Messfeld mit den verschiedenen Gitterzellen verteilt, wobei sich die Temperaturwerte T_j bzw. Schallgeschwindigkeitswerte c_j in den j Gitterzellen nur in einer horizontalen Richtung voneinander unterscheiden (siehe auch Abb. 1). Die so bereitgestellten 516 Temperaturverteilungen wurden entsprechend der Messgeometrien von zwei Messkampagnen mit bekannten Schallpfaden in den Gitterzellen l_{ij} in i akustische Laufzeiten τ_i entsprechend Gleichung (1) umgerechnet.

Die so vorgegebenen Laufzeitdatensätze wurden mit drei verschiedenen Formen des SIRT Algorithmus (siehe Gleichung 2) sowie mit bzw. ohne eine Glättung invertiert, um die Rekonstruktionsgenauigkeit abzuschätzen.

3.3 Tomographisch rekonstruierte Daten

3.3.1 Lindenberg 1

Die Rekonstruktionsgenauigkeit wurde zunächst für die Messgeometrie eines Naturexperiments untersucht, das 1999 am Meteorologischen Observatorium Lindenberg durchgeführt wurde (siehe z.B. Tetzlaff et al., 2002, Ziemann et. al, 2001).

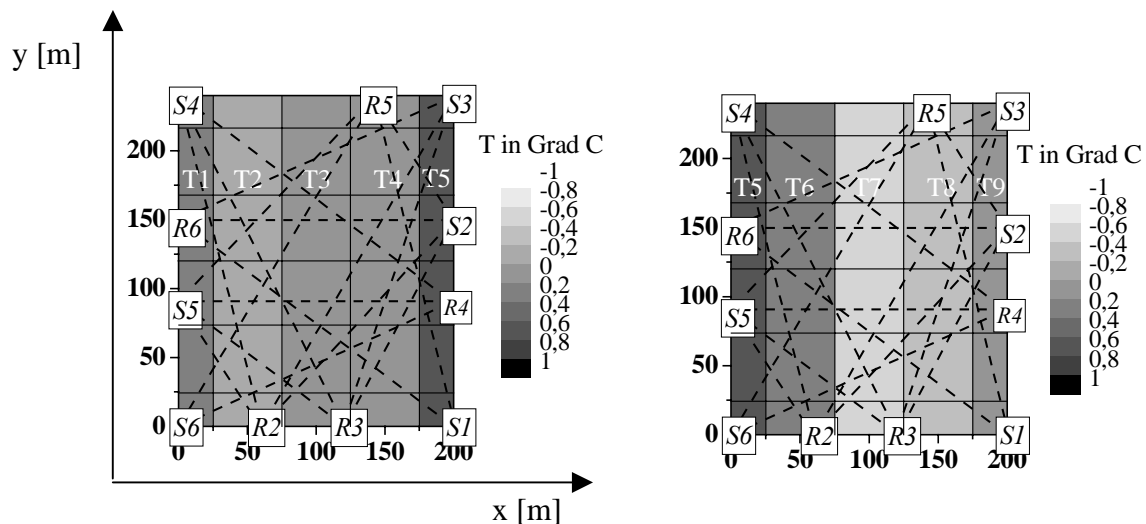


Abb. 1: Vorgegebene Temperaturverteilungen (mit den Temperaturwerten T_1 bis T_5 bzw. T_5 bis T_9 aus der Temperaturzeitreihe) zu einem Startzeitpunkt t_1 (links) und nach 4 Zeitschritten zu einem Zeitpunkt t_5 (rechts) mit einer Gitterzelleneinteilung von $50 \times 50 \text{ m}^2$ sowie den 6 Sender (S)- und 5 Empfängerpositionen (R) sowie den Schallstrahlen (gestrichelt).

Die Abbildung 1 zeigt das Messgebiet mit den Sender- und Empfängerpositionen sowie den Schallausbreitungstrecken. Für die tomographische Invertierung der Messergebnisse (pro simulierter Messung: 30 Laufzeitwerte) wurde eine Gitterzellengröße von $50 \times 50 \text{ m}^2$ verwendet.

Mit Hilfe des in Abschnitt 3.2 beschriebenen Algorithmus wurden synthetische Temperaturwerte erzeugt. Jeweils 5 Werte dieser Datenreihe werden in das tomographische Gitter (siehe Abb. 1) übertragen, somit wird ein in x-Richtung inhomogenes Temperaturfeld erzeugt. Für das Tomogramm des nächsten Zeitschritts werden die Temperaturwerte um eine Zelle in x-Richtung verschoben, am linken Modellrand entfällt ein alter Wert, am rechten Rand kommt ein neuer Wert aus der Temperaturzeitreihe hinzu usw. Anhand dieser Temperaturverteilungen wurden für jedes Tomogramm 30 Laufzeitwerte für die Schallstrecken zwischen 6 Sendern und 5 Empfängern berechnet. Aus diesen akustischen Laufzeiten wurden dann wiederum mit dem Tomographiealgorithmus Temperaturwerte rekonstruiert.

Die Datenanalyse für die Maßzahlen der Rekonstruktionsgenauigkeit SQR und ED (siehe Abschnitt 3.1) wurde nach 1, 5, 10, 15, 100, 500, 1000, 10000, 100000, 500000, and 2000000 Iterationsschritten durchgeführt. Die Ergebnisse für SQR und ED wurden über die 516 einzelnen Datensätze (Tomogramme) gemittelt, um mittlere Angaben zur Rekonstruktionsgenauigkeit von Temperaturwerten aus einem Spektrum möglicher Temperaturschwankungen zu erhalten (siehe Abb. 2).

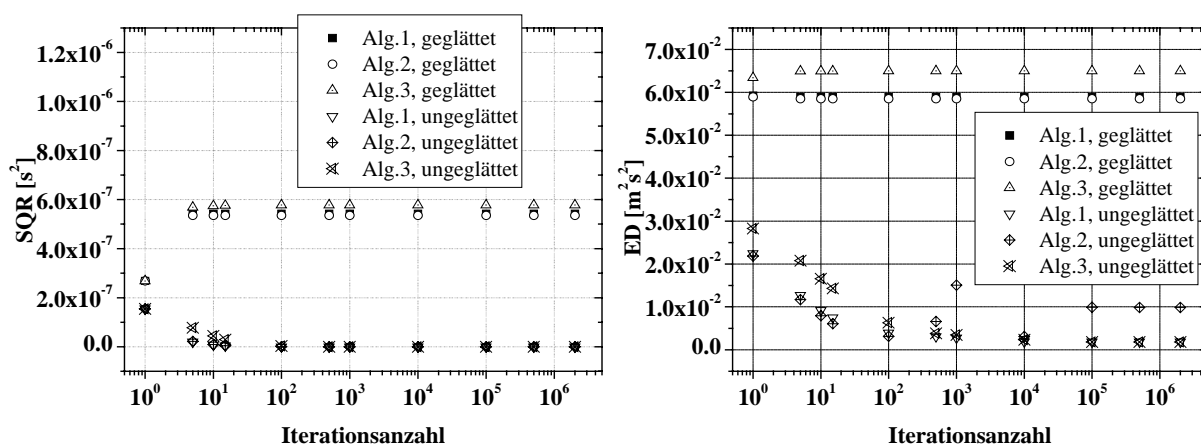


Abb. 2: Mittlere Werte der quadrierten Laufzeitresiduen (links) und der Euklidischen Distanz (rechts) für verschiedene Tomographiealgorithmen (Alg. 1-3 mit oder ohne Glättung) und in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen für eine Gitterzellengröße von $50 \times 50 \text{ m}^2$.

Einerseits nehmen die Werte für SQR für alle Algorithmen ohne Glättung mit zunehmender Iterationsanzahl ab. Nach ca. 15 Iterationen sind Unterschiede in den Algorithmen (1-3) nur noch sehr gering ausgeprägt. Andererseits nehmen die Laufzeitresiduen für die Algorithmen mit Glättung nach dem ersten Iterationsschritt zu und bleiben dann mit wachsender Anzahl an Iterationsschritten nahezu konstant. Der Algorithmus 3 (geglättet) führt dabei zu etwas größeren Residuen. Der eingesetzte Glättungsmechanismus bezieht die jeweils benachbarten Temperaturgitterzellen in die Betrachtung ein, ohne auf eine Minimierung der Differenz zwischen vorgegebener und simulierter Laufzeit Rücksicht zu nehmen. Dementsprechend sind die höheren Werte für SQR im Fall mit Glättung zu erklären.

Ein vergleichbares Ergebnis erhält man bei Betrachtung der ED -Werte. Auch diese Werte nehmen für alle Algorithmen ohne Glättung zunächst ab, nach 100 bis 500 Iterationsschritten ist jedoch eine Vergrößerung der ED -Werte festzustellen. Das kann als Hinweis auf die Ausbildung von Artefakten im Tomogramm gewertet werden. Die Iterationen sollten dementsprechend insbesondere bei Algorithmus 2 (ungeglättet) bereits nach einer geringeren Anzahl (ca. 15) abgebrochen werden. Die ED -Werte für alle Algorithmen mit Glättung sind relativ konstant und damit unabhängig von der Anzahl der Iterationen. Wie bereits bei den SQR -Werten führt auch hier der Algorithmus 3 zu etwas größeren Differenzen zwischen der vorgegebenen und der rekonstruierten Temperaturverteilung.

Die Entwicklung der Laufzeitresiduen wurde außerdem für verschiedene Gitterauflösungen berechnet. Es wurden wiederum Mittelwerte über 516 Tomogramme gebildet und in Abbildung 3 dargestellt. Zwischen diesen Darstellungen sind nur geringe Unterschiede und damit eine geringe Abhängigkeit von der Gitterzellengröße festzustellen. Für eine höhere Auflösung resultieren etwas geringere Laufzeitunterschiede während der ersten Iterationsschritte sowohl für die Algorithmen mit Glättung als auch ohne Glättung. Den bestimmenden Einfluss auf die Laufzeitresiduen hat jedoch der Glättungsalgorithmus.

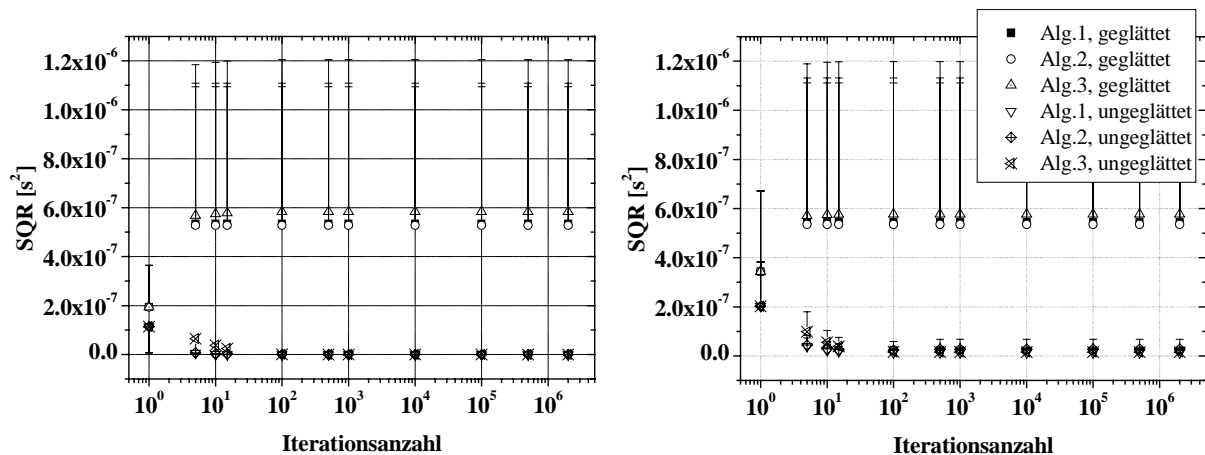


Abb. 3: Mittlere Werte und Standardabweichungen (nur in einer Richtung dargestellt) der quadrierten Laufzeitresiduen für verschiedene Tomographiealgorithmen (Alg. 1-3 mit oder ohne Glättung) und in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen für eine Gitterzellengröße von $30 \times 30 \text{ m}^2$ (links) und $70 \times 70 \text{ m}^2$ (rechts).

Um den so bestimmten Wert für SQR einzuordnen, kann eine grobe Abschätzung herangezogen werden. Dem maximalen Wert für SQR von ca. $6 \cdot 10^{-7} \text{ s}^2$ entspricht eine Laufzeitabweichung für eine einzelne Strecke von ca. $0,025 \text{ ms}$. Im Vergleich dazu ist die Unsicherheit bei einer akustischen Laufzeitmessung um mindestens 1 Größenordnung größer (ca. $0,3 \text{ ms}$). Die Unsicherheiten durch den Rekonstruktionsalgorithmus sind damit deutlich kleiner als die Unsicherheiten der Messergebnisse selbst.

3.3.2 Lindenberg 2

Um den Einfluss einer größeren Anzahl an Schallausbreitungstrecken auf die Rekonstruktionsgenauigkeit zu testen, wurden die Maßzahlen SQR und ED für die Messgeometrie einer weiteren Messkampagne untersucht. Das Feldexperiment STINHO-2 (STruktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage) fand im Sommer 2002 erneut auf dem Gelände des Grenzschichtmessfeldes des Meteorologischen Observatoriums Lindenberg statt.

Das tomographische Messgebiet, welches mit 8 Schallsendern und 12 Empfängern untersucht wurde, hatte eine Ausdehnung von $300 \text{ m} \times 440 \text{ m}$ (siehe Abb. 4). Somit ergaben sich 96 Schallstrahlen, die das Gebiet gleichmäßig durchqueren. Aufgrund der Ausdehnung des Untersuchungsgebietes wurden jedoch nicht alle theoretisch möglichen Sender-Empfängerkombinationen für eine Auswertung genutzt. Um die Anwendbarkeit einer geradlinigen Schallausbreitung zu gewährleisten, wurde die maximale Streckenlänge auf 450 m begrenzt. Unter dieser Voraussetzung wurden für die Auswertung 79 Schallstrahlen herangezogen.

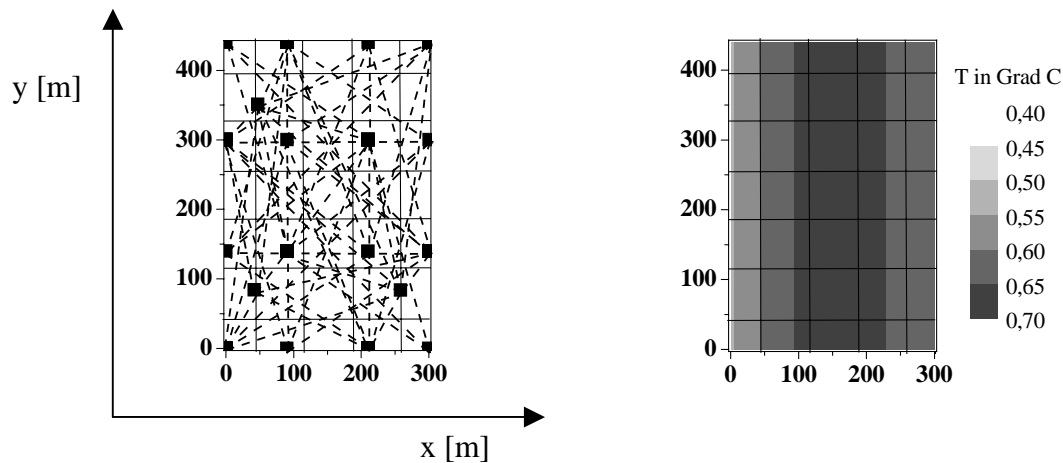


Abb. 4: Schematische Darstellung der Messfläche (links) mit Gitterzelleneinteilung $70 \times 70 \text{ m}^2$ und mit den 8 Sender- und 12 Empfängerpositionen (mit einem Quadrat gekennzeichnet) sowie 79 Schallstrahlen (gestrichelt) und eine vorgegebene Temperaturverteilung zum Zeitschritt 318 (rechts).

Die synthetisch erzeugten Schalllaufzeiten wurden wieder mit den verschiedenen Tomographiealgorithmen in Temperaturverteilungen invertiert. Ein exemplarisches Ergebnis, das mit dem Algorithmus 2 ohne bzw. mit Glättung bestimmt wurde, ist in der Abbildung 5 dargestellt. Ausgehend von einer nahezu homogenen Temperaturverteilung (siehe Abb. 4, Wertebereich: 0,54-0,67 Grad C) resultieren vergleichsweise sehr geringe *ED*-Werte für die rekonstruierten Verteilungen. Solche kontrastarmen Temperaturverteilungen werden also am besten von allen Algorithmen rekonstruiert. Dabei führt der Algorithmus ohne Glättung zu einem stärker strukturierten Ergebnis, das dem Original sehr nahe kommt. Bei Anwendung einer Glättung wird über die sehr geringen Temperaturunterschiede zwischen den Gitterzellen gemittelt, so dass ein nahezu homogenes Temperatur-Tomogramm resultiert.

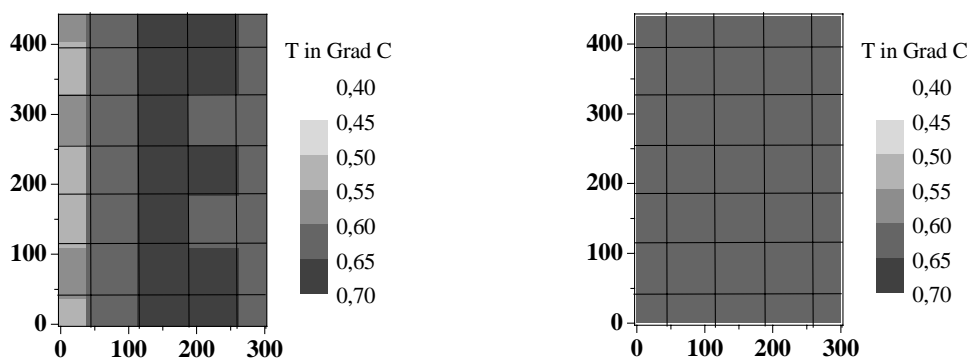


Abb. 5: Rekonstruierte Temperaturverteilungen (Zeitschritt 318, siehe Abb. 4) nach 15 Iterationsschritten ohne Glättung (links) und mit Glättung (rechts).

Die Datenanalyse für die Maßzahlen der Rekonstruktionsgenauigkeit *SQR* und *ED* (siehe Abschnitt 3.1) wurde wieder nach verschiedenen Iterationsschritten vorgenommen. Die Ergebnisse wurden entsprechend der vorangegangenen Auswertungen (Kapitel 3.3.1) über 516 einzelne Datensätze gemittelt.

Abbildung 6 demonstriert die Entwicklung der *SQR*- und *ED*-Werte für unterschiedliche Algorithmen (siehe Gleichung 3) jeweils mit oder ohne Glättungsalgorithmus. Der Vergleich mit den Ergebnissen, die mit einer anderen Messgeometrie erzielt wurden, zeigt eine qualitative Übereinstimmung. Die Werte für *SQR* nehmen für alle Algorithmen ohne Glättung mit zunehmender Iterationsanzahl ab bzw. sind für die Algorithmen mit Glättung ungefähr konstant. Die absoluten Werte für *SQR* sind dabei höher als im Vergleich zu den Abbildungen 2

oder 3. Dieses Ergebnis kann mit der größeren Anzahl an Schallstrecken (79 zu 30 Schallpfade) bei der Messgeometrie des Experiments Lindenberg-2 erklärt werden, die nach Gleichung 4 auch zu größeren SQR -Werten führt bzw. führen kann.

Die mittleren ED -Werte stimmen auch quantitativ relativ gut mit den Werten der Messgeometrie Lindenberg-1 (Kapitel 3.3.1) überein. Für alle Algorithmen ohne Glättung nehmen die Unterschiede zwischen Vorgabe und Rekonstruktion mit zunehmender Anzahl an Iterationen ab und sind von Beginn an etwas geringer als für die Lindenberg-1-Messungen. Nach Erreichen des ersten Minimums für die ED -Werte sollte der Iterationszyklus beendet werden, um die Bildung von Artefakten im rekonstruierten Abbild der Schallgeschwindigkeits- bzw. Temperaturverteilung zu vermeiden.

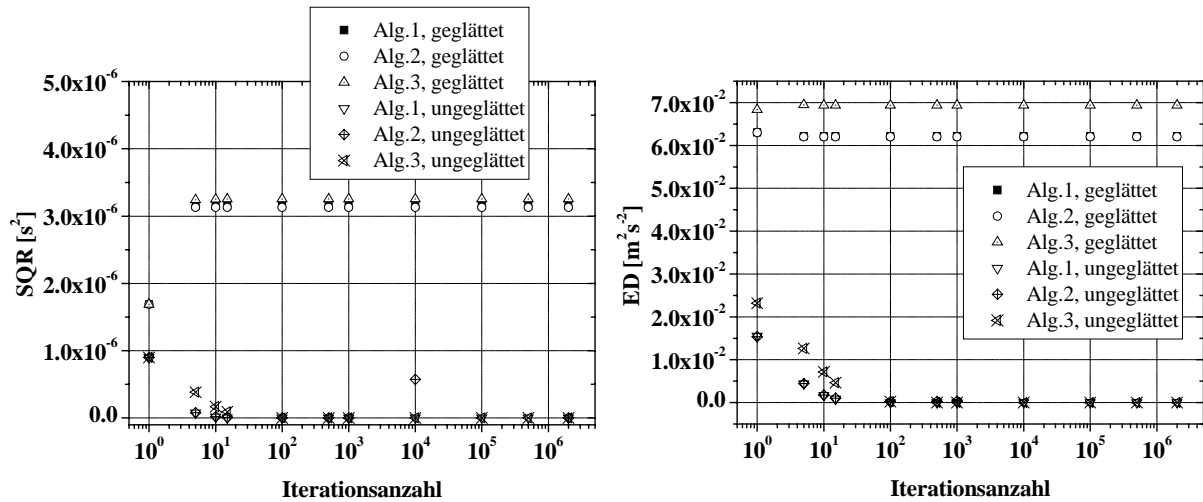


Abb. 6: Mittlere Werte der quadrierten Laufzeitresiduen (links) und der Euklidischen Distanz (rechts) für verschiedene Tomographiealgorithmen (Alg. 1-3 mit oder ohne Glättung) und in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen für eine Gitterzellengröße von $70 \times 70 \text{ m}^2$.

Für die Algorithmen mit Glättung sind die ED -Werte für alle Iterationsschritte nahezu konstant und liegen auf einem etwas höheren Niveau als für die Berechnungen ohne Glättung. Dieses Ergebnis wird durch die Dämpfung der maximalen und minimalen Temperaturwerte der rekonstruierten Verteilung verursacht. Nach einer Umrechnung mit der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit c , der Gaskonstante R und dem Verhältnis γ zwischen den spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen

$$c = \sqrt{\gamma RT} \text{ bzw. } \Delta T = 2\Delta c \sqrt{\frac{T}{\gamma R}} \quad (5)$$

folgt für die Algorithmen mit Glättung ein Unbestimmtheitswert für die Temperatur T von ca. 0,4 K und für die Algorithmen ohne Glättung ein Wert von weniger als 0,2 K.

4 Diskussion der Ergebnisse

Um die Unbestimmtheit tomographisch rekonstruierter Daten zu evaluieren, wurden verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen für eine Temperaturreihe getestet, die mit Hilfe des Kolmogorovschen Turbulenzspektrums simuliert wurde. Die Ergebnisse weisen den stabilen Lösungsprozess und die bewährten Rekonstruktionseigenschaften der Simultanen Iterativen Rekonstruktionstechnik nach.

Die Analysen quantitativer Maßzahlen für die Rekonstruktionsqualität zeigen, dass es möglich (konstantes Minimum von SQR) und notwendig (erstes Minimum von ED) ist, den Iterationsprozess nach spätestens 100 Iterationsschritten zu stoppen. Die resultierenden geringen SQR -Werte sind zwar ein notwendiges, aber kein hinreichendes Kriterium für die Konvergenz

der rekonstruierten Temperaturverteilung gegen das vorgegebene Modell. Die *ED*-Werte geben hier eher einen Hinweis auf die Güte des Rekonstruktionsalgorithmus. Zu beachten ist jedoch, dass diese Maßzahl nur einen Mittelwert über alle Gitterzellen darstellt. Einzelne Artefakte können sich innerhalb eines Tomogramms wieder ausgleichen und keinen großen Einfluss auf den resultierenden *ED*-Wert ausüben (siehe z.B. Ziemann, 2000). Direkte Vergleiche einzelner Gitterzellenwerte der rekonstruierten und vorgegebenen Tomogramme belegen für die gezeigten Beispiele jedoch die guten Rekonstruktionseigenschaften aller SIRT-Algorithmus. Bei entsprechend an die Datenmenge angepasster räumlicher Auflösung (Anzahl der Gitterelemente entspricht der Anzahl der Schallstrahlen oder ist kleiner) sind im Mittel keine großen Unterschiede zwischen den einzelnen Algorithmen 1, 2 oder 3 festzustellen. Eine Detailanalyse favorisiert Algorithmus 2 mit den geringsten *SQR*- und *ED*-Werten.

Für die dargestellten Auswertungen zeigten sich die etwas besseren Rekonstruktionseigenschaften der Algorithmen ohne eine Glättung der Tomogramme. Untersuchungen mit Messdaten (Ziemann et al., 2004) weisen gegenüber diesen Tests mit synthetischen Daten auf die positiven Eigenschaften einer Datenglättung hin. Die Auswirkungen von Messfehlern bzw. Unbestimmtheiten bei der Laufzeit- und Laufwegmessung werden durch einen Glättungsalgorithmus gedämpft. Darüber hinaus wirkt sich eine Glättung positiv auf die Stabilität des Lösungsalgorithmus aus (z.B. Ziemann, 2000). Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass es notwendig ist, die Eigenschaften des Rekonstruktionsalgorithmus für die spezielle Sender-Empfänger Geometrie und die zu erwartenden Unsicherheiten in den Messungen der akustischen Laufzeit und der Schallpfade zu untersuchen, um den geeigneten tomographischen Rekonstruktionsalgorithmus zu bestimmen.

Weitergehende Untersuchungen sollten mit stärkeren Kontrasten, d.h. einem größeren Wertebereich für das Temperaturfeld durchgeführt werden, um die Rekonstruktionsgenauigkeit z.B. für Landschaften mit signifikanten Inhomogenitäten der Oberflächeneigenschaften zu testen.

Danksagung

Hiermit danke ich Juliane Stanislawsky für die Unterstützung bei der Datenbereitstellung und -bearbeitung sowie Manuela Barth für die Bereitstellung der synthetischen Temperaturdatensreihen. Für die kritische Durchsicht des Manuskripts danke ich Kristina Fröhlich.

Literatur

- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A. und Spindler, G., 2004: Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces, *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **85**, 175-186.
- Barth, M. u. Raabe, A., 2003: Auflösbarkeit turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mittels akustischer Tomographie, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* **30**, 44-60.
- Krajewski, C., Dresen, L., Gelbke, C. und Rüter, H., 1989: Iterative tomographic methods to locate seismic low-velocity anomalies: A model study, *Geophys. Prosp.* **37**, 717-751.
- Laepfle, T., Knab, V., Mettendorf, K.-U. u. Pundt, I., 2004: Longpath DOAS tomography on a motorway exhaust gas plume: numerical studies and application to data from the BAB II campaign, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **4**, 2435-2484.
- McMechan, G.A., 1983: Seismic tomography in boreholes, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **74**, 601-612.
- Raabe, A. and Arnold, K. and Ziemann, A., 2002: Horizontal turbulent fluxes of sensible heat and horizontal homogeneity in micrometeorological experiments, *J. Atm. Ocean. Technol.*, **19**, 1225-1230.

- Tetzlaff, G., Arnold, K., Raabe, A. and Ziemann, A., 2002: Contributions of the method of acoustic travel time tomography to area covering measurements in real terrain, *Meteorol. Z.*, 11, No. 4, 273-283.
- Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A., 1999: Acoustic travel time tomography. A method for remote sensing of the atmospheric surface layer, *Meteorol. Atmosph. Phys.*, 71, 43-51.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforsch. Leipzig* **19**, 141 S..
- Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A.: 2001, Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics, *Acustica*, **87**, 731-737.
- Ziemann, A., Arnold, K. and Raabe, A., 2002: Acoustic tomography as a method to describe measuring sites, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **19**, 1208-1215.
- Ziemann, A., Barth, M., Arnold, K., and Raabe, A., 2004: Influence of the inverse algorithm on the reconstructed temperature field remotely sensed by acoustic travel time tomography, *Proceedings of the 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans*, Cambridge, 77-80.

Adresse:

Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)
Universität Leipzig
Institut für Meteorologie
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Einfluss von Atmosphäre und Boden auf die Schallausbreitung im Freien

Kati Balogh und Astrid Ziemann

Zusammenfassung:

In dieser Studie wird der aktuelle Stand des Modells SMART (Sound Propagation Model of the Atmosphere using Ray Tracing) vorgestellt, welches die Schallausbreitung in der Atmosphäre anhand von Schallstrahlen simuliert. Die Auswirkungen von Wind- und Temperaturgradienten auf die Schallausbreitung können mit einem solchen Modell besonders gut beschrieben werden. Neben diesen Faktoren werden in der Modellierung auch die frequenzabhängige Luftabsorption, die Schallabsorption und multiple Reflexionen am Boden berücksichtigt.

Zur Validierung der Ergebnisse von Schallausbreitungssimulationen wurden die modellierten Zusatzdämpfungen durch den Boden und Atmosphäreinfluss mit Messdaten verglichen. Bei einer Schallausbreitung entgegen der Windrichtung korrelieren die Messwerte sehr stark mit den modellierten Ergebnissen. In der Mitwindrichtung werden die Schallstrahlen stärker in Richtung des Erdbodens refraktiert, was zu häufigeren Reflexionen an der Oberfläche führt. Deshalb legt der Schall eine längere Wegstrecke in der Mitwindrichtung zurück und wird dadurch von den im Modell noch nicht enthaltenen Faktoren stärker beeinflusst, was zu einer geringeren Korrelation zwischen Messwerten und Modellergebnissen führt.

In den Messdaten als auch in den Modelldaten zeigt sich, dass die Verwendung der Berechnungsvorschrift für das Boden-Meteorologiedämpfungsmaß nach VDI-2714 gerade für stabile Schichtungen zu Fehlprognosen führen kann. Eine Verstärkung des Schallpegels durch die Zusatzdämpfung durch die Einflüsse von Boden und Atmosphäre wird nicht in Erwägung gezogen, da das Boden-Meteorologiedämpfungsmaß stets positiv, das heißt lärmabschwächend, ist.

Summary:

In this study the current state of the model SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) is presented. SMART simulates the sound propagation in the atmosphere by using sound rays. Such a model describes well the influence of vertical gradients of wind and temperature on sound propagation. The attenuation of sound is not only based on this influence, but also on absorption of sound in the air and absorption and reflections at the ground surface. These influencing factors are attended in modelling with SMART.

For validation of the sound propagation model the numerically estimated data were compared with measurements. There is a very good correlation between these data in the upwind direction. The sound rays are stronger refracted to the ground in downwind area. This leads to more reflections at the ground surface and thereby to longer ray paths as in the opposite direction. All influences, which are not contained in the calculations with SMART, like turbulence and interference, have a larger influence on sound propagation in downwind direction. This causes a lower correlation between measurements and numerically estimated data.

The measured and simulated excess attenuations generated by vertical gradients in the air and the influence of the ground surface properties show that VDI-guideline 2714 leads to errors in the prediction of sound attenuation for a very stable stratified atmosphere. An increasing sound level through meteorologically influence for a sound propagation over flat surfaces is not considered. The meteorological excess attenuation is always noise reducing.

1 Einleitung

Aus den Ergebnissen einer Studie des Umweltbundesamtes (UBA, 2002) lässt sich ableiten, dass Lärm, das heißt Schall, welcher als störend empfunden wird, zu den größten Umweltproblemen der heutigen Zeit gehört. Bei der Lärmwirkung wird zwischen den Auswirkungen auf das Gehörorgan (aurale Auswirkungen) und den Auswirkungen auf den Gesamtorganismus (extraaurale Wirkungen) unterschieden. Die lärmbedingte Schwerhörigkeit zählt zu den auralen Auswirkungen. Extraaurale Wirkungen betreffen z.B. die Konzentrationsfähigkeit. Um den Bürger vor schädlichen Lärmwirkungen zu schützen sind in der Technischen Anleitung zum Schutz vor Lärm (TA Lärm, 1968, 1998) maximale Schallimmissionspegel festgelegt, welche nicht überschritten werden dürfen. Da aber nicht immer Messungen vorgenommen können, ist es wichtig Schallausbreitungsmodelle zu entwickeln.

Auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre nehmen verschiedene Faktoren Einfluss. Die Zunahme der Entfernung von der Schallquelle führt zu einer Dämpfung des Schalldruckpegels, welche vom Quadrat des vom Schallsignal zurückgelegten Weges abhängig ist. Neben der entfernungsabhängigen geometrischen Schallpegelabnahme kommt es durch Refraktion in der Luft, Reflexionen an der Bodenoberfläche, Streuung und Absorption in der Luft und am Boden zu einer zusätzlichen Dämpfung des Schalldruckpegels. Während die ersten drei Faktoren eine Abschwächung oder eine Verstärkung des Schalldruckpegels bewirken können, wirkt die Absorption immer lärmreduzierend.

In Deutschland werden Schallimmissionsprognosen nach DIN ISO 9613 vorgenommen. In dieser Norm sind die Berechnungsverfahren für die Schallausbreitung im Freien vorgeschrieben. Demnach wird die Dämpfung durch den Boden und die Atmosphäre, weil diese in gekoppelter Form auf die Schallausbreitung wirken, zu einem Einflussfaktor zusammengefasst und nach der VDI-Richtlinie 2714 berechnet. Das Boden-Meteorologiedämpfungsmaß ist nach dieser Berechnungsvorschrift immer positiv, das heißt lärmreduzierend. In dieser Studie wird gezeigt, dass es auch in Abhängigkeit vom Wind- und Temperaturprofil zu Verstärkungen des Schalldruckpegels durch den Boden-Meteorologieeinfluss kommen kann.

2 Schallausbreitungsmodell SMART

Für die Simulation der Schallausbreitung existieren verschiedene Verfahren, die auf der Lösung der Wellengleichung oder auf der geometrischen Akustik beruhen. Das Schallausbreitungsmodell SMART basiert auf der letzteren Methode, wobei Wellenfronten, das heißt Flächen gleicher Phase, eine zentrale Rolle spielen. Sie nimmt an, dass sich Schallwellen in kleinen Gebieten geradlinig ausbreiten. Nur beim Auftreffen auf ein anderes Medium kommt es zur Refraktion, welche unabhängig von der Schallfrequenz ist. Die Anwendbarkeit der geometrischen Akustik ist gegeben, wenn sich die Laplacesche Schallgeschwindigkeit c (temperaturabhängig) und der Windvektor \vec{v} in Relation zur Schallfrequenz f nur langsam ändern (s. Boone und Vermaas, 1991):

$$|\nabla(c + \vec{v}\vec{n}) \cdot \vec{n}| = 2\pi f \quad (2.1)$$

In der geometrischen Akustik wird die Schallausbreitung durch Schallstrahlen beschrieben. Ein Schallstrahl stellt eine Linie dar, deren Tangenten in jedem Punkt mit der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle übereinstimmen. In einer unbewegten Atmosphäre stimmen die Richtung des Schallstrahls und der Normalen der Wellenfront überein.

Die Besonderheit von SMART liegt in der Anwendung des Refraktionsgesetzes für bewegte Medien, welches direkt für den Schallstrahl angewendet wird, da sich die Richtungen der

Schallstrahlen von den Richtungen der Wellenfrontnormalen unterscheiden. Aus dem Huygensschen und dem Fermatschen Prinzip lässt sich die Gleichung für Reflexion und Refraktion von Schallstrahlen herleiten.

In einer horizontal homogenen vertikal geschichteten Atmosphäre ergibt sich für den Refraktionswinkel α_2 unter der Annahme kleiner Machzahlen M_1 ($M_1 = v_1/c_1$) und M_2 ($M_2 = v_2/c_2$) in den Medien 1 und 2 (s. Ostashev, 2001; Ziemann, 2002)

$$\alpha_2 = \arcsin \left(c_2 \left(\frac{\sin(\alpha_1) - M_1}{c_1} \right) + M_2 \right) \quad \text{mit} \quad c_{1/2} = \sqrt{\kappa R T_{1/2}} + v_{1/2}, \quad (2.2)$$

wobei v_1 und v_2 die Beträge der horizontalen Windgeschwindigkeiten, c_1 und c_2 die effektiven Schallgeschwindigkeiten, T_1 und T_2 die Temperaturen in den 2 Schichten, R die spezifische Gaskonstante für Luft, κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck bzw. bei konstantem Volumen und α_1 den Emissionswinkel darstellen. Durch die Anwendung der Differentialgleichung für den Schallstrahl in der x-z-Ebene ergibt sich das Integral

$$x = \int_{z_0}^z \tan \left[c_2 \left(\frac{\sin(\alpha_1) - M_1}{c_1} \right) + M_2 \right] dz, \quad (2.3)$$

wodurch der exakte Verlauf der Schallstrahlen in einer vertikal geschichteten, aber horizontal homogenen, Atmosphäre exakt berechnet werden kann. In einer horizontal inhomogenen Atmosphäre muss ein Gleichungssystem aus drei Gleichungen gelöst werden (s. Ostashev, 1997), wofür jedoch räumlich hochaufgelöste Informationen über das dreidimensionale Wind- und Temperaturfeld vorhanden sein müssen.

2.1 Einfluss von Wind- und Temperaturgradienten

Die Richtung der Refraktion des Schallstrahls in der x-z-Ebene hängt vom vertikalen Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit ab. Dieser wird durch die Gradienten im Wind- und Temperaturfeld bestimmt wird (s. Tabelle 1).

Zustand	Vertikaler Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit
$dT/dz > 0$	$d_{\text{ceff}}/dz > 0$
$dT/dz < 0$	$d_{\text{ceff}}/dz < 0$
$dv/dz > 0$	$d_{\text{ceff}}/dz > 0$
$dv/dz < 0$	$d_{\text{ceff}}/dz < 0$

Tabelle 1: Wind- und Temperaturabhängigkeit des vertikalen Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit, wenn nur der betreffende Gradient (Wind \rightarrow Temperaturgradient = 0 usw.) betrachtet wird.

Ist der Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit positiv, werden die Schallstrahlen in Richtung des Erdbodens gekrümmt. Zur Aufwärtsrefraktion kommt es, wenn dieser Gradient negativ ist. Betrachtet man zunächst nur den Einfluss des Windvektors, kommt es durch die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe in der Mitwindrichtung zur Abwärtsrefraktion der Schallstrahlen. In der Gegenwindrichtung nimmt der Betrag der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ab, woraus eine Aufwärtsrefraktion der Schallstrahlen folgt. Es entsteht eine Schallschattenzone (s. Abbildung 1), durch welche keine Schallstrahlen verlaufen. Gemäß der

geometrischen Akustik wird der Schall in dieser Zone vollständig gedämpft. Dieser Effekt wird in der Realität jedoch durch die Schallstreuung an Turbulenzelementen und durch Oberflächenwellen (s. Ostashev, 1997) abgeschwächt. Bei einer Schallausbreitungsberechnung über größere Distanzen müssen Effekte, die durch vertikale Windrichtungsgradienten hervorgerufen werden, zusätzlich beachtet werden. In diesem Fall können im Gegenwindbereich, bezogen auf die Bodenwindrichtung, auch Schallstrahlen zum Boden hin gebrochen werden. Im Gegensatz zum Windeinfluss wirkt der Temperatureinfluss isotrop auf die Schallausbreitung. Bei einem positiven vertikalen Temperaturgradienten werden die Schallstrahlen zum Boden hin refraktiert. Nimmt die Temperatur mit der Höhe ab, kommt es wie in der Gegenwindrichtung zur Aufwärtsrefraktion und zur Ausbildung einer Schallschattenzone.

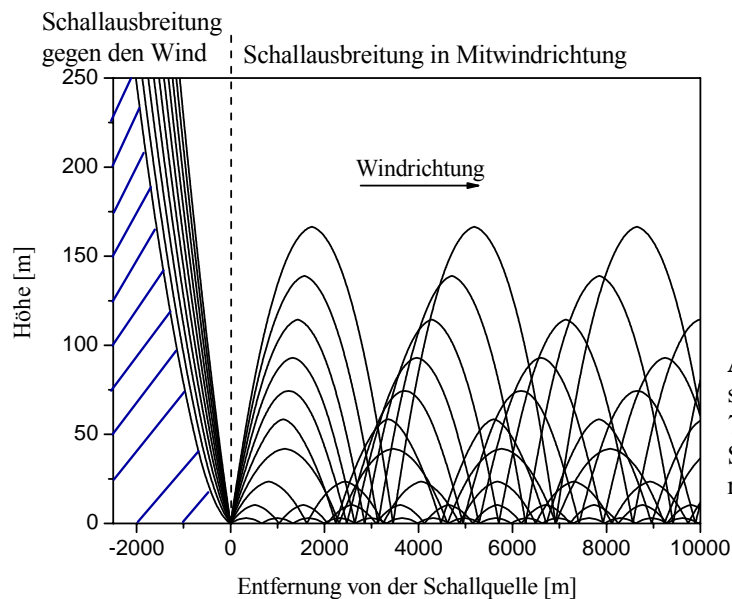


Abbildung 1: ausgewählte Schallstrahlenverläufe im Emissionswinkelbereich 79° - 89° (90° entspricht einer horizontalen Schallabstrahlung) in Mit- und Gegenwindrichtung (berechnet von SMART).

Kombiniert man Wind- und Temperatureinfluss, können sich Auf- und Abwärtsrefraktion der Schallstrahlen verstärken, abschwächen oder umkehren. In der Mitwindrichtung einer Atmosphäre mit einem negativen vertikalen Temperaturgradienten kommt es zur Abschwächung der Aufwärtsrefraktion oder sogar zur Abwärtsrefraktion, wenn der Windeinfluss gegenüber dem Temperatureinfluss überwiegt. In der Gegenwindrichtung wird die Aufwärtsrefraktion verstärkt. In Abbildung 1 sind Schallstrahlenverläufe für eine Atmosphäre mit einem positiven vertikalen Temperaturgradienten dargestellt. Die Krümmung der Schallstrahlen in Richtung des Erdbodens wird in der Mitwindzone verstärkt und in der Gegenwindrichtung zur Aufwärtsrefraktion umgekehrt. Im Mitwindbereich über einer Oberfläche, die den Schall vollständig reflektiert, kann sich vor allem tieffrequenter Schall, welcher durch die Luftabsorption nahezu unbeeinflusst bleibt, über sehr große Entfernungen ausbreiten. Die Schallstrahlen werden immer wieder am Boden reflektiert und in der Atmosphäre abwärts refraktiert. Als Modelleingangsdaten dienten Vertikalprofile des Windvektors und der Temperatur.

2.2 Bodeneinfluss

Der Einfluss des Bodens auf die Schallausbreitung ist von den Bodeneigenschaften selbst und von der Schallfrequenz abhängig. Man unterscheidet zwischen schallharten und schallweichen Böden. Am schallharten Boden wird die gesamte Schallenergie reflektiert, während am schallweichen Boden Schall reflektiert und absorbiert wird. Ein vollständig absorbierender Boden stellt einen Extremfall eines schallweichen Bodens dar. Die gesamte Schallenergie

wird beim Auftreffen der Schallwelle auf den Boden absorbiert. Ein solcher Boden ist in der Realität nicht zu finden, dennoch eignet er sich sehr gut für Extremwertabschätzungen. Ob ein Boden als schallhart oder schallweich angesehen wird, hängt sehr stark von der Schallfrequenz ab. Für die Berechnung der Zusatzdämpfung des Schallpegels durch den Bodeneinfluss muss der frequenzabhängige Reflexionskoeffizient R bestimmt werden:

$$R = \frac{Z_1 \cos \alpha - Z_L}{Z_1 \cos \alpha + Z_L} \quad (2.4)$$

Hierzu müssen neben dem Einfallswinkel α der Schallwelle die spezifischen Impedanzen der Luft Z_L und des Bodens Z_1 bekannt sein. Die Impedanz der Luft setzt sich aus dem Produkt von Luftdichte und der Schallgeschwindigkeit zusammen. Die Bestimmung der Impedanz des Bodens gestaltet sich etwas komplexer. Es existieren verschiedene Verfahren für deren Berechnung. Attenborough (1985, 1992) entwickelte verschiedene Mehr-Parameter-Modelle zur Impedanzberechnung in Abhängigkeit vom Strömungswiderstand, der Frequenz, der Porosität von schallweichen Böden und anderen Faktoren. Da die Größen für die Anwendung von Modellen, die von mehreren Parametern abhängen, oft nicht bekannt sind, werden Ein-Parameter-Modelle bevorzugt. Delany und Bazley (1970) entwickelten ein empirisches Modell zur Berechnung der spezifischen Impedanzen von faserigen Materialien in Abhängigkeit vom Strömungswiderstand σ und der Frequenz f der Schallwelle.

Die normierte Impedanz beschreibt das Verhältnis zwischen der spezifischen Impedanz des Bodens und der Schallimpedanz der Luft. Sie lässt sich aus folgender Gleichung bestimmen:

$$Z = \frac{Z_1}{Z_L} = 1 - 9,08 \left(\frac{f}{\sigma} \right)^{-0,75} + i 11,9 \left(\frac{f}{\sigma} \right)^{-0,73} \quad (2.5)$$

wobei f die Frequenz und σ der Strömungswiderstand sind. In Abbildung 2 sind der Realteil und der Imaginärteil der normierten Impedanz Z über Grasland ($\sigma = 200 \text{ kPa m}^{-2} \text{ s}$) dargestellt. Chessel (1977) zeigte, dass diese Ergebnisse mit den Messungen für Grasland (Strömungswiderstand $100\text{-}300 \text{ kPa m}^{-2} \text{ s}$) für $f/\sigma = 10^{-4} - 0,1 \text{ m}^{-3} \text{ kg}^{-1}$ gut übereinstimmen.

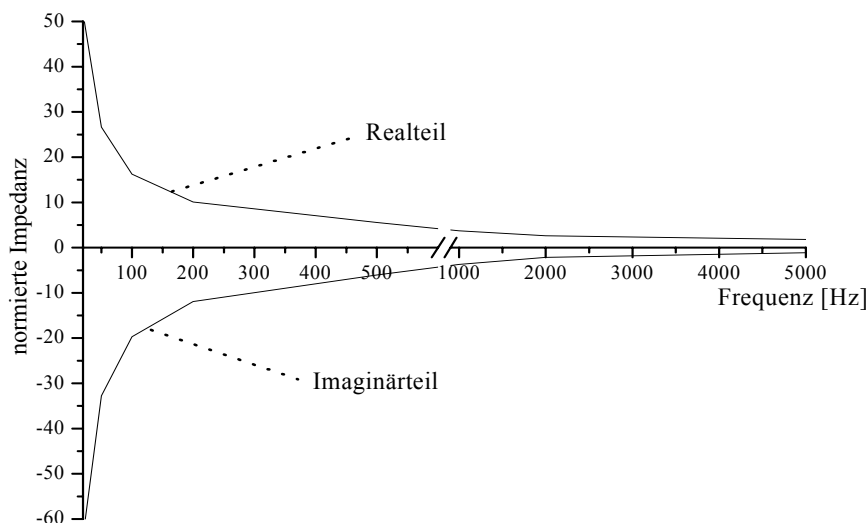


Abbildung 2: normierte Impedanz über Grasland für $\sigma = 200 \frac{\text{kPa}}{\text{m}^2} \text{ s}$.

Da das Modell SMART die Schallpegeldämpfung durch das Verhältnis der Schallintensität in einem gewissen Abstand von der Schallquelle und der Referenzschallintensität berechnet, muss der Reflexionsgrad bestimmt werden. Dieser entspricht dem quadrierten Betrag des Reflexionskoeffizienten (Gleichung(2.4)). In Abbildung 3 ist die Abhängigkeit des Reflexionsgrades von der Schallfrequenz und dem Einfallswinkel der Schallstrahlen dargestellt. Der Schall wird über Grasland im tiefen Frequenzbereich von 20-125 Hz zu 99% reflektiert. Dieser Frequenzbereich ist insbesondere für Untersuchungen einer weit reichenden Schallausbreitung ausgehend von Schallquellen mit hohen Quellstärken (z.B. Schießlärm) von Interesse. Grasland kann in diesem Fall für die tieffrequente Schallausbreitung als schallharter Boden angenähert werden. Für höhere Frequenzen als 125 Hz muss die Absorption von Schallenergie im Boden in die Berechnungen einbezogen werden.

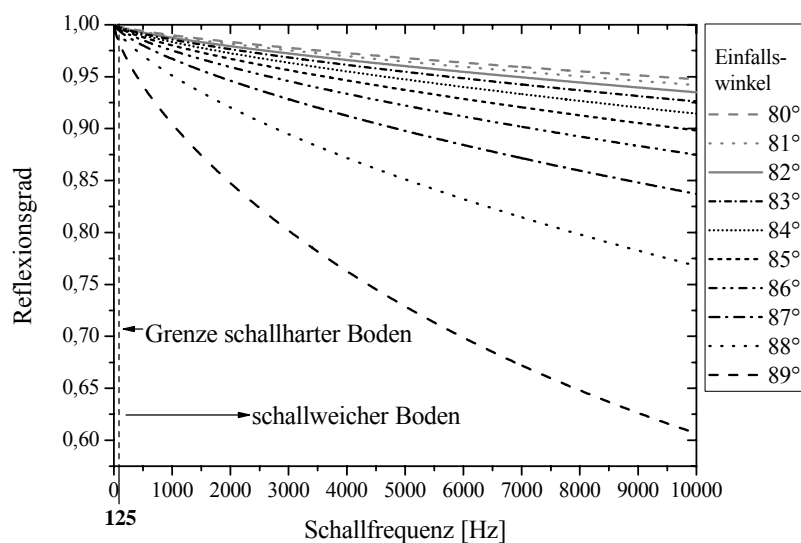


Abbildung 3: Reflexionsgrad von Grasland mit einem Flusswiderstand von 200 kPa s m^{-2} in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und der Frequenz.

2.3 Luftabsorption

Die Luftabsorption bewirkt eine zusätzliche Lärmabschwächung. Sie wird durch die Viskosität der Luft und durch die molekulare Relaxation von Sauerstoff und Stickstoff bestimmt (s. Evans et al., 1971). Ersteres bewirkt die Abhängigkeit der Luftabsorption von der Temperatur und der Schallfrequenz. Der zweite Effekt kann folgendermaßen erklärt werden. Eine Schallwelle bewirkt periodische Kompressionen und Expansionen in der Luft. Während des Stadiums der Kompression werden die zweiatomigen Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle in einen Vibrations- und Schwingungszustand versetzt. Während der Expansion werden die Moleküle wieder in den Gleichgewichtszustand überführt. Durch diesen Prozess wurde Schallenergie in Wärme umgewandelt. Wassermoleküle wirken sich katalytisch auf die Relaxation aus. Aus diesem Grund ergibt sich die Abhängigkeit der atmosphärischen Absorption von der Feuchte. Besonders bei niedrigen Frequenzen wird bei zunehmender Luftfeuchte die Schalldämpfung durch Abnahme der Relaxationszeit verringert.

Insbesondere bei einer Schallausbreitung über große Entfernungen und im mittleren und hohen Frequenzbereich muss die Luftabsorption in die Schallimmissionsprognose einbezogen werden.

Im Schallausbreitungsmodell SMART wird für die Bestimmung die Luftabsorption die Berechnungsvorschrift nach DIN ISO 9613 verwendet. In Abbildungen 4 und 5 ist der Einfluss der relativen Luftfeuchte (links) und der Temperatur (rechts) auf die Schallpegeldämpfung (s. Kapitel 2.4) durch Schallabsorption in der Luft dargestellt. Eine sinkende relative Luftfeuchte

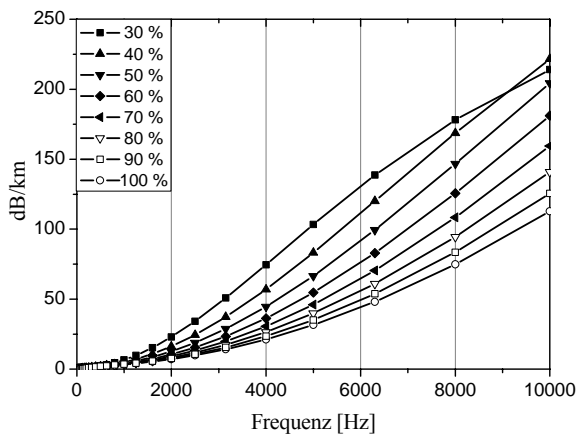


Abbildung 4: Schallpegeldämpfung durch Luftabsorption in dB/km bei konstanter Temperatur (10°C) und veränderter relativer Feuchte

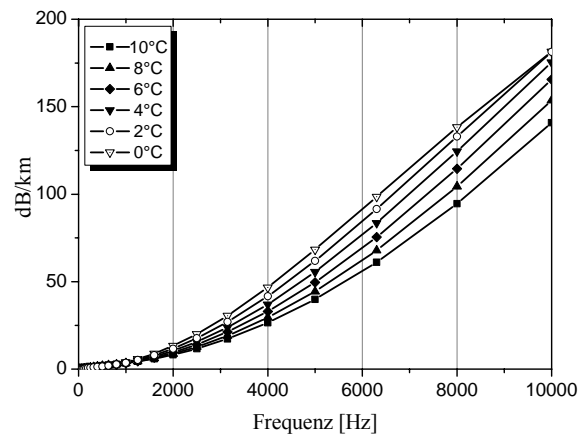


Abbildung 5: Schallpegeldämpfung in dB/km bei konstanter relativer Feuchte (80%) und variabler Temperatur

führt zu einem steigenden Einfluss auf die Schalldämpfung. Ebenso wirkt sich eine sinkende Lufttemperatur aus.

In beiden Fällen ist die Frequenzabhängigkeit der Luftabsorption offensichtlich. Die Bedeutung der Luftabsorption nimmt mit steigender Schallfrequenz zu. Bei einer tieffrequenten Schallausbreitung spielt die Luftabsorption erst bei einer weitreichenden Ausbreitung eine Rolle. Tieffrequenter Schall kann in einer abwärts refraktierenden Atmosphäre über sehr weite Entfernungen wahrgenommen werden, wenn die Schallausbreitung über einem für diesen Frequenzbereich schallharten Boden erfolgt.

2.4 Dämpfungsberechnung

An die Berechnung der Schallstrahlenverläufe (s. Kapitel 2.1) mit dem Modell SMART schließt sich die Datenbereitstellung für die Erstellung von Schalldruckpegeldämpfungskarten in der x-y-Ebene an. Der Datenoutput von SMART besteht aus der Gesamtdämpfung ΔL_1 (s. Gleichung(2.6)) des Schallpegels oder aus der Zusatzdämpfung durch den Boden-Meteorologieeinfluss, welche aus der Differenz zwischen Gesamtdämpfung und geometrischer Dämpfung durch Kugelwellendivergenz bestimmt wird. Die geometrische bedingte Schallpegelabnahme wird anhand von Wind- und Temperaturprofilen für eine unbewegte Atmosphäre bestimmt, deren vertikale Gradienten Null sind. In diesem Fall kommt es zu keiner Refraktion der Schallstrahlen und somit auch zu keiner Beeinflussung der Schallausbreitung durch den Boden-Meteorologieeinfluss.

Der Schalldruckpegel bzw. der Schallintensitätspegel verhält sich zum Querschnitt einer Schallstrahlenröhre, welche im 2-dimensionalen Fall durch die Ebene bestimmt wird, die von zwei benachbarten Schallstrahlen aufgespannt wird (s. Abbildung 6), umgekehrt proportional. Aufgrund der Energieerhaltung ist die Schallintensitätspegeländerung bei konstanter Schallabgabe nur vom Verhältnis der Querschnittsflächen in einem Referenzabstand und einem aktuellen Abstand von der Schallquelle abhängig (s. Brekhovskikh und Godin, 1992). Die Änderung des Schallintensitätspegels (Dämpfung) ΔL_1 in einem Immissionsniveau z_i lässt sich demnach aus dem zehnfachen logarithmischen Verhältnis einer aktuellen Schallintensität I_a und einer Referenzschallintensität I_{ref} berechnen:

$$\Delta L_1 = -10 * \log \left(\frac{I_a}{I_{ref}} \right) = -10 * \log \left(V \frac{\cos(\alpha_{ref}) dx_{ref} x_{ref}}{\cos(\alpha_a) dx_a x_a} \right) + \alpha x_a . \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnen α_a den Immissionswinkel, dx_a den horizontalen Abstand zwischen den beiden betrachteten Schallstrahlen im Immissionsniveau z , V den Reflexionsgrad des Bodens,

x_a den Abstand von der Schallquelle und α den Absorptionskoeffizienten in Luft in dB/m. Diese Größen wurden anhand der Schallstrahlenberechnung bestimmt. Der Referenzabstand x_{ref} von der Schallquelle beträgt, wenn nicht anders ausgewiesen, 1 m (s.a. Modell LARK-HILL, Turton et al., 1988a, b). α_{ref} bezeichnet den Emissionswinkel. Zur Berechnung der aktuellen Intensität sind damit alle benötigten Größen aus der Schallstrahlenberechnung bekannt.

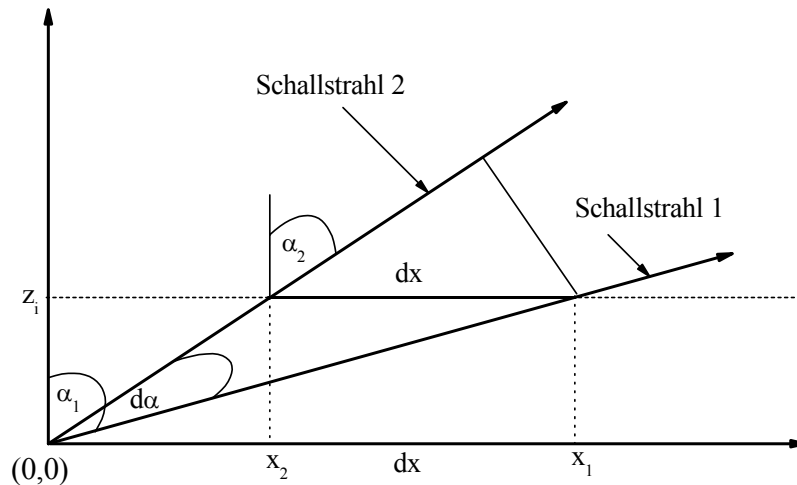


Abbildung 6: Konzept zur Berechnung der Schalldämpfung im Immissionsniveau. Die Schallquelle befindet sich im Punkt $P(0,0)$.

Die Berechnung der Schallstrahlenabstände im Referenzabstand dx_{ref} erfolgt über den Kosinussatz (s. Abbildung 6). Es wird auf eine Referenzintensität ohne Atmosphäreneinfluss Bezug genommen, wodurch die Schallstrahlen einen geradlinigen Verlauf haben. Nach einigen Umstellungen ergibt sich für dx_{ref} :

$$dx_{\text{ref}} = \sqrt{\left(\frac{x_{\text{ref}}}{\sin \alpha_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{\tan \alpha_1} \frac{x_{\text{ref}}}{\alpha_2}\right)^2 - 2 \frac{x_{\text{ref}}}{\sin \alpha_1} \frac{1}{\tan \alpha_1} \frac{x_{\text{ref}}}{\cos \alpha_2} \cos(d\alpha)} \quad (2.7)$$

mit x_{ref} Referenzabstand,
 α_1 Immissionswinkel Schallstrahl 1,
 α_2 Immissionswinkel Schallstrahl 2 und
 $d\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ Differenz zwischen den Immissionswinkeln.

Die horizontale Auflösung ist abhängig von der Ausdehnung des Untersuchungsgebietes. Bei einer Schallausbreitung über sehr große Distanzen (15 km) reicht eine Unterteilung in 250 m-Intervalle aus. Des Weiteren kann mit rund 2000 Schallstrahlen gerechnet werden, wobei die höchste Auflösung 1/1000 Grad Emissionswinkelabstand bei einer nahezu horizontalen Schallausbreitung beträgt. Wählt man ein kleines Untersuchungsgebiet mit einer Ausdehnung von 500 m um die Schallquelle, müssen in horizontaler Richtung kleinere Intervallabstände gewählt werden. Des Weiteren muss die Auflösung des Emissionswinkelabstandes und somit die Anzahl der Schallstrahlen erhöht werden. Bei einer Einteilung des zu untersuchenden Gebietes in 25 m-Intervalle stellte sich heraus, dass es nötig ist, mit rund 10500 Schallstrahlen und einer maximalen Emissionswinkelauflösung von 1/2500 Grad zu rechnen, damit in jedes Intervall Schallstrahlen treffen und somit keine Fehler in der Dämpfungsberechnung entstehen.

3 Boden-Meteorologiedämpfungsmaß nach VDI-2714

In der Bundesrepublik Deutschland werden Schallimmissionsprognosen nach bestimmten Richtlinien vorgenommen. Die Berechnungsvorschriften für die Schallausbreitung in der Atmosphäre sind in der DIN-ISO 9613-2 (1999) enthalten. Danach sind unter anderem die Berechnungen der Zusatzdämpfungen durch Meteorologie und Bodeneinfluss nach der VDI-Richtlinie 2714 (1988) durchzuführen. In dieser Richtlinie wird der Zusammenhang zwischen der Schallemission und der Schallimmission bestimmt. Die Berechnung der Schallimmission erfolgt bei vorgegebenen Bedingungen. Der Schalldruckpegel L_S am Immissionsort wird nach VDI-2714 (1988) wie folgt berechnet

$$L_S = L_W + DI + K_o - D_S - D_L - D_{BM} - D_D - D_G - D_e \quad (3.1)$$

wobei L_W die Geräuschemission einer Schallquelle, DI (directivity index) das Richtwirkungsmaß, K_o das Raumwinkelmaß, D_L das Luftabsorptionsmaß, D_{BM} das Boden- und Meteorologie-Dämpfungsmaß, D_D das Bewuchsdämpfungsmaß, D_G das Bebauungsdämpfungsmaß und D_e das Einfügungsdämpfungsmaß eines Schallschirms beschreiben. Das Richtwirkungsmaß beschreibt die unterschiedliche Schallabgabe einer Schallquelle durch die Quelleneigenschaften in verschiedenen Richtungen. Das Raumwinkelmaß berücksichtigt den erhöhten Pegel im betreffenden Teilraum, welcher durch die Reflexionen des Schalls in der Nähe der Schallquelle entsteht. Das Abstandsmaß beschreibt die Schallpegelabnahme durch Kugelwellendivergenz (6 dB je Abstandsverdopplung). Die Dämpfung durch Luftabsorption nimmt proportional mit dem Abstand von der Schallquelle zu. Das Bewuchsdämpfungsmaß berücksichtigt z.B. die Schallstreuung an Bäumen. Die Zusatzdämpfung durch den Bewuchs ist von der Art und der Dichte des Bewuchses abhängig, von der Länge des Schallweges durch den Bewuchs und der Frequenz. Das Bebauungsdämpfungsmaß beschreibt die Auswirkungen von Streuung, die Reflexion und Absorption des Schalls auf die Schalldruckpegeldämpfung. Es ist abzüglich des Boden-Meteorologie-Dämpfungsmaßes zu berechnen, welches nach folgender Berechnungsvorschrift bestimmt wird:

$$D_{BM} = \left[4,8 - \frac{2h_m}{s_m} \left(17 + \frac{300}{s_m} \right) \right] \text{ in dB} \geq 0 \quad (3.2)$$

mit h_m [m] der mittleren Geländehöhe und s_m [m] der Länge des Ausbreitungsweges, wobei beide in Metern angegeben werden.

Für die Berechnung des mittleren Dämpfungsmaßes durch die Einflüsse von Boden und Meteorologie wird von einer Situation ausgegangen, welche die Schallausbreitung begünstigt, das heißt von einer Schallausbreitung in „Mitwindrichtung“. Es wird also ein Extremfall berechnet, von dem angenommen wird, dass die berechneten Dämpfungen des Schallimmissionspegels nie unterschritten werden. Aus Abschnitt 6.3 der VDI-Richtlinie 2714 geht jedoch hervor, dass es bekannt ist, dass im tiefen Frequenzbereich auch Schallpegelerhöhungen von bis zu 4 dB auftreten können. In diesem Fall nimmt das Boden-Meteorologie-Dämpfungsmaß einen negativen Wert an, was jedoch in der Berechnungsvorschrift ausgeschlossen wird, da negative Dämpfungsmaße null gesetzt werden. Lärmverstärkungen durch die Einflüsse von Boden und Meteorologie werden demnach nicht berücksichtigt.

Im folgenden Kapitel wird anhand von Messwerten und numerisch bestimmten Daten gezeigt, dass es bei einer Temperaturinversion sowohl in der Mitwindrichtung, als auch in der Gegenwindrichtung, zu Verstärkungen des Schallpegels aufgrund der Zusatzdämpfung durch die Atmosphäre und den Boden kommen kann.

4 Vergleich von Messwerten und Modelloutput

Während einer Messkampagne in Melpitz (Messfeld IfT) im Oktober 2004 wurden anhand der akustischen Laufzeittomographie (s. Arnold, 1999, 2004) die Laufzeiten und relative Schalldruckamplituden für verschiedene Sender-Empfänger-Strecken gemessen. Anhand der Messdaten von einem 10 Meter hohen meteorologischen Messmast und Sodar/Rass-Daten wurden die vertikalen Profile der Temperatur und des Windvektors erstellt. Diese dienen als Modelleingangsdaten für die Schallausbreitungsmodellierung. Das Untersuchungsgebiet hatte eine Ausdehnung von ca. 500 Metern um die Schallquelle. Im Gegensatz zur bisher üblichen Anwendung des Modells für sehr große Untersuchungsgebiete (s. Ziemann, 2004) wurden räumlich höhere Auflösungen als Randbedingungen für die Simulationen gewählt. Das Messfeld in Melpitz kann als homogenes Grasland betrachtet werden. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung des emissionswinkelabhängigen Reflexionsgrades ein Flusswiderstand von $200000 \text{ m}^{-3} \text{ kg}^{-1}$ (s. Abbildung 3) gewählt. Neben diesen Änderungen der Randbedingungen am Modell wurde auch die frequenzabhängige Luftabsorption in die Dämpfungsberechnung einbezogen. Das Resultat der Simulationen ist die Zusatzdämpfung durch die Einflüsse von Boden und Meteorologie, das heißt, der Differenz zwischen Gesamtdämpfung und geometrischer Schallpegelabnahme. Die Ergebnisse der Schallausbreitungsmodellierung werden in den folgenden Abschnitten mit den Messdaten des tomographischen Messsystems verglichen.

4.1 Messgeometrie

Während des Experimentes in Melpitz waren die Sender und Empfänger wie in Abbildung 7 verteilt. Die Sendefrequenz betrug 1000 Hz. Bei den Empfängern handelt es sich um Kondensatormikrofone.

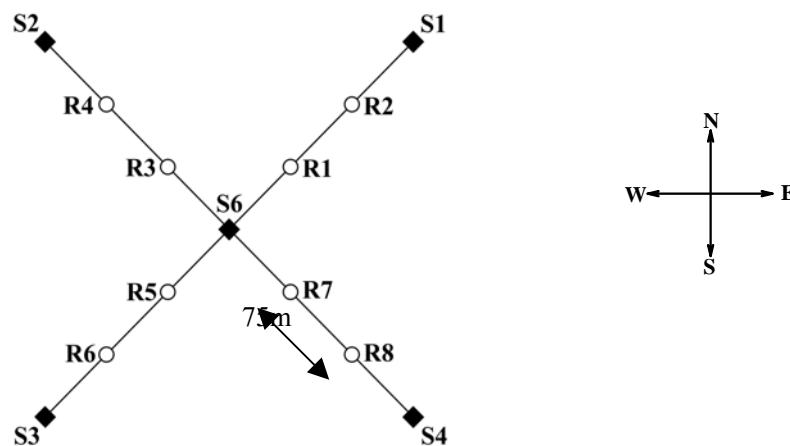


Abbildung 7: Aufbau der Sender (Quadrate) und Empfänger (Kreise) während des Experimentes in Melpitz.

Die verwendeten Sender müssen einen genügend großen Schalldruck erzeugen können, damit die Schallsignale über größere Entfernungen (500 Meter) messbar sind. Im Einsatz waren Druckkammerlautsprecher, welche bei mittleren und hohen Frequenzen Schallsignale mit einem hohen Wirkungsgrad abstrahlen.

Zur Demonstration des meteorologischen Einflusses auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre eignet sich eine Gegenüberstellung von Schallausbreitungen in Mitwindrichtung und in Gegenwindrichtung. Eine solche Situation ist in Abbildung 8 dargestellt.

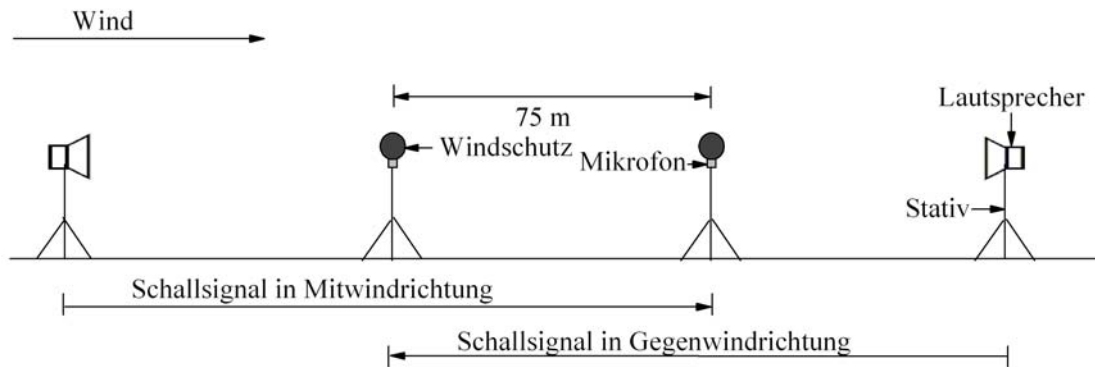


Abbildung 8: Sender-Empfängeranordnung auf einer ausgewählten Schallstrecke während der Messkampagne in Melpitz (Oktober 2004).

Es müssen mindestens zwei Empfänger und 2 Sender in einer Reihe stehen, damit die zusätzliche Dämpfung durch Boden und Meteorologie auf der Strecke zwischen den Mikrofonen bestimmt werden kann. In Melpitz betrug der Abstand zwischen den Empfängern, welche wie in Abbildung 8 angeordnet waren, 75 Meter.

4.2 Berechnung der Zusatzdämpfung durch den Boden und die Atmosphäre

Am 8. Oktober ergaben sich für die Strecken S6R2/R1 bzw. S1R1/R2 in den ersten 4 Stunden besonders viele Mit- bzw. Gegenwindsituationen, so dass dieser Zeitraum (ca. 00:00 Uhr – 04:00 Uhr MESZ) für den Vergleich zwischen Modellierung und Messung betrachtet wird.

Bei den ausgesendeten Schallsignalen mit einer Frequenz handelte es sich um eine doppelte Sinusschwingung, welche einmal mal wiederholt wurde. Durch charakteristische Sendesignale, welche sich im Amplitudenverlauf deutlich von Umgebungsgeräuschen abheben, können die Laufzeiten der Signale eindeutig bestimmt werden. Anhand der Laufzeiten können die relativen Amplituden der empfangenen Schallsignale mit der Amplitude \hat{p} unkompliziert detektiert werden. Für eine sinusförmige Schwingung ergibt sich für den effektiven Schalldruckpegel p_{eff} :

$$p_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{p} \quad (3.3)$$

Die zusätzliche Schalldruckpegeldämpfung ΔL_p durch Boden und Meteorologie ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (3.3) durch

$$\Delta L_p = 20 \log \left(\frac{\hat{p}}{\sqrt{2} p_{\text{ref}}} \right)_1 - 20 \log \left(\frac{\hat{p}}{\sqrt{2} p_{\text{ref}}} \right)_2 - 20 \log \left(\frac{dx_2}{dx_1} \right), \quad (3.4)$$

wobei der Index 1 für die gemessene Schalldruckamplitude am Empfänger, welcher sich in einer geringeren Entfernung zum Sender befindet, und Index 2 für den weiterentfernten Empfänger steht. Der dritte Term beschreibt die geometrische Dämpfung durch Kugelwellendivergenz, welche durch den zehnfachen Logarithmus des Verhältnisses der Abstände zu den Schallquellen bestimmt wird.

4.3 Vergleich der Ergebnisse von Modellierung und Messung

In Abbildung 9 werden die Zusatzdämpfungen der Modellierung mit SMART und Messungen miteinander verglichen. Da die Richtung und Stärke der Refraktion der Schallstrahlen vom Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit abhängig ist, wird diese in den Vergleich einbezogen.

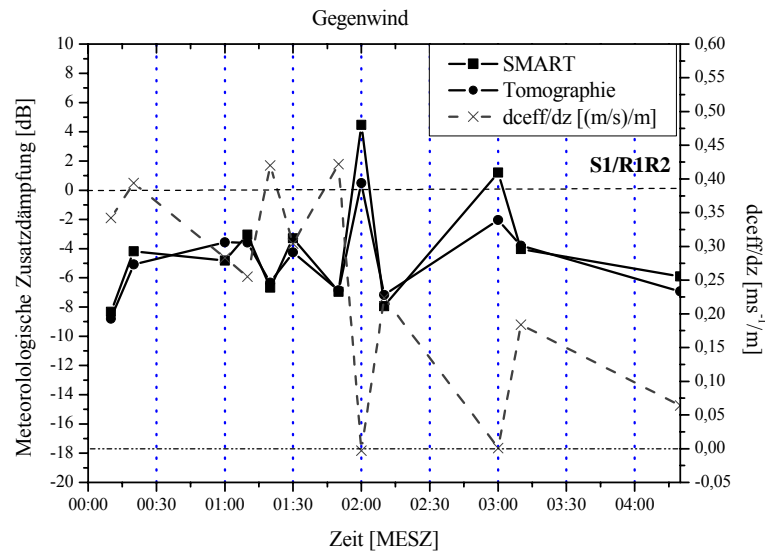


Abbildung 9: Vergleich modellierter und experimentell bestimmter Zusatzdämpfungen in dB durch den Einfluss von Boden und Meteorologie für eine Schallausbreitungsrichtung in Gegenwindrichtung mit dem vertikalen Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit.

Aufgrund der stabilen Schichtung während des Beobachtungszeitraums ist dieser Gradient meistens positiv. Nur in zwei Fällen stellt sich ein gering negativer vertikaler Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit ein. Die Schallstrahlen werden in diesem Fall vom Boden weg gebrochen. Aus diesem Grund kommt es um 02:00 Uhr zu einer Lärmabschwächung, sowohl im Modell (um 4 dB) als auch in den Messdaten (0,5 dB). Um 03:00 Uhr wird der Schallpegel laut Modellrechnung um 1 dB verringert, da hier ein sehr schwacher negativer Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit vorzufinden ist, woraus sich ein geringer meteorologischer Einfluss auf die Schallausbreitung ergibt. In den Messdaten zeigt sich eine Lärmverstärkung um 3 dB. Während aller anderen Messzeitpunkte ist der vertikale Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit positiv. Durch die Abwärtsrefraktion der Schallstrahlen ergibt sich im Vergleich zu einer ungestörten Schallausbreitung, bei der die Schallstrahlen geradlinig verlaufen, eine negative Schalldruckpegeldämpfung, das heißt eine Lärmverstärkung.

Aus Abbildung 9 wird ebenfalls deutlich, dass das Schallausbreitungsmodell SMART meistens eine geringere Lärmverstärkung durch den Einfluss von Boden und Meteorologie berechnet, als tatsächlich gemessen wurde. Dennoch zeigt sich zwischen der gemessenen und der modellierten Zeitreihe ein stark linearer Zusammenhang (s. Abbildung 10). In der Gegenwindrichtung stimmen Modellierung und Messung sehr gut überein. Die größten Unterschiede zwischen Messergebnissen und Modelldaten sind zu den Zeitpunkten zu finden, an denen der vertikale Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit umkehrte, also leicht negativ war. Eine Ursache für diese Unterschiede in den Ergebnissen ist durch die Reduzierung des Schallschattens in der Gegenwindrichtung durch Schallstreuung zu erklären. Die Schallstreuung durch Turbulenz erfolgt meistens in der Vorwärtsrichtung (s. Piercy et al., 1977). Zu einer weiteren Verminderung des Schallschattens kommt es durch Bodenwellen, welche durch das Auftreffen der Schallwelle an der Bodenoberfläche generiert werden. Das Schallausbreitungsmodell SMART behandelt diese nicht, sondern geht von einem lokal

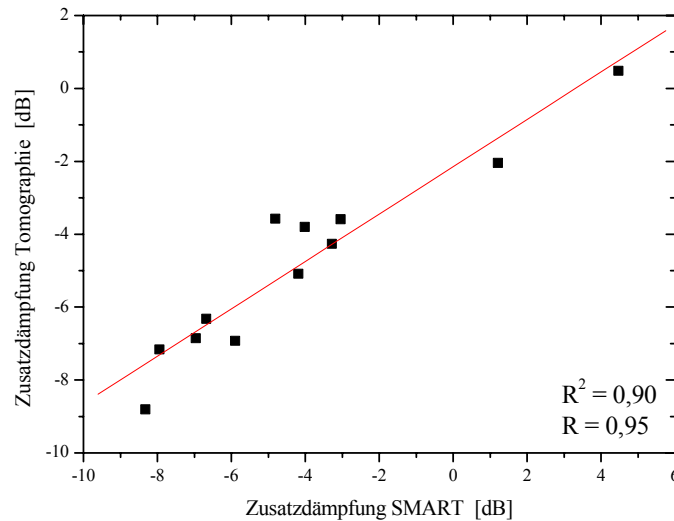


Abbildung 10: Korrelation zwischen modellierten und gemessenen Zusatzdämpfungen in der Gegenwindrichtung.

reagierenden Boden aus. Hier findet keine Wellenausbreitung im Boden statt.

Demgegenüber zeigt Abbildung 11, dass über den gesamten Untersuchungszeitraum zu Lärmverstärkungen durch den Boden-Meteorologieeinfluss kam. Um 01:30 Uhr erreichte der vertikale Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit ein Maximum. Die Abwärtsrefraktion der Schallstrahlen muss um diesen Zeitpunkt am stärksten gewesen sein. In den Modelldaten ist eine sehr starke Lärmverstärkung abzulesen. Aus den Messdaten ist dieser Effekt nur geringfügig abzulesen. Gerade zu diesem Zeitpunkt müssen also weitere Faktoren einen starken Einfluss auf die Schallausbreitung ausgeübt haben. Eine Möglichkeit ist auch hier die Streuwirkungen von turbulenten Elementen. Des Weiteren werden Überlagerungen von direkten und reflektierten Schallwellen, welche durch die Schallreflexion am Boden generiert werden, nicht in die Modellrechnung einbezogen. Durch Interferenz können die Amplituden der Schallwellen abgeschwächt oder verstärkt werden.

Schon anhand von Abbildung 11 lässt sich erkennen, dass die Übereinstimmungen der Messdaten mit den Modelldaten in der Mitwindrichtung nicht so gut wie in der Gegenwindrichtung ausfallen. In Abbildung 12 zeigen sich deutlich größere Abweichungen der Punkte von der Regressionsgeraden.

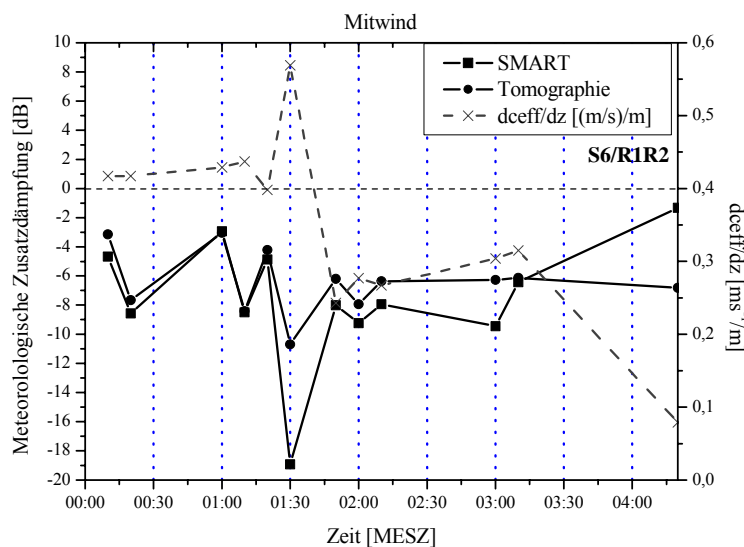


Abbildung 11: Vergleich modellierter und experimentell bestimmter Zusatzdämpfungen in dB durch den Einfluss von Boden und Meteorologie für eine Schallausbreitungsrichtung mit dem Wind mit dem vertikalen Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit.

Hier fallen die bereits erwähnten vernachlässigten Einflüsse auf die Schallausbreitung im Modell stärker ins Gewicht als bei einer Schallausbreitung gegen den Wind. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Schallstrahlen in der Mitwindrichtung einer stärkeren Abwärtsrefraktion unterliegen. Die Fokussierung der Schallstrahlen im Immissionsniveau ist größer als in der Gegenwindrichtung. Des Weiteren werden vor allem die Schallstrahlen, welche sich nahezu horizontal ausbreiten, wesentlich häufiger am Boden reflektiert. Sie durchqueren also einen deutlich längeren Weg in der Atmosphäre und treffen mehrmals durch das Immissionsniveau, wodurch ein zusätzlicher Dämpfungsbeitrag geleistet wird.

Eine weitere Fehlerquelle in der Modellierung für beide Schallrichtungen ist die Verwendung der interpolierten Vertikalprofile der Temperatur und des Windvektors, da in den Höhenniveaus zwischen 10 und 70 Metern keine Messwerte vorhanden sind und somit der tatsächliche Verlauf nur abgeschätzt werden konnte.

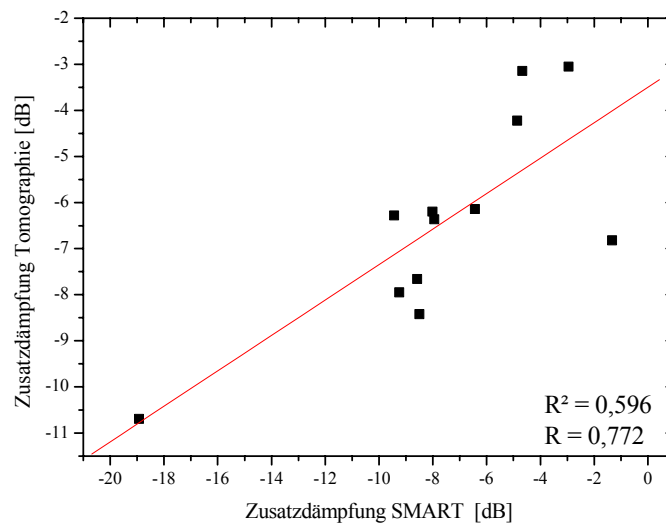


Abbildung 12: : Korrelation zwischen modellierten und gemessenen Zusatzdämpfungen in der Mitwindrichtung.

Nach VDI 2714 ergibt sich für diese Messgeometrie eine Lärmabschwächung von rund 4,5 dB. Dieser Wert wird jedoch während des Untersuchungszeitraums sowohl in der Mitwind- als auch in der Gegenwindrichtung immer unterschritten. Obwohl es nach dieser Richtlinie keine Lärmverstärkungen durch den gekoppelten Einfluss von Boden und Meteorologie kommen kann, wurden negative Dämpfungen gemessen und durch das Modell bestimmt. Es zeigt sich, dass die VDI-Richtlinie 2714 einer Wetterlage mit den oben aufgezeigten vertikalen Gradienten der effektiven Schallgeschwindigkeit nicht genügt, obwohl diese zur Extremwertabschätzung dienen soll. Positive Vertikalgradienten der effektiven Schallgeschwindigkeiten treten vor allem Nachts und im Winter bevorzugt und häufig auf.

Schlussfolgerungen:

Während des Messzeitraums wurde die Schallausbreitung sehr stark durch vertikale Temperaturgradienten beeinflusst, wodurch sich sowohl in der Mitwindrichtung, als auch in der Gegenwindrichtung, Schallpegelverstärkungen im Vergleich zu einer Schallausbreitung durch eine homogene Atmosphäre ergaben.

Sowohl in den Messdaten, als auch in den Ergebnissen der Modellierung zeigt sich, dass während einer Temperaturinversion schon auf einer kurzen Ausbreitungsstrecke der Schallsignale Schallpegelverstärkungen von bis zu 10 dB durch den Einfluss von Atmosphäre und Boden möglich sind. Im Vergleich zu einer Schallausbreitung in einer homogenen Atmosphäre sind Lärmverstärkungen möglich. Die Anwendung des in der VDI-Richtlinie 2714 festgehaltenen

Berechnungsverfahren führt in diesem Fall zu einer Fehlprognose. Es ist folglich nicht ausreichend die meteorologischen Bedingungen für die Schallausbreitung anhand eines atmosphärischen Vertikalprofils zu beschreiben. Eine Klassifizierung der atmosphärischen Schichtungsverhältnisse (s. z.B. Ziemann, 2004) und die Berechnung des Boden-Meteorologiedämpfungsmaßes für jede Klasse führt zu Verbesserungen in der Schallimmissionsprognose.

Der Vergleich zwischen den mit dem Schallausbreitungsmodell SMART berechneten Zusatzdämpfungen durch vertikale Gradienten im Wind- und Temperaturfeld und den Bodeneinfluss mit Messdaten zeigt gute Übereinstimmungen zwischen den Daten. Schallstrahlenmodelle eignen sich demnach sehr gut für die Beschreibung des Einflusses einer geschichteten Atmosphäre auf die Schallausbreitung. Für eine exakte Schallimmissionsprognose sind dennoch Weiterentwicklungen des Modells SMART nötig, wozu die Schallstreuung und Effekte durch Überlagerungen von direkter und am Boden reflektierter Schallwelle gehören.

Danksagung:

Hiermit möchten wir uns bei T. Conrath und G. Spindler (Institut für Troposphärenforschung in Leipzig) für die Bereitstellung der Messmast- und SODAR/RASS-Daten bedanken. Besonderer Dank gilt auch K. Arnold, A. Raabe, D. Daniel und M. Barth für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung beim Aufbau und Betrieb der Messinstrumente.

Weiterer Dank gilt auch den Studentinnen P. Achert, J. Stanislawsky und A. Schleichardt für die Hilfe bei der Auswertung des umfangreichen Datenmaterials und der Unterstützung während der Messkampagne.

Literatur:

Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., 1999: *Acoustic tomography inside the atmospheric boundary layer*, Phys. Chem. Earth (B), 24, 133-137.

Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., Barth, M., Daniel, D., 2004: *Acoustic tomographic measurements in the atmospheric surface layer*, Bull. Amer. Met. Soc., 85, No. 10, 1477.

Attenborough, K., Hayek, S.I. und Lawther, J.M., 1985: *Propagation of sound above a half-space*, J. Acoust. Soc. Am. **68**, 1493-1501 (1980)

Attenborough, K., 1985: *Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces*, J. Sound Vib. **99**, 521-544

Attenborough, K., 1992: *Ground parameter information for propagation modelling*, J. Acoust. Soc. Am. **92**, 418-427

Berber, J.: *Bauphysik. Wärmetransport-Feuchtigkeit-Schall*. 4.Auflage, Bernh. Friedr. Voigt, Hamburg 1994, 237 S.

Boone, M.M. und Vermass, E.A., 1991: *A new ray-tracing algorithm for arbitrary inhomogeneous and moving media, including caustics*. J. Acoust. Soc. Am **90**, 2109-2117

Brekhovskikh, L.M. und Godin, O.A., 1992: *Acoustics of layered media II. Point sources and bounded beams*. Springer Series on wave phenomena, Volume **13**, Springer-Verlag, Berlin, 395 S..

Chessell, C.I., 1977: *Propagation of noise along a finite impedance boundary*, J. Acoust. Soc. Am. **62**, 825-834.

- Delany, M.E. und Bazley, E.N., 1970: *Acoustical properties of fibrous absorbent materials*, Applied Acoustics **3**, 105-116.
- DIN ISO 9613-2, 1999-10, *Dämpfung des Schalls bei der Ausbreitung im Freien*. Beuth-Verlag.
- Evans, L. B., Bass, H.E., Sutherland, L.C., 1971: *Atmospheric Absorption of Sound: Theoretical Predictions*, J. Acoust. Soc. Am. **51**, 1565-1575
- Hallberg, B., Larsson, C. und Israelsson, S., 1985: *Measurements of meteorological effects on longrange sound propagation using a m-sequence correlation*. J. Acoust. Soc. Am. **78**, 1038-1044.
- Ostashev, V.E., 1997: *Acoustics in moving inhomogeneous media*, E & FN Spon, London, 259 S..
- Ostashev, V.E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D. und Goedecke, G.H., 2001: *On the refraction law for a sound ray in a moving medium*, Acustica **87**, 303-306.
- Piercy, J.E., Embleton, T.F.W., Sutherland, L.C., 1977: *Review of noise propagation in the atmosphere*, J. Acoust. Soc. Am. **61**, 1403-1418
- Salomons, E.M., 2001: *Computational atmospheric acoustics*, Kluwer Academic Publishers, 335 S.. Schmidt, D., 1962: *Experimentelle Untersuchungen über die Streuung von Schall in turbulenter Strömung*. Mitt. Max-Planck-Inst. f. Strömungsforschg. u. Aerodyn. Versuchsanst. **28**, 67 S..
- TA Lärm, 1968, 1998: Allgemeine Verwaltungsvorschrift über genehmigungsbedürftige Anlagen nach §16 der Gewerbeordnung - GewO. Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm, 16.07.1968. Sechste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm - TA Lärm), 26.08.1998.
- Turton, J. D., Bennetts, D. A. und Nazer, D. J. W., 1988a: *The Larkhill noise assessment model, Part I: Theory and formulation*. Meteorol. Magazine **117**, 145-154.
- Turton, J. D., Bennetts, D. A. und Nazer, D. J. W., 1988b: *The Larkhill noise assessment model, Part II: Assesment and use*; Meteorol. Magazine **117**, 169-179.
- UBA, 2002: Auswertung der online-Umfrage des Umweltbundesamtes, Internet: <http://www.umweltdaten.de/laermumfrage/belaestigung.pdf>
- VDI-2714, 1988: *Schallausbreitung im Freien*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 18 S..
- Ziemann, A.: 2001, *Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz*, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig **22**, 35-49 .
- Ziemann, A.: 2003, *Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose*, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig, **30**, 61-72.
- Ziemann, A., Balogh, K.: 2004, *Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche*, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig, **34**, 59-70.

Adresse der Autoren:

Kati Balogh (balogh@uni-leipzig.de) und Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)
 Universität Leipzig, Institut für Meteorologie
 Stephanstrasse 3
 04103 Leipzig

Untersuchungen zum Einfluss der Zusammensetzung eines Gasgemisches auf die Schallgeschwindigkeit in der Atmosphärensimulationskammer SAPHIR

Manuela Barth, Klaus Arnold, Theo Brauers, Danny Danel

Zusammenfassung

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit akustischer Signale hängt neben den physikalischen Parametern, Temperatur und Strömung entlang des Ausbreitungsweges, von der Zusammensetzung des Mediums ab. Zur experimentellen Untersuchung des Einflusses der Zusammensetzung eines Gasgemisches auf die Schallgeschwindigkeit wurden Messungen in der Atmosphärensimulationskammer SAPHIR des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. SAPHIR zeichnet sich vor allem dadurch aus, dass unter nahezu natürlichen Bedingungen in einem abgeschlossenen Volumen Untersuchungen vorgenommen werden können, wobei die Konzentration einzelner Gasbestandteile innerhalb des Volumens variabel einstellbar sind. Es wird gezeigt, dass bei bekannter Temperatur, die mit einem von der Gaszusammensetzung unabhängigen Verfahren bestimmt wird, und gemessenen Schallgeschwindigkeiten auf die Zusammensetzung eines Zweikomponentengasgemisches (oder mehr Komponenten, wenn maximal zwei Bestandteile in ihrer Konzentration unbekannt sind) geschlossen werden kann. Des Weiteren wird eine Möglichkeit vorgestellt, wie akustische Sondierungen (z.B. eines Ultraschallanemometers/-thermometers) in Abhängigkeit von der aktuellen Gaszusammensetzung korrigiert werden können, um Temperaturwerte zu berechnen, die unabhängig von der aktuellen Gaszusammensetzung sind.

Abstract

The propagation speed of acoustical signals mainly depends on temperature and flow along the propagation path as well as on the composition of the propagation medium. To investigate the influence of gas composition on the speed of acoustical signals in air, measurements within an atmospheric simulation chamber (SAPHIR) of the research centre in Jülich (Germany) were carried out. SAPHIR is characterized by a closed volume where investigations under virtually natural conditions can take place. Within the volume it is possible to adjust concentration of single gas components variably. Hence, SAPHIR is especially suited to investigate the influence of different gas compositions on sound propagation. It is shown that the composition of a two-compound-gas mixture (or more components, if only two are unknown) can be estimated from acoustical measurements and measurements of temperature values which are independent from the gas composition. Further, a method is shown which gives the possibility to convert acoustical temperature data (e.g. from sonic anemometers) into temperatures which are independent from the gas composition, if the components of the gas mixture are known.

1. Einleitung

Die Schallausbreitung in Luft erfolgt maßgeblich in Abhängigkeit von der Temperatur und den Strömungsverhältnissen entlang des Ausbreitungsweges (Arnold et al., 1999, vgl. Kapitel 2). Neben den physikalischen Eigenschaften des Ausbreitungsmediums bewirkt jedoch auch dessen chemische Zusammensetzung eine Veränderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von den Eigenschaftendereinzelnen Gaskomponenten.

Um die Abhängigkeit der Schallausbreitungsgeschwindigkeit von den Eigenschaften des Mediums zu untersuchen, wurde ein akustisches Messsystem in der Atmosphärensimulationskammer SAPHIR (Simulation Atmosphärischer PHotochemie In einer großen Reaktionskammer/Simulation of Atmospheric PHotochemistry In a large Reaction Chamber) des Forschungszentrums Jülich (SAPHIR online, 2005) während einer Intensivmesskampagne im März/April 2004 installiert. SAPHIR dient der quantitativen experimentellen Überprüfung und Verbesserung photochemischer Reaktionsmodelle bei natürlich vorkommenden Gaskonzentrationen und Strahlungsverhältnissen.

Die Abgrenzung des Kammerinneren zur Außenluft erfolgt mittels gassundurchlässiger Teflonfolie. Das eingeschlossene Volumen hat eine Länge von ca. 18m und einen vertikalen Durchmesser von etwa 5m. Damit ist erstmalig die Möglichkeit gegeben, Sondierungen mit komplexer akustischer Messtechnik bei zeitlich variabler, jedoch räumlich nahezu homogener Zusammensetzung des Ausbreitungsmediums über vergleichsweise große Streckenlängen zu realisieren.

Zunächst sollte die Sensitivität des akustischen Messsystems auf Änderungen der Gaszusammensetzung bestimmt werden. Dazu wurde die Zufuhr von Sauerstoff in die Atmosphärensimulationskammer gestoppt, wodurch sich dessen Konzentration verringerte und in gleichem Umfang die Konzentration des Stickstoffanteils anstieg.

In einem zweiten Schritt wurde der Einfluss des Wasserdampfgehaltes auf die Schallausbreitung untersucht. Dieses Gas weist die größten zeitlichen und räumlichen Schwankungen der Konzentration in der Atmosphäre auf. Durch Verdunstung von der Erdoberfläche wird ständig Wasserdampf zugeführt, der sich sowohl horizontal als auch vertikal ausbreitet. Konzentrationen, die dabei in der Atmosphäre erreicht werden, betragen bis zu 4% (z.B. Oke, 1987).

Da die Temperaturbestimmung aus Schallgeschwindigkeitsmessungen mittels eines Ultraschallanemometers/-thermometers Werte in Abhängigkeit von der Gaszusammensetzung liefert, soll des Weiteren eine Möglichkeit angegeben werden, diese Daten in Lufttemperaturwerte umzurechnen, die unabhängig von der aktuellen Gaszusammensetzung sind.

2. Grundlagender Schallausbreitung in Abhängigkeit vom Ausbreitungsmedium

Grundlage der akustischen Sondierungen zur Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur ist die Abhängigkeit der effektiven Schallgeschwindigkeit \vec{c}_{eff} von der skalaren Einflussgröße Temperatur (akustisch virtuelle Temperatur T_{av}) und dem vektoriiellen Einfluss des Strömungsvektors \vec{v} (Pierce, 1991)

$$\vec{c}_{eff}(T_{av}, \vec{v}) = c(T_{av}(\vec{r}, t)) \cdot \vec{n} + \vec{v}(\vec{r}, t). \quad (1)$$

Sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Temperatur sind orts- (\vec{r}) und zeitabhängige (t) Variablen. Der Einheitsvektor \vec{n} in Gleichung (1) steht senkrecht auf der flächenkonstanter Phase der Schallwelle (Wellenfront) und beschreibt die Ausbreitungsrichtung des Schalls ohne Strömungseinfluss.

Die skalare Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur lässt sich aus der Wellengleichung für die Ausbreitung des Schalls ableiten. Da die Schallausbreitung ein adiabatischer Prozess ist, und Luft unter Normalbedingungen als ideales Gas betrachtet werden kann, ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit der Zusammenhang

$$c^2 = \gamma_s \cdot R_s \cdot T, \quad (2)$$

mit R_s als spezifische Gaskonstante der Luft und γ_s dem Verhältnis zwischen den Wärmekapazitäten von Luft bei konstantem Druck (c_p) und konstantem Volumen (c_v). Der Index s betont, dass der Wert des Parameters eine spezifische, von der Zusammensetzung des Ausbreitungsmediums abhängige GröÙe darstellt.

Tabelle 1: Zusammensetzung der Standardatmosphäre (ohne Wasserdampf) (nach Liljequist, 1984) und Molare Masse der Stoffe (nach Baehr, 1978).

Stoff	Volumenanteil	Molare Masse des Stoffes
N ₂ Stickstoff	78,078%	28,0134 kg/kmol
O ₂ Sauerstoff	20,951%	31,9988 kg/kmol
Ar Argon	0,930%	39,948 kg/kmol
CO ₂ Kohlendioxid	0,031% (aktuell: ca. 0,038%: WMO, 2005)	44,0100 kg/kmol

Für trockene Luft (Standardatmosphäre, vgl. Tabelle 1) bei 0°C nimmt $\gamma_{s,trocken}$ den Wert 1,4 und $R_{s,trocken}$ den Wert 287,05 J/kg/K an.

Entspricht die Zusammensetzung des Gasgemisches nicht den Standardwerten, ändert sich auch der Wert der spezifischen Gaskonstante R . Für ein Einkomponentengas lässt sich deren Wert berechnen als

$$R = \frac{R^*}{M}, \quad (3)$$

wobei R^* die allgemeine Gaskonstante ($= 8,314510 \text{ J/K/mol}$) und M die Molare Masse des entsprechenden Gases darstellt.

Für ein Gasgemisch (Index Mix) aus verschiedenen Bestandteilen wird die spezifische Gaskonstante entsprechend der Volumenanteile Vol_i der enthaltenen Gase berechnet. Nach Baehr (1978) gilt

$$R_{Mix} = \frac{R^*}{M_{Mix}} = \frac{R^*}{\sum_{\text{Anteile}} Vol_i \cdot M_i}. \quad (4)$$

Neben der Gaskonstante ist auch das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten von der Zusammensetzung des Gasgemisches abhängig. Für die aktuelle Gaszusammensetzung kann diese Größenach Baehr (1978) wie folgt berechnet werden:

$$\gamma_s = \frac{c_{p,s}}{c_{v,s}} = \frac{\sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{p,i})}{\sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{v,i})} = \frac{\sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{p,i})}{\sum (Vol_i \cdot M_i)}. \quad (5)$$

Die Werte für die Wärmekapazitäten unterscheiden sich in der Literatur teilweise recht deutlich. Die Wahl der Werte für die folgenden Berechnungen erfolgte hinsichtlich ihrer Konsistenz und wurde aus Baehr (1978) übernommen, deren Zusammenstellung aller hier relevanten Größen liefert. In folgender Tabelle sind die Werte für eine Temperatur von 0°C zusammengefasst.

Tabelle 2: Übersicht über mittlere spezifische Größen idealer Gase (nach Baehr, 1978), Molare Masse der Stoffe: vgl. Tabelle 1.

Bestandteil	$R [\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$	$c_p [\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}] (0^\circ\text{C})$	$c_v [\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}] (0^\circ\text{C})$
N ₂	296,80	1038,7	741,9
O ₂	259,83	914,8	654,97
CO ₂	188,92	816,5	627,58
H ₂ O	461,51	1858,4	1396,89

Die Laplacesche Schallgeschwindigkeit für ein Gasgemisch aus n Bestandteilen lässt sich somit allgemein bestimmen aus

$$c_L = \sqrt{\frac{R^* \cdot \sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{p,i})}{\sum_{i=1}^n (Vol_i \cdot M_i) \cdot \sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{v,i})}} \cdot T, \text{ bzw.} \quad (6)$$

$$c_L = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n X_i \right) \cdot \frac{\sum (c_{p,i} / X_i)}{\sum (c_{v,i} / X_i)} \cdot R^* \cdot T}, \text{ wobei } X_i = \frac{1}{Vol_i \cdot M_i}.$$

Setzt sich das Gas lediglich aus den beiden Bestandteilen Stickstoff und Sauerstoff zusammen, lässt sich die Volumenkonzentration von Stickstoff Vol_{N_2} aus der Volumenkonzentration von Sauerstoff Vol_{O_2} berechnen:

$$Vol_{N_2} = 100\% - Vol_{O_2}.$$

Enthält das Gemisch auch Wasserdampf, muss dessen Volumenanteil aus einer zusätzlichen Feuchteangabe (relative Feuchte $r.H.$ bzw. Taupunkttemperatur τ) sowie der Angabe des Drucks p in der Kammer bestimmt werden. Die Berechnung erfolgt über die Gleichung

$$Vol_{H_2O} = \frac{e}{p}, \quad (7)$$

wobei e der Partialdruck des Wasserdampfes ist. Seine Berechnung erfolgt nach einer empirischen Formel, die von H.G. Magnus zur Berechnung des Sättigungsdampfdruckes in Abhängigkeit von der Lufttemperatur ϑ in °C entwickelt wurde

$$e [hPa] = \frac{r.H.}{100\%} \cdot 6,107 \cdot 10^{\left(\frac{7,5 \cdot \vartheta}{237 + \vartheta} \right)}. \quad (8)$$

Ist der Taupunkt τ bekannt, erfolgt die Berechnung des Wasserdampfpartialdrucks nach

$$e [hPa] = 6,107 \cdot 10^{\left(\frac{7,5 \cdot \tau}{237 + \tau} \right)}, \quad (9)$$

wobei die Taupunkttemperatur in °C eingesetzt werden muss.

Die Volumenkonzentration von Stickstoff beträgt in diesem Fall

$$Vol_{N_2} = 100\% - Vol_{O_2} - Vol_{H_2O}. \quad (10)$$

3. Messsysteme in SAPHIR

Im Rahmen der Routinemessungen in SAPHIR werden verschiedene Daten aufgezeichnet. Zu ihnen zählen Temperatur-, Feuchte- und Druckwerte aus der Atmosphärensimulationskammer, Indikatoren über den Zustand der Beschattung der Kammer (Dach- und Giebelöffnung) sowie Daten von einem meteorologischen Mast (Temperatur und relative Feuchte in 2 Höhen, Luftdruck), der sich in SAPHIR-Nähe, jedoch außerhalb der Kammer befindet.

Des Weiteren steht ein Ultraschallanemometer/-thermometer der Firma METEK GmbH (USA-1) zur Verfügung, welches die Temperatur (akustisch virtuelle Temperatur) und den Strömungszustand (dreidimensionaler Windvektor) an einem Punkt in der Kammer erfasst.

Um den Einfluss der Zusammensetzung des Gasgemisches auf die Schallgeschwindigkeit zu bestimmen, wurden während der Intensivmesskampagne im März/April 2004 zusätzliche Messsysteme in der Atmosphärensimulationskammer installiert. Zum Einen wurden während der Messkampagne zwei HUMITTER 50 Y – Messfühler (Vaisala GmbH) in vertikaler Anordnung an einem Mast angebracht, welche die Temperatur und Feuchte unabhängig von der Gaszusammensetzung bestimmen und die als Vergleichsmessungen herangezogen werden können. Des Weiteren wurden Messungen der Schallgeschwindigkeit auf verschiedenen Aus-

breitungswegen (sowohl horizontal als auch vertikal) innerhalb des Kammervolumens durchgeführt.

3.1. Ventilierte Humittersensoren

Zum Vergleich der akustisch gewonnenen Temperaturwerte wurden sowohl die Temperatur als auch die Feuchte in zwei unterschiedlichen Höhen mit jeweils einem HUMITTER 50Y-Messfühler in einer ventilierten Strahlungsschutzhütte (doppelwandiges Strahlungsschutzrohr) bestimmt (Abbildung 1, siehe auch Schienbein und Arnold, 2001, 2002). Die Messfühler bestehen aus jeweils einem kombinierten Sensoren für Temperatur und Luftfeuchte: Temperaturfühler Pt-1000 Widerstandsthermometer (Platin, Widerstand 1000 Ohm bei 0°C) und kapazitiver Feuchtefühler (Typ Intercap). Die Sensoren sind in ein doppelwandiges poliertes Edelstahlrohr so eingebaut, dass die Sonnenstrahlung nicht direkt auf den Sensor treffen kann. Am oberen Ende der Halterung ist ein Ventilator (12 V) angebracht, der eine Strömungsgeschwindigkeit um den Messfühler von mindestens 3 m/s garantiert. Die Luft wird an die Umgebung befördert und die Eigenwärme nicht mehr mit Laborexperimenten haben gezeigt, dass mit den HUMITTER 50Y Sensoren in den beschriebenen ventilierten Hütten eine absolute Messgenauigkeit für die Temperatur von $\pm 0,1$ K bzw. $\pm 3\%$ für die relative Feuchte erreicht werden kann. Zeitliche und räumliche Unterschiede in der Temperatur- und Feuchteverteilung sind mit diesen Fühlern somit gut nachweisbar. Die HUMITTER 50Y Sensoren waren in unmittelbarer Nähe zum Ultraschallanemometer an einer vertikal ausgerichteten Halterung angebracht. Der untere Sensor befand sich dabei in einer Höhe von 0,44 m über dem Boden der Simulationskammer, der obere in 3,32 m Höhe. Die Abtastung der Daten erfolgte alle 3 Sekunden, die Aufzeichnung von Mittelwerten alle 30 Sekunden über den gesamten Messzeitraum.

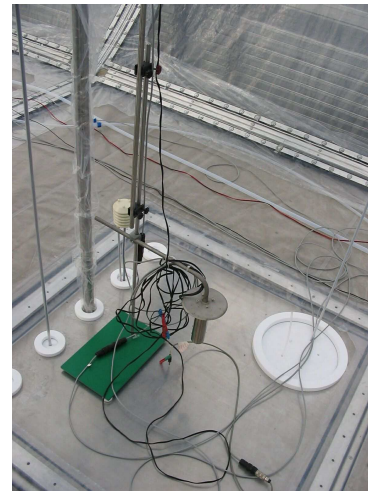


Abbildung 1: Profilmast mit ventilierten Humitter 50Y Fühlern in Strahlungsschutzhütten, montiert in 2 Höhen (links: 3,32 m, rechts: 0,44 m).

3.2. Akustische Sondierungen

Neben den Humittermessungen wurden während der Intensivmesskampagne zusätzlich zwei getrennte Systeme für akustische Sondierungen installiert. Beide Systeme arbeiten mit einer Digitalisierungsfrequenz von 51,2 kHz, was einer zeitlichen Auflösung der empfangenen Signale von etwa 20 μ s entspricht. Durch die mathematische Rekonstruktion der Signale mittels einer Spaltfunktion kann die zeitliche Auflösung bei der Bestimmung der Laufzeit um etwa das 10-fache verbessert werden.

Die Genauigkeit der berechneten Schallgeschwindigkeitswerte entlang der einzelnen Schallausbreitungswege $u(c_{eff})$ ist abhängig von der Streckenlänge s , von der Unsicherheit bei

der Streckenlängenbestimmung $u(s)$, sowie von der Genauigkeit der Abtastung der empfangenen Schallsignale $u(t)$

$$\frac{u(c_{eff})}{c_{eff}} = \left| \frac{u(s)}{s} \right| + \left| \frac{u(t)}{t} \right|. \quad (11)$$

Herrscht keine Strömung, d.h. $c_{eff} = c$, können die absoluten Unsicherheiten bei der Schallgeschwindigkeitsbestimmung unter Standardbedingungen nach folgender Formel berechnet werden

$$u(c) = \frac{\sqrt{\gamma_{tr} \cdot R_{tr} \cdot T_{av}}}{s} \cdot u(s) + \frac{\gamma_{tr} \cdot R_{tr} \cdot T_{av}}{s} \cdot u(t). \quad (12)$$

Betrachtet man relative Änderungen bezüglich eines Anfangswertes für die effektive Schallgeschwindigkeit, kann der absolute Einfluss der Laufwegbestimmung vernachlässigt werden. In diesem Fall ergibt sich die Unsicherheit zu

$$u(c) = \frac{\gamma_{tr} \cdot R_{tr} \cdot T_{av}}{s} \cdot u(t). \quad (13)$$

Die absoluten und relativen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit aus Laufzeitmessungen für verschiedene Entfernungen ist in Abbildung 2 dargestellt.

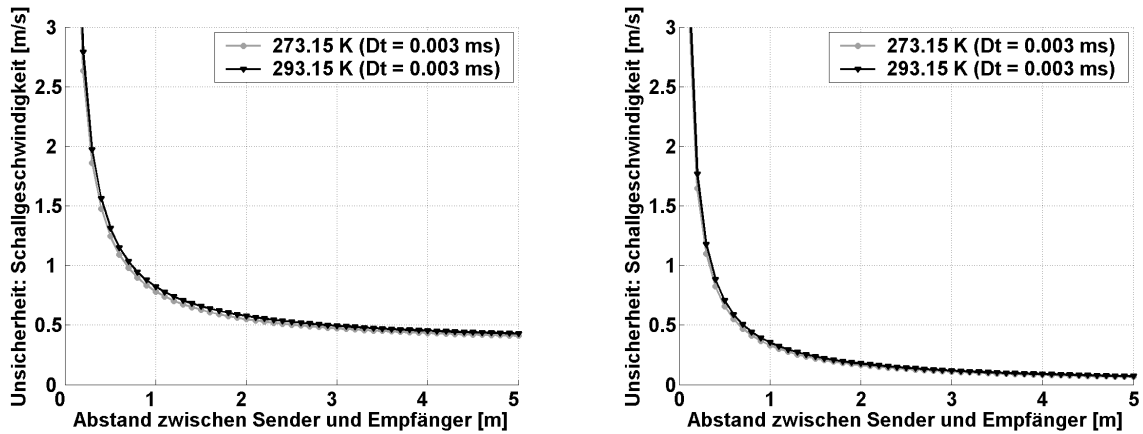


Abbildung 2: Unsicherheit bei der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit aus der Laufzeit akustischer Signale bezüglich eines Anfangswertes (Standardatmosphäre, keine Strömung) in Abhängigkeit von der Entfernung der Schallsender und Empfänger. Links: Absolute Unsicherheit (Glg. 12), rechts: Relative Unsicherheit (Glg. 13).

3.2.1. Horizontale Schallstrecken



Abbildung 3: Lautsprecher (links) und Mikrofon (rechts) zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in SAPHIR auf möglichst langem Ausbreitungsweg. An den Stirnseiten der Kammer wurde jeweils ein Mikrofon und ein Lautsprecher mit Magnethalterungen befestigt. Die Schallweglänge betrug ca. 18,3 m.

Um den meteorologischen und chemischen Zustand und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls möglichst in der gesamten Kammer zu erfassen, wurden zwei akustische Strecken mit möglichst großer Ausdehnung aufgebaut. Zu diesem Zweck wurde jeweils ein Schallsender und ein Empfänger an den Stirnflächen der Kammer mit Magnethalterungen justiert (vgl. Abbildung 3). Diese Messstrecken hatten eine Länge von etwa 8,3 m.

Während der Messperiode wurde von den beiden Sendern ein Signal im Abstand von einer Minute ausgesendet und von den Mikrofonen empfangen. Das Zeitsignal wurde gespeichert, um für eine spätere Analyse zur Verfügung zu stehen.

dessen Auswirkung auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen in der gesamten Kammer zu erfassen, wurden zwei akustische Strecken mit möglichst großer Ausdehnung aufgebaut. Zu diesem Zweck wurde jeweils ein Schallsender und ein Empfänger an den Stirnflächen der Kammer mit Magnethalterungen justiert (vgl. Abbildung 3). Diese Messstrecken hatten eine Länge von etwa 8,3 m.

jeweils ein Signal im Abstand von einer Minute ausgesendet und von den Mikrofonen empfangen. Das Zeitsignal wurde gespeichert, um für eine spätere Analyse zur Verfügung zu stehen.

3.2.2. Vertikaler Rahmen

Innerhalb der Kammer wurde ein weiteres akustisches System installiert, welches aus 8 Schallgeräten bestand, die an einem Rahmen aus Aluminiumstangen befestigt und so ausgerichtet, dass sich die Schallstrahlen entlang einer vertikalen Ebene auf verschiedenen Wegen über eine Fläche von etwa 3,3 m x 3,3 m ausbreiten. Die Befestigung der Haltekonstruktion erfolgte dabei parallel zu den Giebelseiten von SAPHIR (vgl. Abbildung 4).

System installiert, welches aus 8 Schallgeräten bestand, die an einem Rahmen aus Aluminiumstangen befestigt und so ausgerichtet, dass sich die Schallstrahlen entlang einer vertikalen Ebene auf verschiedenen Wegen über eine Fläche von etwa 3,3 m x 3,3 m ausbreiten. Die Befestigung der Haltekonstruktion erfolgte dabei parallel zu den Giebelseiten von SAPHIR (vgl. Abbildung 4).

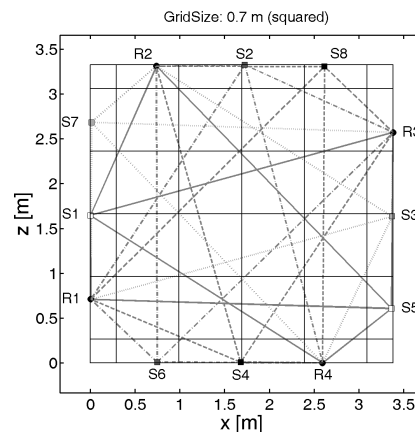
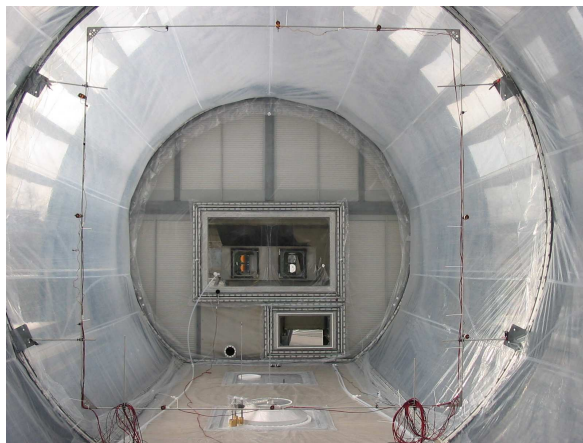


Abbildung 4: Rahmenkonstruktion (ca. 3,3 m x 3,3 m) zur Vertikalsondierung mittels akustischer Laufzeitmessungen in SAPHIR (Durchmesser der Kammer: ca. 5 m). Auf der rechten Seite ist die Anordnung der 8 Schallsender (S1...S8) und der 4 Empfänger (R1...R4) und die sich daraus ergebenden Laufwege schematisch dargestellt.

Das System wurde mit 4 aktiven Ausgangskanälen betrieben, von denen verschiedene Signale erzeugt wurden. Ein Signal wurde von jeweils 2 Schallsendern gleichzeitig emittiert. Die Anordnung der Sender und Empfänger musste daher so erfolgen, dass die Laufwegunterschiede zwischen dem Senderpaar, das dasselbe Signal aussendet, zu jedem Empfänger eine eindeutige Zuordnung zum entsprechenden Sender ermöglicht. Auf den Aufbau wurde geachtet, dass die Überdeckung der Messfläche mit Schallstrahlen möglichst homogen erfolgt, um lokale Unterschiede in der Schallgeschwindigkeit zu vermeiden. Als dritter und letzter Punkt war zu beachten, dass mögliche Reflexionen von den Begrenzungsflächen nicht zur selben Zeit am Empfänger eintreffen, da dies zu einer Verfälschung der Laufzeitmessungen führen würde. Das Hauptanliegen, das mit dieser Messanordnung verfolgt wurde, ist die Untersuchung räumlicher Unterschiede der Schallgeschwindigkeit innerhalb der Atmosphärensimulationskammer mit Hilfe akustischer Verfahren. Vor diesem Hintergrund wurde bei der Anordnung der Geräte darauf geachtet, dass auch einzelne Schallstrecken hinsichtlich dieser Fragestellung ausgewertet werden können, ohne zuvor eine Rekonstruktion der Verteilung innerhalb der Messfläche durchzuführen. Es wurden an allen 4 R

ahmen, von denen verschiedene Signale emittiert wurden. Ein Signal wurde von jeweils 2 Schallsendern gleichzeitig emittiert. Die Anordnung der Sender und Empfänger musste daher so erfolgen, dass die Laufwegunterschiede zwischen dem Senderpaar, das dasselbe Signal aussendet, zu jedem Empfänger eine eindeutige Zuordnung zum entsprechenden Sender ermöglicht. Auf den Aufbau wurde geachtet, dass die Überdeckung der Messfläche mit Schallstrahlen möglichst homogen erfolgt, um lokale Unterschiede in der Schallgeschwindigkeit zu vermeiden. Als dritter und letzter Punkt war zu beachten, dass mögliche Reflexionen von den Begrenzungsflächen nicht zur selben Zeit am Empfänger eintreffen, da dies zu einer Verfälschung der Laufzeitmessungen führen würde. Das Hauptanliegen, das mit dieser Messanordnung verfolgt wurde, ist die Untersuchung räumlicher Unterschiede der Schallgeschwindigkeit innerhalb der Atmosphärensimulationskammer mit Hilfe akustischer Verfahren. Vor diesem Hintergrund wurde bei der Anordnung der Geräte darauf geachtet, dass auch einzelne Schallstrecken hinsichtlich dieser Fragestellung ausgewertet werden können, ohne zuvor eine Rekonstruktion der Verteilung innerhalb der Messfläche durchzuführen. Es wurden an allen 4 R

deren Schalllaufzeiten Aufschluss über zeitliche Variationen zwischen den einzelnen Raumbereichen (oben/unten bzw. Ost/West) geben. In Abbildung 4 (rechts) ist der verwendete Aufbau schematisch dargestellt.

Während der Messperiode wurde alle 10 Sekunden ein Signal ausgesendet und von den Mikrofonen detektiert. Die empfangenen Schallsignale wurden gespeichert und so für eine Bearbeitung nach der Messung gesichert.

variationen zwischen den einzelnen Raumbereichen (oben/unten bzw. Ost/West) geben. In Abbildung 4 (rechts) ist der verwendete

Signal ausgesendet und von den Mikrofonen gespeichert und so für eine Bearbeitung

4. Messergebnisse

Das Ultraschallanemometer USA-1 liefert alle 0,1 Sekunden Daten der Luftbewegung für alle 3 Raumrichtungen innerhalb des Messvolumens, sowie die aus der Schallgeschwindigkeit abgeleitete akustisch virtuelle Temperatur. In Abbildung 5 wird eine Übersicht über die Daten, die mit dem USA-1 während des Experiments in SAPHIR bestimmt wurden, gegeben.

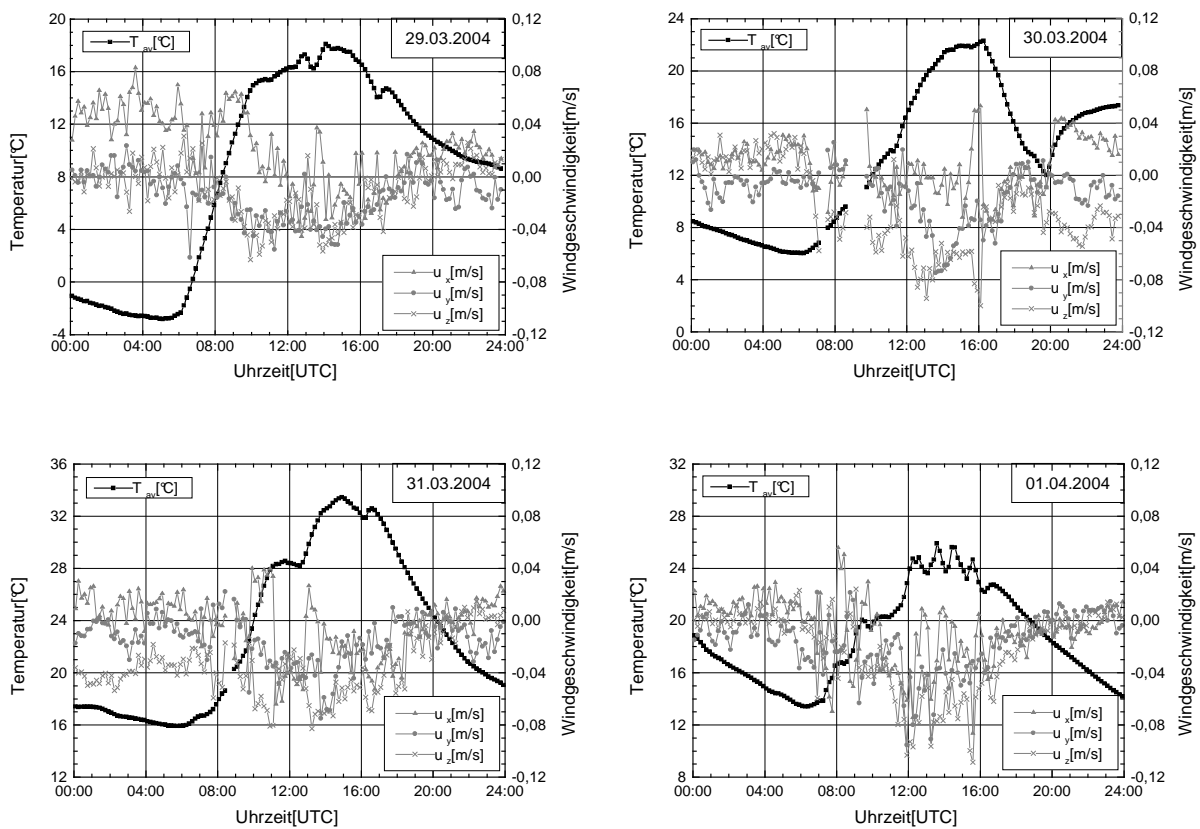


Abbildung 5: Mit dem USA-1 bestimmte meteorologische Parameter (Strömungsgeschwindigkeit und akustisch virtuelle Temperatur) in SAPHIR. Dargestellt sind Zehnerminutenmittelwerte der verfügbaren Daten vom 29., 30., 31.03. und 1.04.2004.

Die Zusammensetzung des Gases in SAPHIR wurde während der Messkampagne variiert, was sich in den Temperaturwerten, die aus akustischen Sondierungen gewonnen wurden, widerspiegelt. Besonders deutlich wird dies am 30.03., wo ein deutlicher Temperaturanstieg zu verzeichnen ist. Am Abend des 30.03. wurde die Zufuhr von Sauerstoff in das Kammerinnere gestoppt, wodurch sich (bei gleichbleibendem Innendruck) die Konzentration von Stickstoff bis zu einem Maximum von nahe 100% anheben konnte. Die Konzentration der Gasbestandteile wird vom Ultraschallanemometer/thermometer jedoch nicht erfasst, die Umrechnung der gemessenen Schallgeschwindigkeitswerte in Temperatur erfolgt unverändert unter der Annahme einer Standardzusammensetzung der Luft (vgl. Tabelle 1 und Gleichung (2)). Der Unterschied

während der Messkampagne variiert, was sich in den Temperaturwerten, die aus akustischen Sondierungen gewonnen wurden, widerspiegelt. Besonders deutlich wird dies am 30.03., wo ein deutlicher Temperaturanstieg zu verzeichnen ist. Am Abend des 30.03. wurde die Zufuhr von Sauerstoff in das Kammerinnere gestoppt, wodurch sich (bei gleichbleibendem Innendruck) die Konzentration von Stickstoff bis zu einem Maximum von nahe 100% anheben konnte. Die Konzentration der Gasbestandteile wird vom Ultraschallanemometer/thermometer jedoch nicht erfasst, die Umrechnung der gemessenen Schallgeschwindigkeitswerte in Temperatur erfolgt unverändert unter der Annahme einer Standardzusammensetzung der Luft (vgl. Tabelle 1 und Gleichung (2)). Der Unterschied

in SAPHIR von den Temperaturwerten im Freien erreicht. Die Stoffkonzentration in der Kammer bis zu 12K, während sie an anderen Tagen maximal 4K betragen.

Die aus den Strömungskomponenten berechneten Beträge für alle Tage (Abbildung 6) zeigen, dass im Bereich über 0,24m/s auftraten. Des Weiteren fällt für fast alle Tage auf, dass die Strömungsgeschwindigkeit nachts kleiner ist (zwischen 0,01m/s und 0,1m/s), während sie tagsüber deutlich ansteigt (besonders vom 30.03. bis zum 01.04.) an. Dieser Tagesgang ist vorrangig auf den Einfluss der Strahlung und der damit verbundenen Ausbreitung von Turbulenz in der Atmosphäre zurückzuführen.

hen am 31.03. bei maximaler Stickstoffkonzentration in der Kammer bis zu 12K, während sie an anderen Tagen maximal 4K betragen.

eder Windgeschwindigkeitsvektoren des Ultraschallanemometers keine Werte über 0,24m/s auftraten. Des Weiteren fällt für fast alle Tage auf, dass die Strömungsgeschwindigkeit nachts kleiner ist (zwischen 0,01m/s und 0,1m/s), während sie tagsüber deutlich ansteigt (besonders vom 30.03. bis zum 01.04.) an. Dieser Tagesgang ist vorrangig auf den Einfluss der Strahlung und der damit verbundenen Ausbreitung von Turbulenz in der Atmosphäre zurückzuführen.

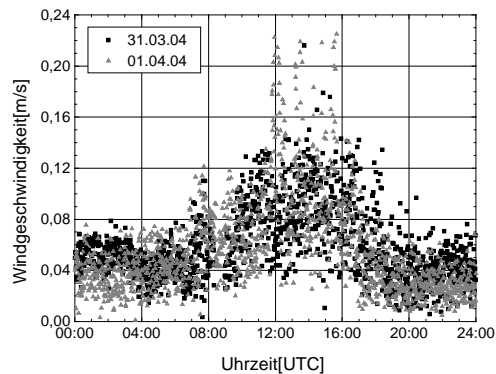
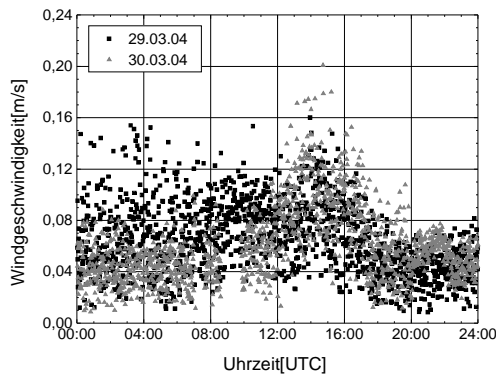


Abbildung 6: Betrag der Windgeschwindigkeit berechnet aus den Komponenten der Ultraschallanemometerdaten für den Zeitraum vom 29.03. bis zum 01.04.2004.

4.1. Einfluss der Gaszusammensetzung

Der Aufbau der horizontalen Schallstrecken in SAPHIR dient vorrangig der Untersuchung des Einflusses der Gaszusammensetzung auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls sowie deren Sensibilität bezüglich der Volumenanteile einzelner Gaskomponenten. In Abbildung 7 werden die aus den Laufzeitdaten der horizontalen Strecken (R1S1 und R2S2) berechneten Temperaturen mit den Werten der Humidimeter und des USA-1 verglichen. Für die Berechnung der Lufttemperatur aus den Schalllaufzeiten werden unterschiedliche Datensätze genutzt. Da während der Messungen die Luftzusammensetzung variiert wurde, kann es zu deutlichen Abweichungen der Luftzusammensetzung von den Standardwerten kommen (siehe Abbildung 9). Berücksichtigt wurde in beiden Fällen die aktuell in der Kammer gemessene Luftfeuchte (Volumenanteil des Wasserdampfes).

Für das Ultraschallanemometer wird eine Standardzusammensetzung der Luft vorausgesetzt (wassersoftwarebedingt beim kommerziellen Gerät nicht zu umgehen ist). Neben der Abhängigkeit von den nahezu konstanten trockenen Bestandteilen, hängt die aus den Schallgeschwindigkeiten berechnete Temperatur auch vom (variablen) Feuchtegehalt ab. Diese feuchte Temperatur T_{av} bezeichnet. Aus ihr kann die Lufttemperatur T wie folgt bestimmt werden, wobei q die spezifische Feuchte des Gasgemischs darstellt.

$$T = \frac{T_{av}}{(1 + 0,513 \cdot q)} \quad (14)$$

Für die Humiditertemperatur wurde der Mittelwert aus den Daten der beiden Messhöhen verwendet.

Aus der Abbildung 7 wird ersichtlich, dass in Abhängigkeit von der Luftzusammensetzung deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Messsystemen sowie zwischen den Tem-

R dient vorrangig der Untersuchung des Einflusses der Gaszusammensetzung auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls sowie deren Sensibilität bezüglich der Volumenanteile einzelner Gaskomponenten.

In Abbildung 7 werden die aus den Laufzeitdaten der horizontalen Strecken (R1S1 und R2S2) berechneten Temperaturen mit den Werten der Humidimeter und des USA-1 verglichen. Für die Berechnung der Lufttemperatur aus den Schalllaufzeiten werden unterschiedliche Datensätze genutzt. Da während der Messungen die Luftzusammensetzung variiert wurde, kann es zu deutlichen Abweichungen der Luftzusammensetzung von den Standardwerten kommen (siehe Abbildung 9). Berücksichtigt wurde in beiden Fällen die aktuell in der Kammer gemessene Luftfeuchte (Volumenanteil des Wasserdampfes).

Für das Ultraschallanemometer wird eine Standardzusammensetzung der Luft vorausgesetzt (wassersoftwarebedingt beim kommerziellen Gerät nicht zu umgehen ist). Neben der Abhängigkeit von den nahezu konstanten trockenen Bestandteilen, hängt die aus den Schallgeschwindigkeiten berechnete Temperatur auch vom (variablen) Feuchtegehalt ab. Diese feuchte Temperatur T_{av} bezeichnet. Aus ihr kann die Lufttemperatur T wie folgt bestimmt werden, wobei q die spezifische Feuchte des Gasgemischs darstellt.

den Daten der beiden Messhöhen verwendet.

Abhängigkeit von der Luftzusammensetzung deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Messsystemen sowie zwischen den Tem-

peraturberechnungen aus den Schalllaufzeiten unter zungbestehen.

Am 29.03. wird die Kammer den ganzen Tag mit einer (21% Sauerstoff, 79% Stickstoff) betrieben. Hier sind berein. Auffällig sind jedoch die negativen Abweichungen. Hier liegen die Werte generell unterhalb derer geringfügige Abweichungen der Luftzusammensetzung von den Standardbedingungen (vgl. Tabelle 1). Da an diesem Tag keine direkten O_2 Messungen in der Kammer durchgeführt wurden und demzufolge der Sauerstoffanteil nur geschätzt werden konnte, sind Aussagen nur auf der Basis der aktuellen Humittertwerten überein, was darauf die Lufttemperatur mit den Humittertwerten

Berücksichtigung der Gaszusammensetzung

nahezu Standardluftzusammensetzung. In allen Beobachtungen annähernd überein des USA-1 ab dem Vormittag. anderen Sondierungen. Ursache dafür sind geringfügige Abweichungen der Luftzusammensetzung von den Standardbedingungen (vgl. Tabelle 1). Da an diesem Tag keine direkten O_2 Messungen in der Kammer durchgeführt wurden und demzufolge der Sauerstoffanteil nur geschätzt werden konnte, sind Aussagen nur auf der Basis der aktuellen Humittertwerten überein, was darauf die Lufttemperatur mit den Humittertwerten

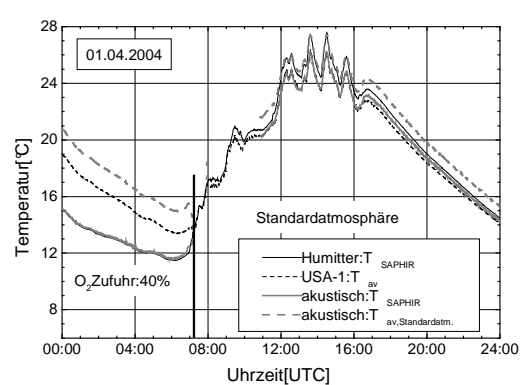
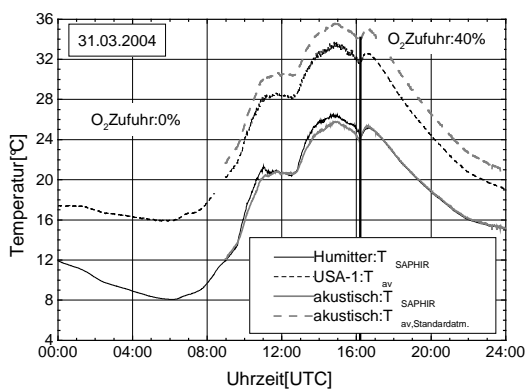
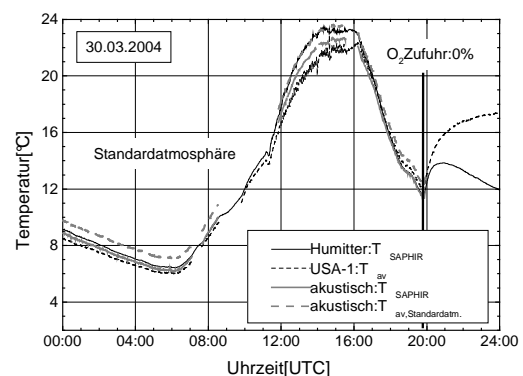
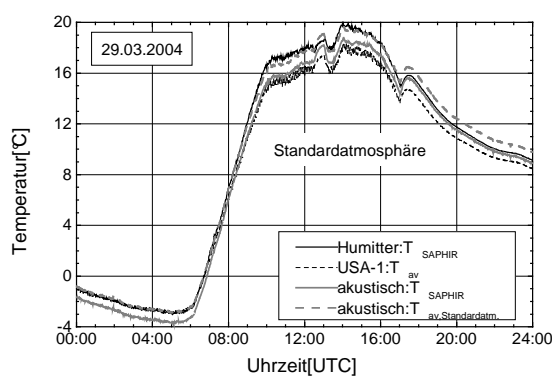


Abbildung 7: Vergleich des Tagesgangs der aus den Laufzeiten der langen Strecken (akustisch: R1S1 und R2S2) berechneten Temperaturen mit den Werten der Humitter (Mittelwert) und des Ultraschallanemometers (USA-1) in der Zeit vom 29.03. bis 01.04. 2004. Zur Berechnung der Lufttemperatur wurde eine Messreihe der in der Kammer aktuell gemessenen Werte verwendet (T_{SAPHIR}) und andererseits Standardwerte für Luft (siehe Tabelle 1).

Am 30.03. wurde ab 19:44 die Zufuhr von O_2 auf 0% reduziert. Bei konstanter Stickstoffeinleitung verringerte sich daraufhin die O_2 Konzentration in der Kammer, bis sie am 31.03. gegen 9:00 annähernd 0% erreichte. Daraus resultieren ab diesem Zeitpunkt eine N_2 Konzentration von nahezu 100% vor (siehe Abbildung 9). Am Nachmittag des 31.03. wurde ab 13:23 CO_2 zugeführt und ab 16:11 O_2 . Die Änderung der Gaszusammensetzung am 30.03. um 19:44 ist deutlich in der wachsenden Differenz zwischen den Humittertemperaturen und dem USA-1 in Abbildung 7 zu erkennen. Während die Humittertwerte unabhängig von der Zusammen-

setzung der Luft die Temperatur bestimmen, hängen d
 sammensetzung ab. Leider fielen die akustischen Mess
 der Zeit vom 30.03. 19:44 bis 31.03. 09:00 aus, so
 chenden Aussagen möglich sind. Die aus den akustisc
 Temperaturen (am 31.03.) weisen einen Unterschied v
 schließlich auf der Berücksichtigung der aktuellen
 der Temperaturs aus der Schallgeschwindigkeit. Der V
 ellen Gaszusammensetzung mit den Humitterdaten zeig
 die geringen Abweichungen zwischen 14:00 und 16:00
 worden sein könnten. Am 01.04. lagen ab ca. 10:00 w
 diesem Zeitpunkt anstimmend die Werte der Humitter
 schen Messungen überein. Abweichungen werden nur bei
 Standardwerte beobachtet, was darauf zurückzuführen
 Standardbedingungen abwich.

ie Werte des USA-1 von der Gaszu
 ungen entlang der langen Strecken in
 dass für diesen Zeitraum keine verglei
 chen Messungen ab 09:00 berechneten
 on ca. 10K auf. Dieser beruht aus
 schließlich auf der Berücksichtigung der aktuellen
 N₂/O₂ Konzentration bei der Berechnung
 ergleichen der Temperaturen aus der aktu
 t eine hohe Übereinstimmung wobei
 durch die Zugabe von CO₂ verursacht
 ieder Standardbedingungen vor. Von
 wieder mit dem USA-1 und den akusti
 schen Messungen überein. Abweichungen werden nur bei
 der Temperatur auf der Basis der
 ist, dass die O₂ Konzentration von den

Eine Abschätzung der Sensitivität hinsichtlich der Bestimmung der akustisch virtuellen Tem
 peratur T_{av} aus Schalllaufzeiten in Bezug auf die Gaszusammens
 etzung ergibt folgendes:

$$\Delta T_{av} \left(\Delta \left(\sum X_i \right) \right) = \frac{T_{av}}{\left(\sum X_i \right)} \cdot \Delta \left(\sum X_i \right), \text{ bzw. } \frac{\Delta T_{av} \left(\Delta \left(\sum X_i \right) \right)}{T_{av}} = \frac{\Delta \left(\sum X_i \right)}{\left(\sum X_i \right)}. \quad (15)$$

Hierbei bedeutet die Δ eine Abweichung bezüglich des Ausgangswertes.

Betrachtet man lediglich die Hauptkomponenten (Stic
 kstoff, Sauerstoff) beträgt dies scheinbare
 Änderung der Temperatur bei einer Konzentrations
 änderung der Komponenten um den
 prozentualen Anteil a , wobei die Verringerung des Volumenanteils derein
 en Komponente ein
 nem Anstieg der anderen in gleicher Höhe entspricht :

$$\Delta T_{av} = T_{av} \cdot \left(1 - \frac{78,08\% \cdot M_{O_2} + 20,95\% \cdot M_{N_2}}{78,08\% \cdot M_{O_2} + 20,95\% \cdot M_{N_2} - a \cdot (M_{N_2} - M_{O_2})} \right). \quad (16)$$

Bei einer akustisch virtuellen Temperatur von 290K
 bewirkt eine Konzentrationsänderung
 von $a=10\%$ eine scheinbare Temperaturänderung um 4,0K.
 Der Zusammenhang zwischen
 der Konzentrationsänderung a und dem berechneten Temperaturunterschied bezüglich
 h des
 Ausgangswertes ist in Abbildung 8 dargestellt.

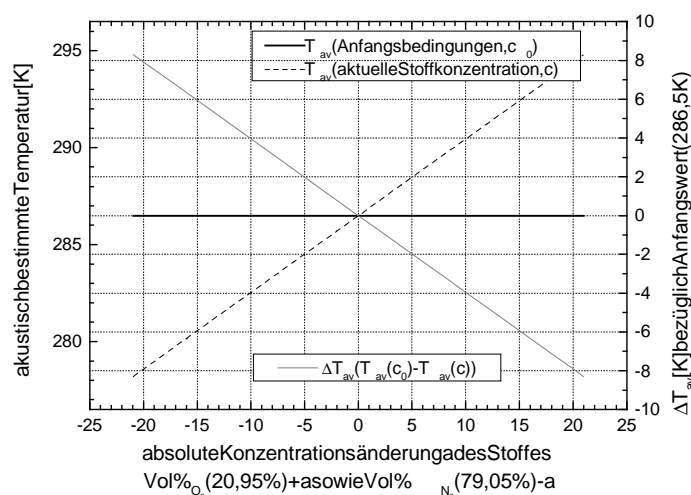


Abbildung 8: Abhängigkeit der Änderung der berechneten Temperatur von der Änderung der Konzentration von 2 Gasbestandteilen in einem Gasgemisch. Die Werte wurden bezüglich der Anfangskonzentrationen (O₂: 20,95%, N₂: 79,05%) berechnet. Die Schallgeschwindigkeit, die den Rechnungen zugrunde liegt, beträgt 340 m/s, was für die Anfangsgaszusammensetzung einer Temperatur von 286,5 K entspricht. Die Summe der Volumenanteile von O₂ und N₂ bleibt konstant. Ihre Größe unterscheidet sich um $2 \cdot a$.

Für eine hinreichend genaue Bestimmung der Lufttemperatur aus Messungen der Schallgeschwindigkeiten ist es folglich unerlässlich, die aktuelle Zusammensetzung des Gases zu berücksichtigen. Aus Gleichung (16) wird neben der Konzentrationsabhängigkeit ebenfalls deutlich, dass, je größer der Unterschied der Molaren Massen der Gasbestandteile ist, kleinere Änderungen der Konzentrationen erforderlich sind, um den gleichen theoretischen Temperaturunterschied zu erreichen.

Umgekehrt lassen sich bei bekannter Temperatur (z.B. aus Humittermessungen) und der Schallgeschwindigkeit Rückschlüsse auf die Gaszusammensetzung ziehen. Das ist für ein Gemisch aus 2 Gasen, bzw. für mehr Komponenten genau dann möglich, wenn man den Anteil der übrigen Komponenten kennt.

Um aus der Schallgeschwindigkeit unmittelbar Rückschlüsse auf die Luftzusammensetzung zu ziehen, wird zunächst vorausgesetzt, dass das Gasgemisch nur aus den Komponenten Stickstoff und Sauerstoff besteht. Aus der Gleichung (2) folgt

$$\frac{c_L^2}{T_{av}} = \gamma_{N_2/O_2} R_{N_2/O_2}, \quad (17)$$

wobei T_{av} die akustisch bestimmte (feuchteabhängige) Temperatur darstellt und die Parameter γ und R feuchteunabhängig angegeben werden.

Setzt man die Werte der Humitter für die Temperatur (hier Mittelwert über beiden Höhen) und die aus den langen Strecken berechnete Schallgeschwindigkeit (hier Mittelwert über beiden Strecken) ein, so erhält man das Produkt aus dem Verhältnis der spezifischen Wärmen und der Gaskonstante für das Gasgemisch. Aus einer Regression (polynomischer Fit 2. Grades) kann man daraus Rückschlüsse auf den Anteil der jeweiligen Komponenten ziehen

$$Vol\%_{N_2} = -703,83382 + 2,00141 \cdot \gamma_{N_2/O_2} R_{N_2/O_2} - 0,000156126 \cdot (\gamma_{N_2/O_2} R_{N_2/O_2})^2. \quad (18)$$

In Abbildung 9 werden die auf diesem Wege berechneten Konzentrationen für N_2 und O_2 mit den in der Kammer gemessenen Werten verglichen. Bei dem Vergleich ist einerseits zu beachten, dass für die Berechnung der Gaszusammensetzung der Volumenanteil von H_2O und CO_2 vernachlässigt wurde und andererseits in der Kammer nur die O_2 und CO_2 Anteile gemessen wurden und der Volumenanteil von N_2 aus der Differenz zu 100% bestimmt wurde. Ebenfalls ist zu beachten, dass alle Fehler bei der Temperaturbestimmung mit den Humittern und den akustischen Laufzeitmessungen sich auf die Konzentrationsbestimmung auswirken. Am 29.03. wurden keine zusätzlichen Messungen der O_2 Konzentration in der SAPHIR Kammer durchgeführt und Standardwerte (21% O_2) vorausgesetzt. Die aus der Temperatur abgeleiteten O_2 und N_2 Konzentrationen weichen an diesem Tag um 2 bis 3% ab, was jedoch aufgrund der fehlenden Referenzmessungen nur von begrenzter Aussagekraft ist. Am 30.03. wurde ab 19:44 die Zufuhr von O_2 eingestellt, wodurch sich die Konzentration von O_2 in der Kammer verringerte und von N_2 erhöhte. Da aber während dieser Zeit die Laufzeitmessungen ausfielen, ist kein Vergleich möglich.

Am 31.03. erreichte die O_2 Konzentration ab ca. 09:00 ein Minimum. Ähnliches zeigt sich auch in den aus den Temperaturender Humitter abgeleiteten Gaskonzentrationen. Jedoch treten zwischen ca. 09:00 und 16:30 Abweichungen der Konzentrationen von bis zu 5% auf. Diese sind eventuell auf den Einfluss zusätzlicher Gasbestandteile (H_2O und CO_2) zurückzuführen. Ab 16:30 stimmen die Konzentrationen bis auf Abweichungen von maximal 1% überein. Am Morgen des 01.04. wurde die O_2 Konzentration wieder auf Standardwerte erhöht. Die Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Konzentrationen betragen unter diesen Bedingungen ca. 2 bis 3%.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich die Konzentration der Bestandteile für ein Zweikomponentengasgemisch aus zusätzlichen Temperaturmessungen mit einer Genauigkeit von 1 bis 2% bestimmen lässt.

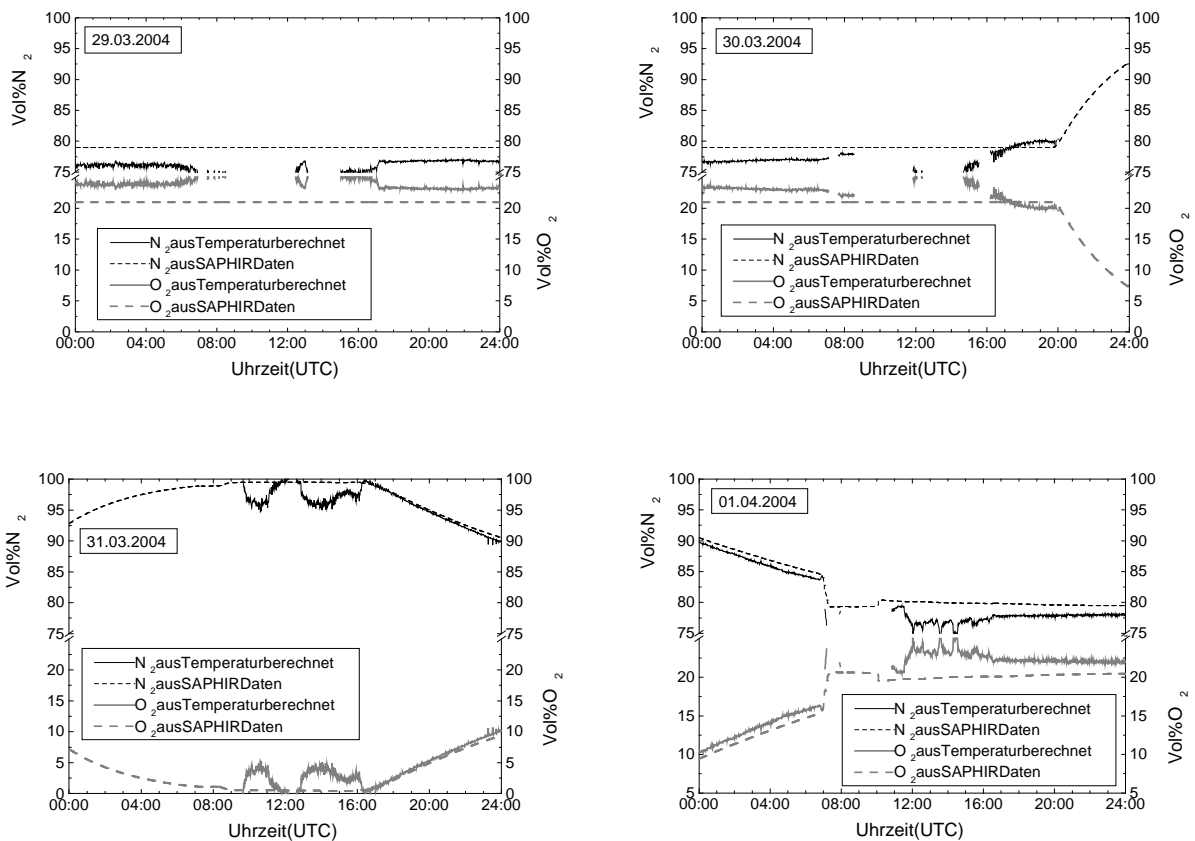


Abbildung 9: Vergleich der in der Kammer gemessenen N_2 und O_2 Konzentrationen mit den aus der Schallgeschwindigkeit (der langen Strecken R1S1 und R2S2) berechneten Werten für die Zeit vom 29.03. bis 01.04.2004.

4.2. Abhängigkeit der akustisch ermittelten Temperatur vom Feuchtegehalt des Gasgemisches

Während des Experiments in SAPHIR wurde unter anderem die Sensitivität der akustischen Laufzeitmessungen hinsichtlich der in der Kammer enthaltenen Feuchte durchgeführt. Hierfür wurde am 30.03. die Konzentration an Wasserdampf von 0% auf nahezu 1,2% angehoben. Natürlich vorkommende Wasserdampfgehalte in der Atmosphäre können in Extremfällen bis zu 4% erreichen.

Der zeitliche Verlauf der Wasserdampfkonzentration ist in Abbildung 10 dargestellt. Des Weiteren sind die Temperaturverläufe, die mit den verschiedenen Verfahren bestimmt wurden, über der Zeit abgetragen. Hierbei muss wiederum zwischen den akustischen Verfahren (Rahmenstrecken, USA-1), bei denen der Temperaturwert von der aktuellen Gaszusammensetzung abhängt, und den Humidimetern, deren Temperaturwerte unabhängig von der Gaszusammensetzung sind, unterschieden werden. Im dargestellten Zeitbereich variiert die relative Feuchte (Mittelwert der Humidimeterdaten) zwischen ca. 1% bis ca. 14:00 und steigt dann bis auf etwa 90% gegen 19:30 an. Der absolute Wasserdampfgehalt (Volumenanteil) erreicht sein Maximum gegen 16:30, wo er nahezu 1,17% des Gasgemisches beträgt. Im Gegensatz zum Absolutgehalt an Wasserdampf spiegelt die relative Feuchte neben dem enthaltenen Wasserdampf den Temperaturverlauf wider. Im rechten Bild von Abbildung 10 wird ersichtlich, dass die USA-1 Werte mit steigendem Feuchtegehalt (vgl. linkes Bild) stärker ansteigen, als die mittlere Humidimetertemperatur. Die Temperaturdifferenzen variieren hier-

em die Sensitivität der akustischen enthaltenen Feuchte durchgeführt. Hierfür von 0% auf nahezu 1,2% angehoben. Atmosphäre können in Extremfällen bis zu 4% erreichen.

ist in Abbildung 10 dargestellt. Des verschiedenen Verfahren bestimmt wurden zwischen den akustischen Verfahren (Rahmenstrecken, USA-1), bei denen der Temperaturwert von der aktuellen Gaszusammensetzung abhängt, und den Humidimetern, deren Temperaturwerte unabhängig von der Gaszusammensetzung sind, unterschieden werden. Im dargestellten Zeitbereich variiert die relative Feuchte (Mittelwert der Humidimeterdaten) zwischen ca. 1% bis ca. 14:00 und steigt dann bis auf etwa 90% gegen 19:30 an. Der absolute Wasserdampfgehalt (Volumenanteil) erreicht sein Maximum gegen 16:30, wo er nahezu 1,17% des Gasgemisches beträgt.

spiegelt die relative Feuchte neben dem enthaltenen Wasserdampf den Temperaturverlauf wider. Im rechten Bild von Abbildung 10 wird ersichtlich, dass die USA-1 Werte mit steigendem Feuchtegehalt (vgl. linkes Bild) stärker ansteigen, als die mittlere Humidimetertemperatur. Die Temperaturdifferenzen variieren hier-

bei um bis zu 2,5K, ihr Verlauf gleicht dem Verlauf des absoluten Feuchtegehaltes (leichter Anstieg bis etwa 16:00, dann starker Anstieg und dann

des absoluten Feuchtegehaltes (leichter Anstieg bis etwa 16:00, dann starker Anstieg und dann

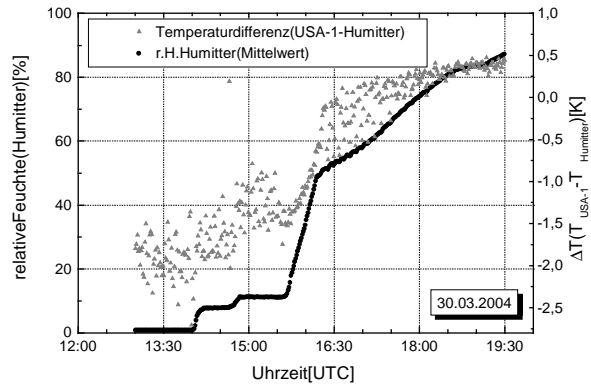
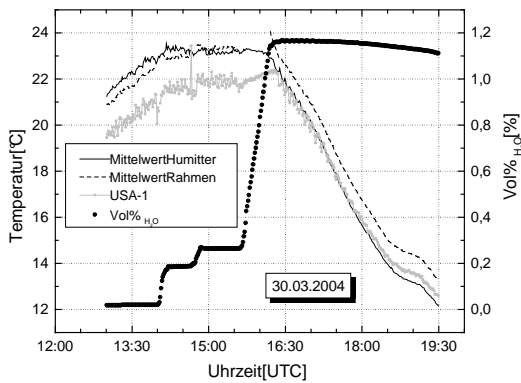


Abbildung 10: Zeitlicher Verlauf des Wasserdampfanteils in SAPHIR, Temperaturverlauf, der mit verschiedenen Messverfahren bestimmt wurde (links) sowie der zeitliche Verlauf der relativen Feuchte (Humiter Mittelwert) und die Abweichung der Humiterdaten (unabhängig von der Gaszusammensetzung) von den Temperaturwerten, die mit dem Ultraschallanemometer bestimmt wurden (rechts).

Abbildung 11 zeigt den Zusammenhang zwischen den Temperaturen des USA-1 und dem Mittelwert der Humiter sowie dem Wasserdampfpartialdruck in SAPHIR für den in Abbildung 10 dargestellten Zeitbereich. Man kann deutlich zwischen hohen Wasserdampfpartialdrücken um 12 mbar (schwarze Markierungen) und niedrigen um 3 mbar (hellgraue Markierungen) unterscheiden. Bei hohen Feuchtewerten besteht zwischen den Humiter-temperaturen und den USA-1-Werten ein linearer Zusammenhang, wobei höhere Temperaturen um weniger als 1 K unterscheiden. Bei niedrigen Feuchtewerten besteht ebenfalls ein linearer Zusammenhang, der jedoch im Vergleich verschoben ist. Die Abweichungen zwischen Humiter- und USA-1-temperaturen betragen für geringe Feuchten etwa 2,5 K.

temperaturen des USA-1 und dem Mittelwert der Humiter sowie dem Wasserdampfpartialdruck in SAPHIR für den in Abbildung 10 dargestellten Zeitbereich. Man kann deutlich zwischen hohen Wasserdampfpartialdrücken um 12 mbar (schwarze Markierungen) und niedrigen um 3 mbar (hellgraue Markierungen) unterscheiden. Bei hohen Feuchtewerten besteht zwischen den Humiter-temperaturen und den USA-1-Werten ein linearer Zusammenhang, wobei höhere Temperaturen um weniger als 1 K unterscheiden. Bei niedrigen Feuchtewerten besteht ebenfalls ein linearer Zusammenhang, der jedoch im Vergleich verschoben ist. Die Abweichungen zwischen Humiter- und USA-1-temperaturen betragen für geringe Feuchten etwa 2,5 K.

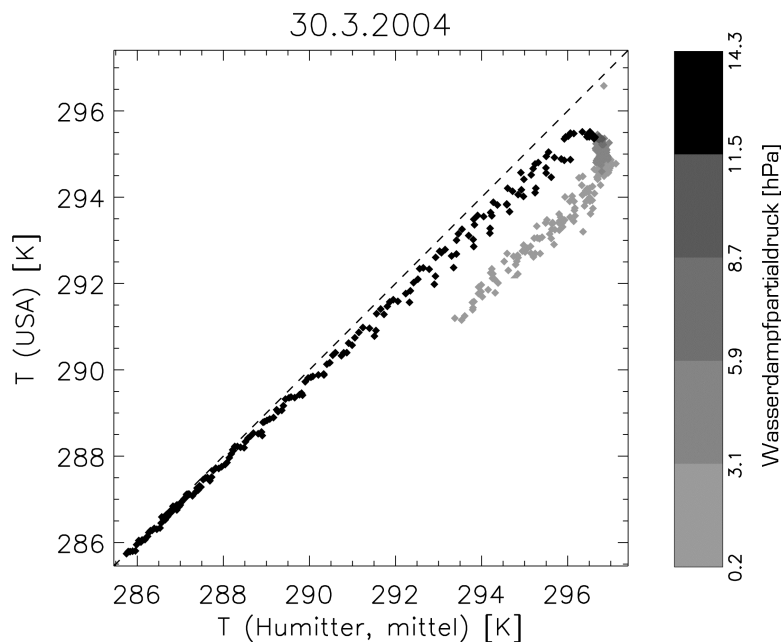


Abbildung 11: Abhängigkeit der real gemessenen Temperatur der Humiter (Mittelwert) und des Ultraschallanemometers USA-1 vom Wasserdampfgehalt (Grauskala, gemessen mit einem Taupunkthygrometer).

Ändert sich der Volumenanteil des Wasserdampfes jedoch (mittlerer Graustufenbereich), weicht der Zusammenhang zwischen den Temperaturen vom Verlauf bei konstantem Feuchtegehalt ab, was in der Abhängigkeit der akustisch bestimmten Temperatur aus Schallgeschwindigkeitsmessungen von der aktuellen Zusammensetzung des Gasgemisches begründet liegt. Des Weiteren fällt in der Abbildung 11 auf, dass die Temperaturen bei hohen Wasserdampfgehalten besser überein zu stimmen scheinen. Dieser Effekt wird jedoch dadurch hervorgerufen, dass in SAPHIR bei diesem Experiment lediglich die Hauptgaskomponenten Sauerstoff und Stickstoff, sowie der variable Wasserdampf enthalten ist. Bei der Berechnung der Temperatur des Ultraschallanemometer/-thermometers wird jedoch von Standardwerten der Gaszusammensetzung wie in Tabelle 1 zusammengefasst, ausgegangen. Es wird das Vorhandensein sowohl von Argon als auch von Kohlendioxid vorausgesetzt. Das Fehlen dieser Gasbestandteile, deren Konzentration in der Atmosphäre konstant ist, bewirkt einen konstanten Versatz der Temperaturwerte bezüglich eines Messverfahrens, welches unabhängig von der Zusammensetzung des Gases die Temperaturen bestimmt.

4.3. Korrektur der USA-1 Temperaturdaten in Abhängigkeit von der aktuellen Gaszusammensetzung

Die Temperatur T_{USA-1} , die durch das Ultraschallanemometer/-thermometer USA-1 ausgegeben wird, wird aus der Schallgeschwindigkeit c_{USA-1} berechnet. Die Umrechnung erfolgt hierbei unter Berücksichtigung von Standardwerten für die Gaskonstante für trockene Luft sowie für das Verhältnis der Wärmekapazitäten für trockene Luft. Der Hersteller verwendet den konstanten Wert $(20,05)^2$ für das Produkt aus diesen Parametern. Die Umrechnung der Schallgeschwindigkeit erfolgt direkt nach

$$c_{USA-1} = \sqrt{\gamma_{USA-1} \cdot R_{USA-1} \cdot T_{USA-1}} = 20,05 \cdot \sqrt{T_{USA-1}} \quad (19)$$

Hierbei wird nicht berücksichtigt, dass sowohl die spezifische Gaskonstante, als auch das Verhältnis der Wärmekapazitäten von der Zusammensetzung des Gasgemisches abhängen und somit variabel sind.

Der Zusammenhang zwischen der akustischen Temperatur, die vom USA-1 ausgegeben wird und der wahren Lufttemperatur T , kann unter Berücksichtigung von Gleichung (2) folgendermaßen formuliert werden:

$$T = \frac{(20,05)^2}{\gamma_s \cdot R_s} \cdot T_{USA-1} \quad (20)$$

Die Berechnung der spezifischen Größen γ_s bzw. R_s kann in Abhängigkeit von den Molanteilen der einzelnen Gasbestandteile oder entsprechend ihrer Volumenanteile erfolgen. Da die Angabe der Sauerstoffkonzentration in der Atmosphäre in der Simulationskammer in Volumenanteilerfolgt, werden die Betrachtungen auf diese Größe ausgelegt. Für ein Gemisch aus 21% Sauerstoff und 79% Stickstoff, den Standardbedingungen in SAPHIR, beträgt das Produkt aus γ_s und R_s $(20,07)^2$. Aus diesen Werten ergibt sich nach Gleichung (20), dass die wahre Lufttemperatur bei einer USA-1 Temperatur von 20°C bereits ohne Einfluss verschiedener Wasserdampfdruckunterschiede um $0,7\text{K}$ geringer ist.

Die Berechnung der spezifischen Parameter R_s und γ_s erfolgt nach den Gleichungen (4), wobei $R_s = R_{mix}$ bzw. (5). Danach kann die Lufttemperatur aus der akustisch bestimmten Temperatur nach Gleichung (20) bestimmt werden

$$T = \frac{(20,05)^2}{\frac{\sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{p,i})}{\sum (Vol_i \cdot M_i \cdot c_{v,i})} \cdot \sum_{\text{Anteile}} (Vol_i \cdot M_i)} \cdot R^* \cdot T_{USA-1} \quad (21)$$

Die beschriebene Korrektur wurde auf die Temperaturmessdaten angewendet (vgl. Abbildung 12). Die Berechnung der Volumenkonzentration des Wasserdampfes erfolgte aus den relati-

ven Feuchtwerten der Vaisala-Sonde sowie dem Luftdruck nach Gleichung (7). Als Stickstoffkonzentration wurde die Differenz aus Wasserdampf und Sauerstoffkonzentration zu 100% angenommen.

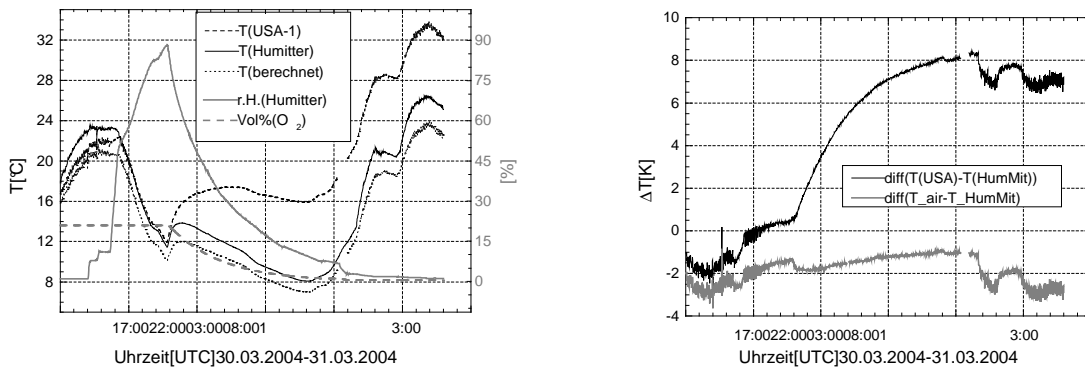


Abbildung 12: Links: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Temperaturen mittels Humitter (T_{HumMit}) und USA-1 ($T(USA)$). Ebenfalls dargestellt sind der Mittelwert der relativen Feuchte der Humitter und das Mischungsverhältnis von Sauerstoff. Die gepunktete graue Kurve repräsentiert die Berücksichtigung der aktuellen Gaszusammensetzung ($T_{berechnet}$). Rechts: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz zwischen den Humitter- und den USA-1 Werten vor der Korrektur in Abhängigkeit von der Gaszusammensetzung (schwarz) und danach (grau).

Wie bereits in den Kapiteln 4.1 und 4.2 beschrieben, wirkt sich die aktuelle Zusammensetzung des Gasgemisches auf die akustisch bestimmte Temperatur aus. Abbildung 12 (links) zeigt deutlich, dass sowohl der Anstieg der Feuchte (hier relativ, entsprechende Absolutwerte vgl. Abbildung 10) zu einem Anstieg der USA-1 Temperatur im Vergleich zu den Humitterwerten führt, als auch das Absinken des Sauerstoffgehaltes. Auf der rechten Seite sind die Differenzwerte zwischen den USA-1 Daten und den Humitterwerten im gleichen Zeitfenster dargestellt (schwarze Kurve). Die Abweichungen erreichen hierbei eine Amplitude von etwa 10 K.

Die korrigierten Werte (graue Kurve) weisen einen nahezu parallelen Verlauf zu den Humittertemperaturen auf. Dieser Versatz zeigt sich auch bei der Differenzbildung zwischen dem berechneten Lufttemperaturwert und den Humitterdaten (rechts). Die Amplitude der Schwankungen liegt mit 2 K deutlich unter den Abweichungen der USA-1 Temperaturen. Der konstante Versatz der Temperaturwerte um ca. -2 K besteht auch für die USA-1 Daten bei geringen Feuchtwerten und einem Sauerstoffgehalt von 21% und muss für alle Daten entsprechend korrigiert bzw. durch Kalibrierung des Messgerätes bei bekannter Temperatur, vorgegebener Gaszusammensetzung und Feuchte eliminiert werden.

5. Ergebniszusammenfassung

Mit den vorgestellten Messungen konnte demonstriert werden, dass die aktuelle Zusammensetzung des Gasgemisches einen wesentlichen Einfluss auf die akustisch bestimmten Temperaturen ausübt (Kapitel 4.1).

Es wurde nachgewiesen, dass die Konzentrationen von Sauerstoff und Stickstoff (bei einem Zweikomponentengasgemisch) aus akustischen Sondiermessungen und zusätzlichen Temperaturmessungen mit einer Genauigkeit von 1–2% bestimmt werden können. Diese Analysemethode eignet sich zur Konzentrationsbestimmung einzelner Gasbestandteile, wenn maximal 2 Komponenten des Gemisches in ihrem Volumenanteil unbekannt sind. Die Sensitivität dieser

Methode ist dabei von den akustischen Eigenschaften der Gasbestandteile (Molare Masse, Spezifische Wärmekapazitäten) abhängig. Es wurde fernere eine Möglichkeit dargestellt, mit der Hilfe akustische Messungen (z.B. des Ultraschallanemometers/Thermometers) bezüglich des aktuellen Mischungszustandes korrigiert werden können, um Lufttemperaturen zu erhalten, die unabhängig von der Gaszusammensetzung sind (Kapitel 4.3). Hierbei müssen die einzelnen Gaskomponenten und deren Volumenanteile (z.B. Sauerstoff, Wasserdampf) in geeigneter Weise messtechnisch erfasst werden.

Danksagung

Für die Unterstützung bei der Installation und Durchführung der Messungen in der Atmosphärensimulationskammer möchten wir den Mitarbeitern des Instituts für Chemie und Dynamik der Geosphäre (ICG-II: Troposphäre) des Forschungszentrums Jülich danken.

Literatur

- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, 1999: Acoustic Tomography inside the atmospheric boundary layer. *Phys. Chem. Earth (B)*, 24, S. 133-137.
- Baehr, H. D., 1978: *Thermodynamik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, S. 425f. (440 S.)
- Liljequist, G. H., K. Cihak, 1984: *Allgemeine Meteorologie*. Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden.
- Oke, T. R., 1987: *Boundary Layer Climates – 2nd edition*. Routledge, Taylor & Francis Group, Padstow, Cornwall, S. 63.
- Pierce, A. D., 1991: *Acoustics. An Introduction to its physical principles and applications*. Acoustical Society of America, New York, 678 S..
- SAPHIR online (Januar 2005): <http://www.fz-juelich.de/icg/icg-ii/saphir>
- Schienbein, S. und K. Arnold, 2001: Messung der Lufttemperatur und Luftfeuchte unter Berücksichtigung des Strahlungsfehlers auf einem Versuchsgelände. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, 22, S. 69-77
- Schienbein, S. und K. Arnold, 2002: Verbesserung des Strahlungsschutzes an einer ventilierten Hütte zum Nachweis von kleinräumigen und kurzzeitigen Veränderungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, 26, S. 67-72.
- WMO, 2005: *WMO Global Atmospheric Watch – World Data Centre for Greenhouse Gases. Data Plot Deuselbach (Deutschland), Zeitraum: Jan. 1973 – Dez. 2003, Verfügbar unter: <http://gaw.kishou.go.jp/wdcgg/PlotData.php?file=co2/daily/deu649n0.dat> (Zugriff: März 2005).*

Adressender Autoren

Manuela Barth (mbarth@uni-leipzig.de), Klaus Arnold (arnold@uni-leipzig.de) und Danny Daniel (daniel@uni-leipzig.de), Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig.

Theo Brauers (th.brauers@fz-juelich.de), Forschungszentrum Jülich GmbH, ICG-II: Troposphäre, 52425 Jülich.

Sensitivitätsstudie zur Bestimmung des Strahlungsfehlers konventioneller Temperatursensoren mit Hilfe der spezifischen Feuchte

D. Daniel, K. Arnold, A. Raabe

Zusammenfassung

Im Gegensatz zu berührungslosen akustischen Temperaturmessverfahren (z.B. Akustische Laufzeittomografie A-TOM, Ultraschallanemometer), die unbeeinflusst von der solaren Einstrahlung sind, werden konventionelle Messelemente (z.B. Widerstandsthermometer), durch kurz- u. langwellige Strahlung beeinflusst, wenn sie dieser ungehindert ausgesetzt werden. Trotz eines Strahlungsschutzes, der das Sensorelement vor der direkten Sonneneinstrahlung schützen soll, kann die Temperaturmessung durch Strahlungseinflüsse signifikant beeinträchtigt werden. Hier soll ein Verfahren vorgestellt werden, bei dem aus der Kombination von akustischen Messungen mit zusätzlichen Registrierungen der Luftfeuchte die Größe des Strahlungsfehlers abgeschätzt werden kann.

Das Ziel ist es, aus der akustischen virtuellen Temperatur den Strahlungsfehler eines konventionellen Vergleichsgerätes über die spezifische Feuchte zu bestimmen sowie die erreichbare Genauigkeit dieser Abschätzung durch eine Sensitivitätsstudie zu überprüfen.

Summary

Contrary to contactless acoustic measuring procedures (e.g. acoustic travel time tomography A-TOM, ultrasonic anemometer), which are uninfluenced by the solar radiation, the conventional measuring elements (e.g. platinum thermometer) are affected by short and long-wave radiation, if they are unobstructed exposed to this. In spite of a radiation shield, which protected the sensor element against the direct solar radiation, the temperature measurement can be significantly affected by radiation influences. Here a method is presented, how the amount of the radiation error can be estimated by using a combination of acoustic measurements and the additional determination of humidity.

The aim is to determine, from the acoustic virtual temperature the radiation error of a conventional comparison equipment with the help of the specific humidity as well as to examine the attainable accuracy of this estimation by a sensitivity study.

1 Motivation

In der Meteorologie gehört die Messung der *wahren* Lufttemperatur wohl zu den schwierigsten messtechnischen Aufgaben (Foken, 2003). Im Gegensatz zu den berührungslosen akustischen Messverfahren (z.B. A-TOM, Ultraschallanemometer), die unbeeinflusst von der solaren Einstrahlung sind, erwärmen sich die konventionellen Temperatursensoren (z.B. Widerstandsthermometer – Pt 100, Pt 1000), wenn sie der Strahlung ungehindert ausgesetzt werden (Schienbein & Arnold, 2002; Arnold et al., 2001). Dadurch weichen akustisch ermittelte Temperaturen systematisch von den konventionellen Temperaturmessungen ab (Arnold, et al., 2002 & 2004). Da die Strahlungsabsorption am Sensor anders ist als in Luft, führt diese Absorption bei unzureichendem Strahlungsschutz zu einer Erwärmung des Messelements und kann einen um mehrere Grad höheren Temperaturwert ergeben (Strahlungsfehler). Dadurch würde nicht mehr die Lufttemperatur sondern das Absorptionsvermögen des Sensors wiedergegeben. Eine Korrektur des Strahlungsfehlers ist meist dann erforderlich, wenn die Windgeschwindigkeit niedrig, der Himmel wolkenlos und der Strahlungsantrieb hoch sind (Nakamura & Mahrt, 2004). Werden z.B. Messungen der Lufttemperatur genutzt, um den sensiblen Wärmefluss einer Oberfläche mit Hilfe der Bulk-Transfer Methode zu berechnen, kann ein Strahlungsfehler signifikante Fehler im vorhergesagten sensiblen Wärmefluss und sogar im Vorzeichen verursachen (Anderson & Baumgartner, 1998).

Durch eine geeignete Belüftung – man unterscheidet zwischen natürlicher Ventilation (durch Wind) und elektromechanischer Ventilation (technische Zwangsbelüftung - Motor) – des Thermometers können ein Wärmestau (durch langwellige Strahlung) bzw. turbulente Austauschbedingungen verhindert werden (z.B. Aspirationspsychrometer nach Assmann). Trotz eines Strahlungsschutzes, der ein doppeltes Schutzrohr (z.B. Humitter, Abb.1), eine Doppeljalousie (z.B. Englische Hütte) oder ein Thermoplastikschutz mit 6, 9 oder 12 Lamellen (z.B. Young Hütte – nach R.M. Young, Abb. 1) sein kann und einer Ventilation, die $>2.5 \text{ ms}^{-1}$ betragen sollte (Frankenberger, 1951), kann der Einfluss der direkten Sonnenstrahlung zu deutlichen Fehlern bei der Bestimmung der Lufttemperatur führen. Hinzu kommen Aufheizfehler, die durch unzureichende Wärmeabfuhr vor allem bei Widerstandsthermometern auftreten können (Erwärmung durch Stromfluss; Kottmeier, 2002). Aufgrund dieser Schwierigkeiten können derzeit bei optimalem Strahlungsschutz mit konventionellen Messgeräten außerhalb geschlossener Räume Messgenauigkeiten von maximal etwa 0.1 K erreicht werden (Foken, 2003).

Da akustische Verfahren keine Strahlungsbeeinflussung aufweisen, kann aus der akustischen virtuellen Temperatur – bei hinreichender Genauigkeit der Schallgeschwindigkeitsmessung – und der spezifischen Feuchte der Strahlungsfehler von herkömmlichen Temperatursensoren abgeschätzt werden. Im Idealfall würde man mit Hilfe eines akustischen Messverfahrens, welches neben der akustischen virtuellen Temperatur gleichzeitig die Feuchte bestimmen kann (z.B. Dämpfungstomografie), den Strahlungsfehler über die spezifische Feuchte direkt bestimmen können. Da diese Art von Messverfahren jedoch im Augenblick noch nicht realisierbar ist, wurde für die Abschätzung des Strahlungsfehlers folgender Kompromiss gemacht. Um den Temperaturwert des Strahlungsfehlers eines natürlich ventilierten Vergleichsgerätes aus der spezifischen Feuchte zu bestimmen, muss neben der akustischen Laufzeitmessung der A-TOM eine unabhängige Zusatzmessung der relativen Feuchte verwendet werden. Das Ziel besteht darin, die erreichbare Genauigkeit dieser Abschätzung durch eine Sensitivitätsstudie anhand von Beispielen zu überprüfen. Ferner soll geklärt werden, ob die Genauigkeit durch eine theoretische Minimierung unter Berücksichtigung aller eingehenden Fehler verbessert werden kann und eine Anwendung dieser Methode zur Bestimmung eines Strahlungsfehlers sinnvoll ist.

Für die Berechnungen wurden Daten aus einem vierwöchigen Feldexperiment in Melpitz im Juni 2003 herangezogen. Die rechteckige Messfläche der A-TOM betrug $140 \times 160 \text{ m}^2$. Als Zusatzmessung für Feuchte und Temperatur dienen Messungen kombinierter Temperatur- u. Feuchtefühler (Humitter 50Y, Vaisala GmbH), die in einem doppelwandigen ventilierten Strahlungsschutzrohr angebracht sind. Als Vergleichsmessung dienen die Daten einer automatischen Klimastation (TOSS, Toss GmbH), deren Strahlungsschutz ein aus 6 Lamellen bestehender Thermoplastikschutz mit natürlicher Ventilation ist.

Der Vergleich einer Punktmessung mit einer Flächenmessung ist in diesem Fall zulässig, da die akustisch überdeckte Fläche vergleichsweise klein und der Untergrund homogen (Wiese) waren. Frühere Experimente wie z.B. STINHO-I (Arnold et al., 2004) haben bereits mehrfach gezeigt, dass bei kleinräumigen Heterogenitäten der Unterlage und einer Messhöhe von ca. 2 m keine Unterschiede zwischen den Temperaturmessungen einer Punktmessung und einer Flächenmessung auftreten.



Abb. 1: Linke Seite: Natürlich ventilierte Strahlungsschutzhütte für Temperaturmessungen nach R.M. Young (Foto: A. Grüner, 2004). Rechte Seite: Elektromechanisch ventilierter Temperatur- und Feuchtesensor HUMITTER 50 Y in doppelwandigem Strahlungsschutzrohr (Foto: M. Barth, 2004).

2 Akustische Temperatursondierung

Die Schallgeschwindigkeit in Luft hängt wesentlich von den meteorologischen Parametern Temperatur und Wind (Betrag und Richtung) ab, sowie zu einem geringen aber nicht unwesentlichen Teil von der Luftfeuchte und der Luftzusammensetzung (Arnold, 2000; Daniel, 2004). In der Meteorologie sind z.B. Ultraschallanemometer, die auf der Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen basieren gebräuchliche Instrumente, um Temperatur und Wind zu messen. Eine sehr ähnliche Methode ist das Messverfahren der Akustischen Laufzeitomografie.

Das hier verwendete Verfahren der Akustischen Laufzeitomografie basiert auf der horizontalen Ausbreitung von Schallwellen. Für die Anwendbarkeit des Verfahrens der A-TOM ist die erreichbare Genauigkeit ein wesentliches Kriterium, da aus den akustischen Sondierungen horizontale Verteilungen meteorologischer Größen abgeleitet werden. Bei dem Verfahren wird durch eine externe Quelle (Sender, Lautsprecher) eine Sondierungsenergie – in diesem Fall ein Schallsignal – erzeugt, welche nach der Ausbreitung im Untersuchungsgebiet mittels Empfängern (Mikrofone) detektiert wird. Je höher die Anzahl der Empfänger und Schallquellen und je dichter die einzelnen Messstrecken das zu untersuchende Gebiet durchziehen, desto höher aufgelöst kann die räumliche bzw. flächenhafte Verteilung der Messgrößen später berechnet werden.

Ist die Schallweglänge bekannt, kann bei entsprechendem Messaufbau aus der Laufzeit τ die Schallgeschwindigkeit berechnet werden. Durch die Anwendung der Methode der reziproken (bi-direktionalen) Schallstrecken erfolgt eine Trennung (Separation) des skalaren Temperatureinflusses und des vektoriellen Windeinflusses auf die Schallgeschwindigkeit.

Betrachtet man zunächst eine ruhende Atmosphäre gilt die Gleichung für die Laplace'sche Schallgeschwindigkeit:

$$c_L = \sqrt{\gamma_L R_L T} \quad [1]$$

$\gamma_L = c_p/c_v$ und steht für Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten für Luft bei konstantem Druck (Index p) bzw. bei konstantem Volumen (Index v), wobei hier die Temperaturabhängigkeit von c_p & c_v vernachlässigt wird. R_L ($287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) ist die spezielle Gaskonstante für Luft und T die Temperatur (K).

Theoretische Untersuchungen, die im Zusammenhang mit der Validierung des bodengebundenen akustischen Fernerkundungssystems (A-TOM) durchgeführt wurden, haben gezeigt, dass die Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen trockener Luft $\gamma_a(T)$ bei der Berechnung explizit berücksichtigt werden muss, um die Lufttemperatur korrekt aus der Schallgeschwindigkeit zu bestimmen (Arnold & Daniel, 2004). Der dominierendere

Einfluss der Luftfeuchte wird mit Hilfe der akustischen virtuellen Temperatur T_{av} parametrisiert. Bisher wurde die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen in der Regel vernachlässigt (Ostashev, 1997) und der Wert für das Verhältnis der spezifischen Wärmen mit $\gamma_L=1.4=\text{const.}$ angenommen, da man der Auffassung war, dass der Fehler bei der Berechnung relativ klein ist. Das Feldexperiment und die anschließende Datenauswertung haben jedoch gezeigt, dass dies nur für Umgebungsbedingungen von $T= 5^\circ\text{C}$ bis 25°C gilt. Bei der Berechnung der Temperaturen aus der Schallgeschwindigkeit kann dieser Fehler zu Abweichungen von ca. 0.1 bis 0.25 K außerhalb des o.g. Temperaturbereichs führen. Die Schallgeschwindigkeit wird wie folgt berechnet:

$$c_L = \sqrt{\gamma_a(T) R_a T_{av}} \quad \text{mit } T_{av} = T(1+0.513q) \quad [2]$$

wobei q die spezifische Feuchte ist und mit Hilfe von Zusatzmessungen für relative Feuchte, Temperatur und Druck wie folgt berechnet wird:

$$q = \frac{0.622e}{p-0.378e} \quad ; \quad F = \frac{e}{E} \cdot 100 \quad [3]$$

F ist die relative Feuchte, e ist der Dampfdruck, E der Sättigungsdampfdruck und p der Luftdruck.

Basierend auf den Approximationen für die spezifische Wärme bei konstantem Druck der einzelnen Gasbestandteile von Luft (Sonntag & van Wylen, 1991) erfolgt die Berechnung für $\gamma_a(T)$ nach:

$$\gamma_a(T) = \gamma_0 + A_1 \cdot e^{\left(\frac{-T_1}{A_2}\right)} \quad [4]$$

Dabei sind γ_0 , A_1 und A_2 aus dem exponentiellen Anstieg (hier e = Euler-Zahl) gewonnene Konstanten, und T_1 die mit einem zusätzlichen Gerät gemessene Temperatur in $^\circ\text{C}$.

3 Berechnung des Strahlungsfehlers aus der spezifischen Feuchte

Vergleicht man die Temperaturmessungen der A-TOM mit herkömmlichen in situ Messungen, weichen diese trotz ihres Strahlungsschutzes (z.B. Young Hütte, Strahlungsschutzrohr) zum Teil erheblich von den akustischen Messungen ab.

Ursache dafür können intensive kurzwellige Sonneneinstrahlung und/oder eine falsche Kalibrierung sowie eine unzureichende Belüftung sein. Um den Strahlungsfehler aus den Messdaten zu berechnen, existieren verschiedene Methoden. Es besteht z.B. die Möglichkeit, von der Wärmehaushaltsgleichung für ein verstrahltes Thermometer (Kottmeier, 2002) auszugehen. Eine andere Möglichkeit, den Strahlungsfehler zu ermitteln, bietet die Bestimmung der Absorption von Strahlung durch den Messfühler, die sich in einer zusätzlichen Erwärmung äußert. Diese ist von wichtigen Kennzahlen abhängig, wie z.B. Prandtl-Zahl, Reynolds-Zahl und Nusselt-Zahl (Foken, 2003). Meist ist es allerdings schwierig diese Kennzahlen zu bestimmen, da man die dafür notwendigen Parameter gar nicht oder nur unzureichend genau kennt. Sensoren für Temperatur und relative Feuchte sind häufig zusammen unter einem Strahlungsschutz angebracht. Theoretisch ändert sich die relative Feuchte, wenn sich die Luft um ein Sensorelement relativ zur Umgebungsluft erwärmt. Die spezifische Feuchte jedoch bleibt gleich. Demnach sollten, wenn die Lufttemperatur am Sensor für die relative Feuchte bekannt ist, die Werte der spezifischen Feuchte von der Strahlungserwärmung unbeeinflusst bleiben (Anderson et al., 1998). Folglich kann der Unterschied zwischen den Werten der spezifischen Feuchte von zwei verschiedenen Messgeräten repräsentativ für einen eventuell auftretenden Strahlungsfehler sein.

Aufgrund dieser theoretischen Überlegungen wurde hier der Versuch unternommen, den Strahlungsfehler indirekt über die spezifische Feuchte abzuschätzen, welche mit Hilfe von Zusatzmessungen der relativen Feuchte (Humitter 50Y) und des Luftdrucks bestimmt werden

kann. Des Weiteren wurden die strahlungsunbeeinflussten akustischen virtuellen Temperaturen der Messungen der A-TOM verwendet. Mit Hilfe der Gleichung [2] kann eine *strahlungsbelastete* spezifische Feuchte, die repräsentativ für einen eventuell auftretenden Strahlungsfehler ist, wie folgt berechnet werden:

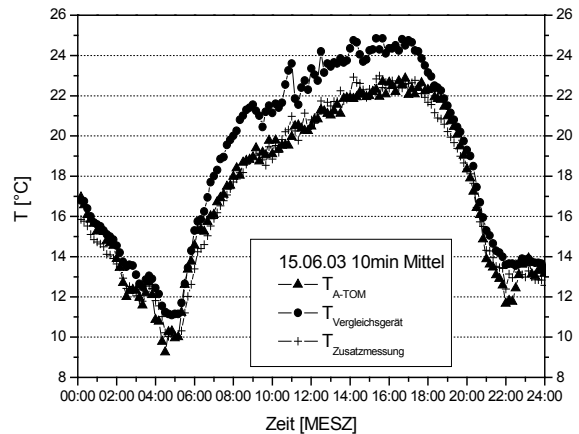
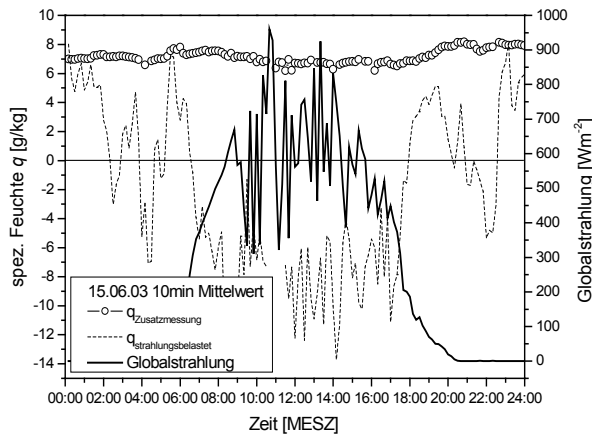
$$q_{\text{strahlungsbelastet}} = \frac{\left(\frac{T_{\text{av}(A-TOM)}}{T_{\text{Vergleichsgerät}}} - 1 \right)}{0.513} \quad [5]$$

$$\Delta q = q_{\text{strahlungsbelastet}} - q_{\text{Zusatzmessung}} \quad [6]$$

Der Unterschied in den jeweiligen spezifischen Feuchten (q) repräsentiert den Strahlungsfehler. Tritt kein Strahlungsfehler auf, sind die Differenzen der spezifischen Feuchten (Δq) bzw. der relative Fehler (q_{bias}) gleich Null. Der relative Fehler b (bias) berechnet sich mit Hilfe der Gleichungen [3] und [6] folgendermaßen:

$$\text{bias} = \frac{a_{\text{Ist}} - b_{\text{Soll}}}{b_{\text{Soll}}} = \left(\frac{\left(\frac{T_{\text{av}(A-TOM)}}{T_{\text{Vergleichsgerät}}} - 1 \right)}{\frac{0.513}{\frac{0.622 e}{p - 0.378 e}}} \right) - 1 = q_{\text{bias}} = \frac{\Delta q}{q_{\text{Zusatzmessung}}} \quad [7]$$

In der Abbildung 2 sind die nach Gleichung [2] bzw. [5] berechneten spezifischen Feuchten der akustischen Sondierungen sowie eines strahlungsbelasteten Vergleichsgerätes, welche den Strahlungsfehler repräsentieren sollen, mit dem dazugehörigen Tagesgang der Temperaturen der unterschiedlichen Messsysteme für zwei Tage im Vergleich zur Globalstrahlung dargestellt.



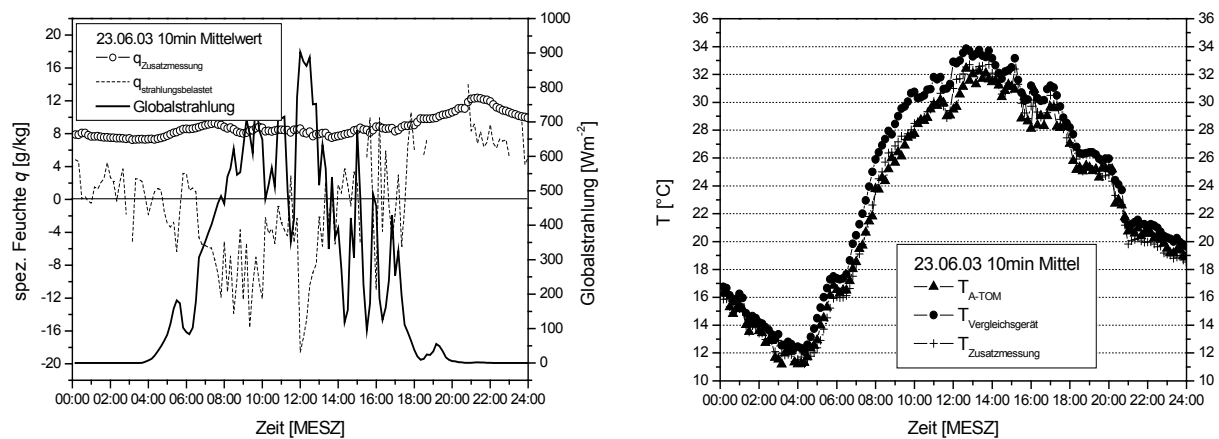


Abb. 2: Linke Seite: 10 Minuten Mittelwerte des Tagesganges der spezifischen Feuchten, bestimmt aus den Zusatzmessungen der relativen Feuchte ($q_{\text{Zusatzmessung}}$) bzw. einer strahlungsbeeinflussten Temperaturmessung eines Vergleichsgerätes ($q_{\text{strahlungsbelastet}}$, berechnet aus Gleichung 2 bzw. 5), im Vergleich zum Tagesgang der Messungen der Globalstrahlung (direkte Sonnenstrahlung + diffuse Himmelsstrahlung) mit einem Pyranometer. Rechte Seite: 10 min Mittelwerte des Tagesganges der Temperaturen der verschiedenen Messgeräte.

Die Verläufe der *strahlungsbelasteten* spezifischen Feuchte, die Ausdruck für den Strahlungsfehler des Vergleichsgerätes ist, stimmen mit den Verläufen der Globalstrahlungswerte überein. Bei einer Zunahme der Globalstrahlung nimmt die berechnete *strahlungsbelastete* spezifische Feuchte ab. Während des Tages und intensiver Sonneneinstrahlung liegen die Werte unterhalb der mit Hilfe der A-TOM und einer Zusatzmessung für Temperatur bzw. relative Feuchte bestimmten spezifischen Feuchte (q aus $T_{\text{Zusatzmessung}}$). Bei einem negativen Vorzeichen stehen sie für einen positiven Strahlungsfehler, hervorgerufen durch direkte kurzwellige Einstrahlung. Werte im positiven Bereich unterhalb der Referenz-spezifischen Feuchte aus den Zusatzmessungen ($T_{\text{Zusatzmessung}}$) können nicht eindeutig einem Strahlungsfehler zugeordnet werden, da hier die „natürliche“ Differenz zwischen der akustischen virtuellen Temperatur und der gemessenen Temperatur am Vergleichsgerät keine Aussagen zulässt. Die akustische virtuelle Temperatur ist im Allgemeinen immer etwas höher als die absolute Temperatur, da in ihr der in der Luft enthaltene Wasserdampf zusätzlich berücksichtigt wird. Negative Strahlungsfehler, vor allem während der Abend- und Morgenstunden, treten in diesen Beispielen nicht auf. Diese könnten durch die langwellige Ausstrahlung der Erdoberfläche, durch Wärmestau im Inneren des Strahlungsschutzes oder durch Kondenswasserbildung bei zusätzlicher Ventilation des Sensors (cooling Effekt) hervorgerufen werden. Das Vergleichsmessgerät (in diesem Fall: automatische Klimastation) weist an beiden Tagen nur einen positiven Strahlungsfehler auf. Treten keine Unterschiede in den spezifischen Feuchten auf, sind beide Temperaturmessungen – die aus der Laufzeit bestimmten (Glg. 2, 3) und die des Vergleichsgerätes – identisch. In den Abbildungen auf der rechten Seite zeigt der Vergleich der unterschiedlichen Temperaturmessungen, dass die Temperaturverläufe in den Morgen- bzw. Abendstunden recht gut übereinstimmen. Wohingegen die Temperaturmessungen des Vergleichsgerätes – im Gegensatz zu den akustisch bestimmten Temperaturen und den Zusatzmessungen – während intensiver solarer Einstrahlung vor allem am 15.06.03 deutlich nach oben hin abweichen. In der Abbildung 3 ist der relative Fehler der spezifischen Feuchte q_{bias} des strahlungsbelasteten Vergleichsmessgerätes dargestellt.

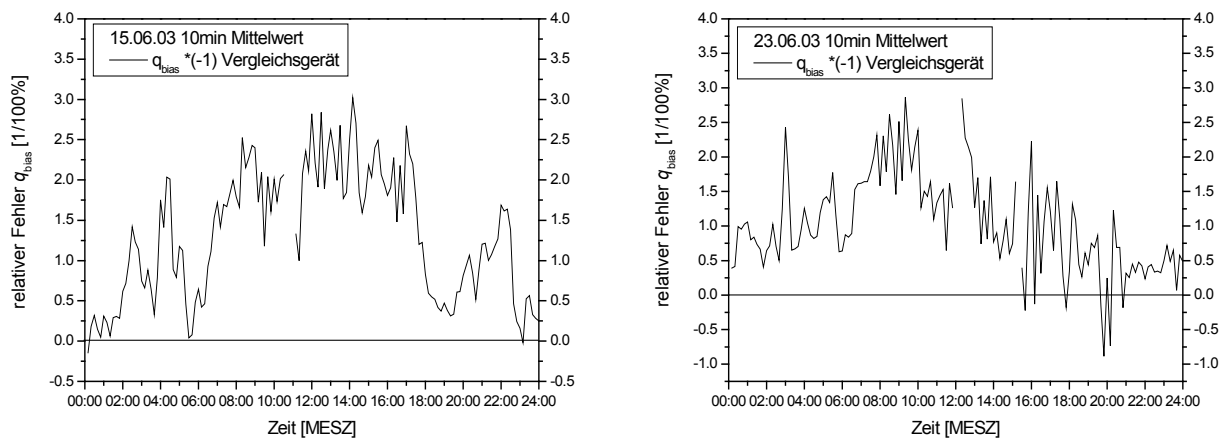


Abb. 3: 10 Minuten Mittelwerte des Tagesganges des relativen Fehlers der spezifischen Feuchte q_{bias} eines strahlungsbeeinflussten Vergleichsmessgerätes. Berechnet nach Gleichung [5], [7] und mit (-1) multipliziert. Der relative Fehler liegt zwischen -50% und ca. 300%.

Die prozentualen Werte (rel. Fehler $q_{bias} \cdot 100 = \%$) geben einen Hinweis darauf, wie hoch der Einfluss der Strahlung auf die Messungen ist und in welche Richtung die Beeinflussung erfolgt. Das heißt allerdings nicht, dass die Temperaturen um diesen Prozentsatz abweichen, er spiegelt lediglich die Beeinflussung der Messungen durch die Einstrahlung der Sonne wider. Die relativen Fehler der Messungen des natürlich ventilierten Vergleichsgerätes liegen trotz des Strahlungsschutzes bei bis zu 300%. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme der Abweichungen anhand der Globalstrahlungswerte (Abb.2) während der Mittagsstunden, bzw. wenn die Sonneneinstrahlung besonders intensiv ist.

Um den Strahlungseinfluss mit Hilfe der berechneten *strahlungsbelasteten* spezifischen Feuchte in eine Temperatur umzurechnen, ergeben sich mit den Gleichungen [5] und [6] folgende Beziehungen:

$$T_{Strahlung}(\Delta q) = \frac{T_{av,A-TOM}}{1 + 0.513 \cdot \Delta q} \quad [8]$$

$$\delta T_{Strahlung} = T_{Vergleichsgerät, gemessen} - T(\Delta q)_{Vergleichsgerät, berechnet} \quad [9]$$

In der Abbildung 4 sind die berechneten Strahlungsfehler am Beispiel der Messungen des 15. und 23. Juni 2003 dargestellt.

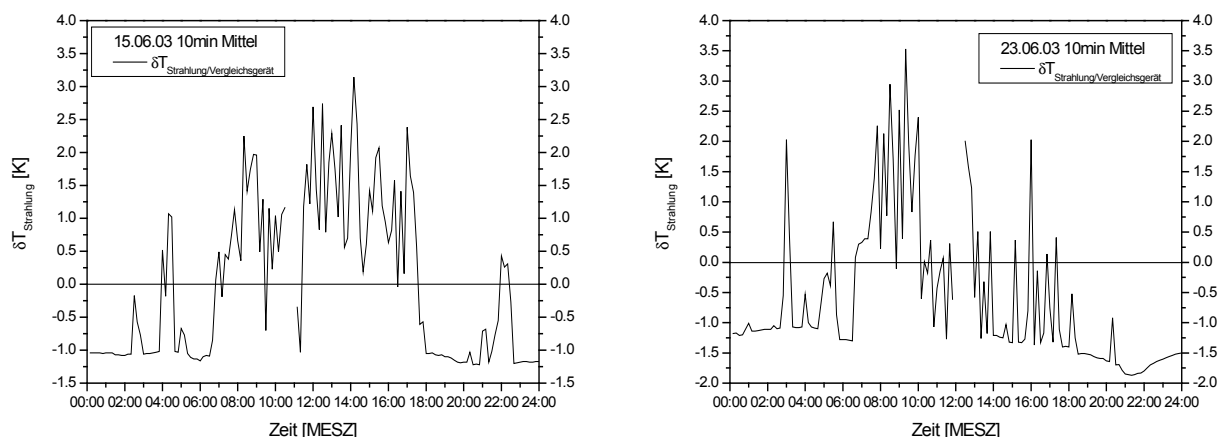


Abb. 4: 10 Minuten Mittelwerte des Tagesganges der berechneten Temperaturen des Strahlungsfehlers eines Vergleichsmessgerätes (automatische Klimastation). Berechnet nach Glg. [8] und [9].

Die Verläufe der berechneten Strahlungsfehler in Abbildung 4 liegen in den Morgen- bzw. Abendstunden im negativen Bereich. Besonders signifikante Abweichungen werden durch

intensive kurzwellige Einstrahlung während der Mittagsstunden hervorgerufen, wenn die maximale Einstrahlung erreicht wird. Während dieser Zeit liegt der Strahlungsfehler fast durchgehend im positiven Bereich, wodurch der Strahlungseinfluss auf das Vergleichsmessgerät an diesem Beispiel bestätigt wird. Im Gegensatz zum relativen Fehler der spezifischen Feuchten (Abb.2) werden die negativen Abweichungen während der Morgen- bzw. Abendstunden hier besser deutlich.

Der Vergleich der Globalstrahlungswerte mit den berechneten Strahlungsfehlern in den Abbildungen 5 verdeutlicht noch einmal die Beeinflussung der Temperaturmessungen des Vergleichsgerätes durch die kurzwellige Einstrahlung.

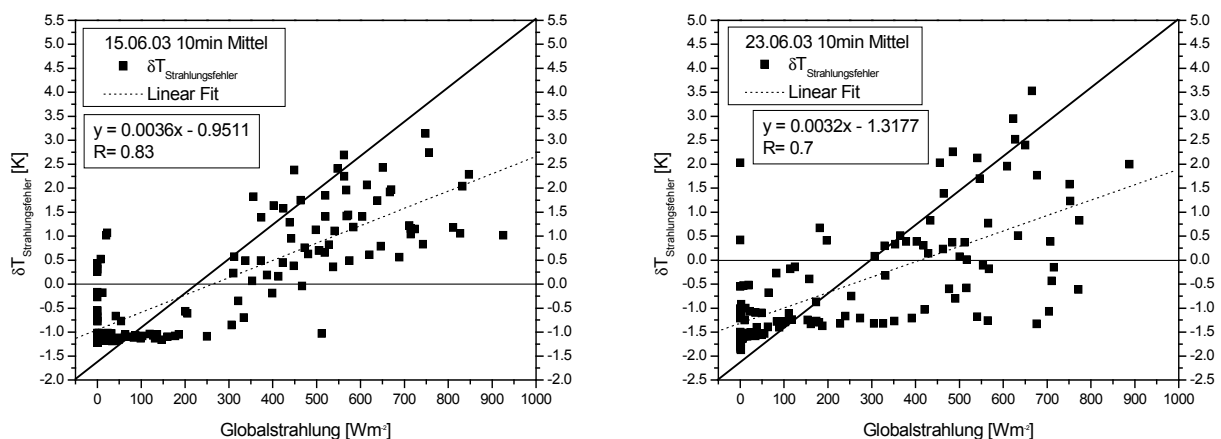


Abb. 5: 10 Minuten Mittelwerte des berechneten Strahlungsfehlers im Vergleich zu den 10 Minuten Mittelwerten der Globalstrahlung mit linearer Regression und dazugehörigem Korrelationskoeffizienten.

Am Beispiel der Abbildungen 5 wird mit Hilfe des Korrelationskoeffizienten die gegenseitige Abhängigkeit im Verhalten des Strahlungsfehlers gegenüber der Globalstrahlung verdeutlicht. Beide Tage zeigen eine Abhängigkeit, wobei der Korrelationskoeffizient am 15.06.03 $R=0.83$ beträgt und am 23.06.03 mit $R=0.7$ etwas geringer ist. Bei einer Zunahme der Globalstrahlungswerte liegen die Werte für den Strahlungsfehler am 15.06.03 fast ausschließlich im positiven Bereich. Des Weiteren ist die Streuung der Daten am 15.06.03 geringer als am 23.06.03. Die größere Streubreite des Strahlungsfehlers am 23.06.03 ist bedingt durch die zum Teil relativ hohen Windgeschwindigkeiten bzw. Böigkeit des Windes (hier nicht gezeigt) und der damit verbundenen Ungenauigkeit der akustischen Sondierungen. Durch den Wind und das Vorhandensein von Wolken ist der Einfluss der solaren Einstrahlung auf den Sensor ebenfalls geringer.

4 Fehleranalyse

Um die Theorie zur Berechnung des Strahlungsfehlers zu überprüfen, ist es von Bedeutung, alle Fehler und Unsicherheiten der Messgeräte zu kennen. Diese sollen im Folgenden beschrieben und analysiert werden.

4.1 Fehlerquellen der A-TOM

Die Messungen der Akustischen Laufzeitotografie werden einerseits durch messtechnisch bedingte Fehler (systematische Fehler) beeinflusst, die sich jedoch durch Korrekturen (Kalibrierung, mehrmaliges Messen) beseitigen lassen. Andererseits werden die Messungen durch eine Reihe anderer Faktoren (zufällige Fehler) beeinflusst, die von den aktuellen Schallausbreitungsbedingungen und der Messkonfiguration sowie unvorhersehbaren Änderungen an den Messgeräten abhängig sind.

Zu den gerätespezifischen Eigenschaften zählen die Trägheit der Lautsprecher, die zeitliche Synchronität der Komponenten des Systems, die Sendefrequenz und die Empfindlichkeit der

Mikrofone. Für die Ermittlung der Schallweglänge werden die Positionen der Sender und Empfänger im Gelände mit Hilfe eines Tachymeters (elektronisches Vermessungsgerät) bestimmt. Mit diesem Verfahren ist man in der Lage, durch mehrmaliges Messen den Abstand zwischen zwei Punkten mit einer Genauigkeit von ca. ± 0.3 cm zu bestimmen.

Durch die konstruktionsbedingte Ausdehnung der Mikrofone sowie der Lautsprecher und deren Ausrichtung bzw. Positionierung auf dem Stativ, werden die größeren Ungenauigkeiten verursacht (Daniel, 2004). Dadurch ergibt sich ein Unsicherheitsbereich bei der Bestimmung des Schallweges von $\Delta D = \pm 0.3$ cm bis ± 20 cm. Die Genauigkeit der Laufzeitmessungen wird wesentlich durch die Methodik der Auswertung und die Samplingrate (Abtastfrequenz) bestimmt. Beträgt die Samplingrate wie in diesem Fall 10 kHz, liegt der Digitalisierungsfehler bei 0.1 ms (Millisekunden) (Arnold, 2000). Die Standardabweichung der Kreuzkorrelationsfunktion zur Bestimmung der Laufzeiten kann nach Überprüfung mit ≈ 0.05 ms angegeben werden. Schätzt man den durch das Messsystem verursachten Unsicherheitsbereich der Laufzeitmessungen mit $\Delta \tau \approx 0.1$ ms ab und summiert die aufgezählten Toleranzbereiche, so liegt die Ungenauigkeit der A-TOM zur Bestimmung der Laufzeit eines Schallsignals bei $\Delta \tau \approx 0.25$ ms. Daraus folgt, dass der Unsicherheitsbereich bei der Bestimmung des Schallweges ΔD weniger als 10 cm betragen darf, um eine angestrebte Genauigkeit für die Vergleichsmessungen von ca. ± 0.3 K zu erreichen (vgl. Tab. 1).

Für Abstände von 140 m und 160 m zwischen Sender und Empfänger kann, unter Berücksichtigung der genannten Einflüsse und Fehlerquellen der A-TOM, der Fehler für die Lufttemperaturen mit $\Delta T = \pm 0.3$ bis ± 0.5 K abgeschätzt werden (Daniel, 2004).

Eine weitere Fehlerquelle ist die Berechnung der Temperatur aus der spezifischen Feuchte, da hier Zusatzmessungen der relativen Feuchte und der Temperatur eines entsprechenden Gerätes (z.B. Humitter, Hygrometer) erforderlich sind, die ihrerseits fehlerbehaftet sein können (Fehlerfortpflanzung).

4.2 Fehlerquellen der konventionellen in situ Messgeräte

Da es in der meteorologischen Messtechnik keine Absolutgeräte gibt, sind die Messungen der Vergleichsgeräte ebenfalls fehlerbehaftet. Nachfolgend werden die Fehler sowie die Vor- und Nachteile der konventionellen in situ Messverfahren aufgezeigt.

Die Temperaturmessungen werden durch die Trägheit des Sensors, die Strahlung und die Eigenerwärmung des Sensors beeinflusst. Um den Fehler durch direkte Sonneneinstrahlung und eine Eigenerwärmung des Messfühlers zu minimieren, besitzen die Messgeräte einen Strahlungsschutz und sind ventiliert. Der Strahlungsschutz kann z.B. ein doppeltes Strahlungsschutzrohr (Schienbein & Arnold, 2002) oder ein Thermoplastikschutz sein. Dennoch ist eine Beeinflussung der Messungen durch intensive kurzwellige Sonneneinstrahlung nicht völlig auszuschließen. Die Abweichungen der Temperaturmessungen solcher Geräte können im Mittel, bedingt durch den Einfluss der Strahlung, ca. -0.5 K (negativer Strahlungsfehler) bis max. $+1.0$ K (positiver Strahlungsfehler) betragen. Der Einfluss durch langwellige Ausstrahlung und einem daraus resultierenden negativen Strahlungsfehler ist demnach geringer einzuschätzen.

Fehler bei den Messungen der Luftfeuchte werden durch Kondenswasserbildung am Sensor und in geringem Maße durch die Temperaturabhängigkeit der Feuchtebestimmung hervorgerufen. Die Bildung von Wasser durch Kondensation, hervorgerufen durch Abkühlung, beschränkt sich dabei vornehmlich auf die Morgen- bzw. Abendstunden. Durch die Bildung von Tau und Tropfenimpaktion am Sensor kann die Feuchte überschätzt bzw. die Temperatur unterschätzt werden. Des Weiteren kann bei der Verwendung langer Datenkabel ein Widerstand entstehen, der den vom Hersteller angegebenen Messbereich etwas herabsetzt. Dieser Fehler kann jedoch durch eine geeignete Kalibrierung der Sensoren berücksichtigt werden.

Zusammenfassend enthält Tabelle 1 eine Zusammenstellung aller relevanten Fehler der A-TOM sowie der Messgeräte für die notwendigen Zusatzmessungen, die in die Berechnungen eines möglichen Strahlungsfehlers eingehen.

Tabelle 1: Zusammenstellung der in die Strahlungsfehlerberechnungen eingehenden Fehlergrößen.

Nr.	Fehlergröße	Wert des Fehlers
1.	Laufwegfehler	$\Delta D = \pm 0.3 \text{ cm bis } \pm 20 \text{ cm}$
2.	Digitalisierungsfehler bei 10 kHz Abtastfrequenz	$x_{\text{digi}} = \pm 0.1 \text{ ms}$
3.	Laufzeitfehler durch Trägheit d. Messsystems	$\Delta \tau \approx \pm 0.1 \text{ ms}$
4.	Standardabweichung der Kreuzkorrelation der Signale	$\approx 0.05 \text{ ms}$
5.	Laufzeitfehler gesamt	$\Delta \tau = 2. + 3. + 4. = 0.25 \text{ ms}$
6.	Aus 5. ($\Delta \tau = 0.25$) folgt, dass 1.	$\Delta D \leq 10 \text{ cm}$
7.	Temperaturfehler A-TOM bei 160 m bzw. 140 m	$\Delta T \pm 0.3 - 0.74 \text{ K}$
8.	Temperaturfehler HUMITTER 50 Y	$\Delta T \pm 0.1 \text{ K}$
9.	Fehler der relativen Feuchte HUMITTER 50 Y	$\Delta F \pm 2\%$
10.	Fehler für Druck p in Berechnung für q (Glg. 3)	$\Delta p \pm 0.5 \text{ hPa}$
11.	aus 9. folgt Fehler für spez. Feuchte q	$\Delta q \pm 0.34 \text{ g/kg}$ (Mittelwert)

5 Fehlerabschätzung und Überprüfung der Theorie an einem Beispiel

Zur Orientierung werden mit Hilfe der Fehlerabschätzungen in Tabelle 1 die Laufzeit-, Laufweg- und Schallgeschwindigkeitsfehler noch einmal zusammengefasst. Die Angaben dienen lediglich zur Übersicht und beziehen sich, bis auf den Fehler der spezifischen Feuchte, auf einen Temperaturfehler von 1 K. Des Weiteren ist zu berücksichtigen, dass sich die drei vorangenannten Fehler nicht zwangsläufig summieren müssen.

- Laufzeitfehler: $\Delta \tau : \pm 0.73 \text{ ms} \hat{=} \pm 1 \text{ K}$
- Laufwegfehler bei 140 m: $\Delta D : \pm 0.25 \text{ m} \hat{=} \pm 1 \text{ K}$
- Schallgeschwindigkeitsfehler: $\Delta c : \pm 0.6 \text{ ms}^{-1} \hat{=} \pm 1 \text{ K}$
- Fehler der spezifischen Feuchte: $\Delta q : \pm 0.34 \text{ g} \cdot \text{kg}^{-1} \hat{=} \pm 0.05 \text{ K}$

Damit ergibt sich unter Berücksichtigung der genannten Einzelfehler der Messsysteme ein absoluter Fehler vom berechneten Strahlungsfehler von:

$$\pm \delta T_{\text{Strahlung, Gesamt}} = \pm \delta T_{\text{Strahlung, berechnet}} \pm \delta T_{\text{av}} \left[\Delta c (\Delta \tau, \Delta D), \Delta \gamma_a (T) \right] \pm \delta q_{\text{Zusatzmessung}} (\Delta F, \Delta T, \Delta p) \quad [10]$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Glg. [10] repräsentiert den nach Glg. [9] berechneten Strahlungsfehler, der zweite Term den Laufzeit- und Laufwegfehler der A-TOM und der dritte Term den Fehler in der Berechnung der spezifischen Feuchte.

Die Abhängigkeit der akustischen virtuellen Temperatur vom Fehler bei der Berechnung des temperaturabhängigen Verhältnisses der spezifischen Wärmen trockener Luft $\gamma_a(T)$ ist hinreichend klein und kann somit vernachlässigt werden.

Für den Fall der zur Zeit realisierbaren Fehlergrenzen der A-TOM ($\Delta \tau = 0.25 \text{ ms}$, $\Delta D = 0.1 \text{ m}$) und den Messfehlern der benötigten Zusatzmessungen ergeben sich folgende Zahlenwerte in Gleichung [10]:

$$\pm \delta T_{\text{Strahlung, Gesamt}} = \pm \delta T_{\text{Strahlung, berechnet}} (\pm 0.74 \text{ K} \pm 0.05 \text{ K}) \quad [11]$$

In der nachfolgenden Abbildung 6 sind die berechneten Strahlungsfehler mit den positiven bzw. negativen Abweichungen des absoluten Fehlers (Glg. 11) für den 15. und 23. Juni 2003 dargestellt. Außerdem sind die Temperaturdifferenzen zwischen den Temperaturmessungen des Vergleichsgerätes und der akustischen Temperaturmessungen der A-TOM im Vergleich zum berechneten Strahlungsfehler dargestellt.

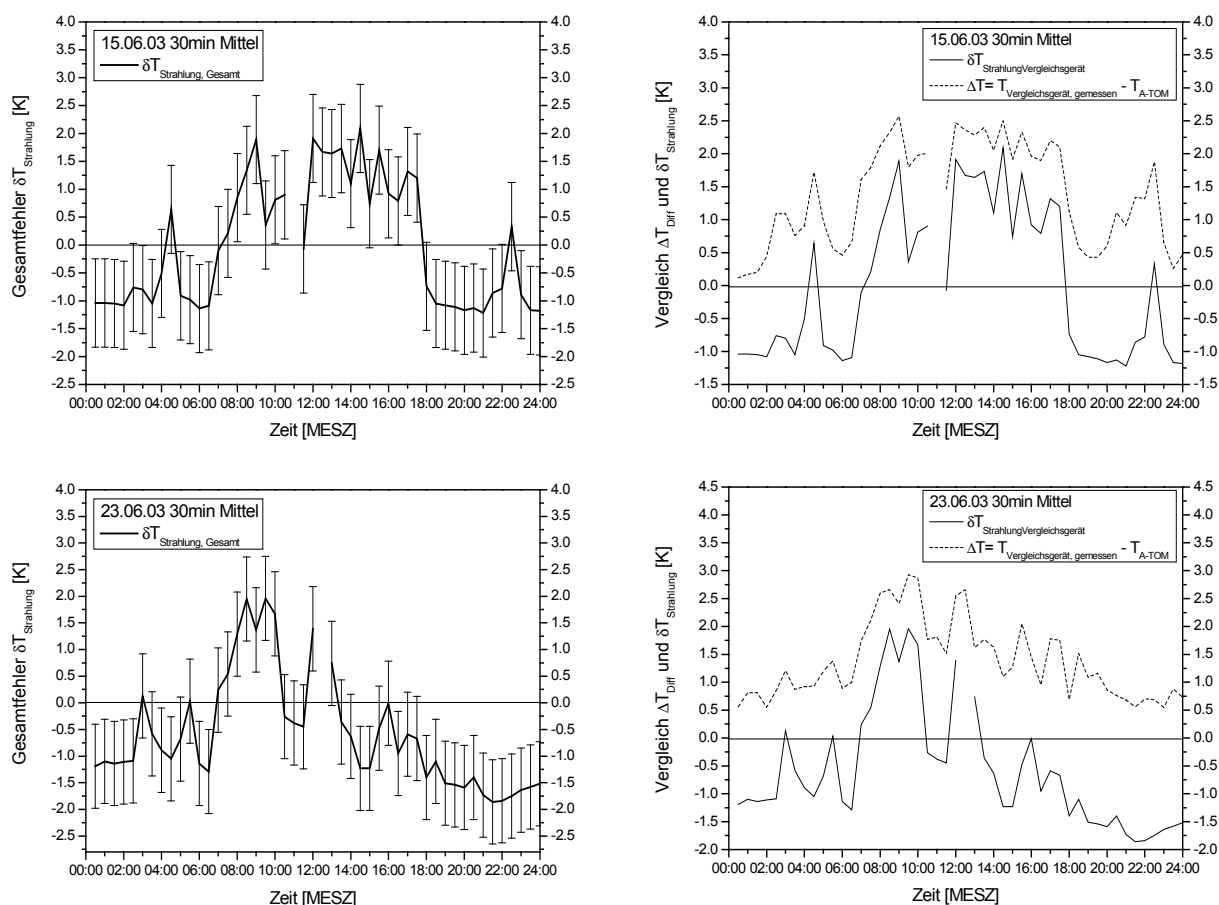


Abb. 6: Linke Seite: 30 Minuten Mittelwerte der positiven bzw. negativen Abweichungen (absoluter Fehler) des aus der akustischen virtuellen Temperatur berechneten Strahlungsfehlers eines Vergleichsmessgerätes. Rechte Seite: 10 Minuten Mittelwerte der Temperaturdifferenzen zwischen den Temperaturmessungen des Vergleichsgerätes und der akustischen Temperaturmessungen der A-TOM im Vergleich zum berechneten Strahlungsfehler.

Aus den Darstellungen der Abbildung 6 wird die Unsicherheit, mit welcher der Strahlungsfehler aus der spezifischen Feuchte bestimmt werden kann, deutlich. Der Fehler bei dieser Methode beträgt aufgrund der systematischen Fehler der akustischen Laufzeitmessungen und der fehlerbehafteten Zusatzmessungen, die notwendig sind, um eine Abschätzung des Strahlungsfehlers eines durch intensive kurzweilige Sonneneinstrahlung belasteten Temperatursensors vornehmen zu können, ca. ± 0.8 K. Während des Tages und vor allem um die Mittagszeit ist der Strahlungsfehler – und damit der Messeffekt – größer als der absolute Fehler, wohingegen er morgens und in den Abend- bzw. Nachstunden teilweise kleiner ist. Des Weiteren ist zu erkennen, dass deutliche Unterschiede zwischen den einfachen Temperaturdifferenzen und den berechneten Strahlungsfehlern bestehen. Der berechnete Strahlungsfehler des Vergleichsmessgerätes ist an beiden Tagen geringer als der durch Differenzenbildung erhaltene Wert. Außerdem weist der berechnete Strahlungsfehler im Gegensatz zur Differenz sowohl positive als auch negative Werte auf.

In den folgenden Darstellungen der Abbildungen 7 wurden die gemessenen strahlungsbeeinflussten Temperaturwerte des Vergleichsgerätes mit den berechneten Werten des Strahlungsfehlers $\delta T_{Strahlung}$ korrigiert, d.h. negative Abweichungen wurden zum gemessenen Wert addiert bzw. positive Abweichungen subtrahiert. Als Ergebnis erhält man einen korrigierten

Temperaturverlauf der Messungen des Vergleichsgerätes, bei dem der Strahlungsfehler berücksichtigt wurde. Dargestellt sind Temperaturdifferenzen, wobei von jeder Temperaturmessung die akustisch bestimmten Temperaturen abgezogen wurden.

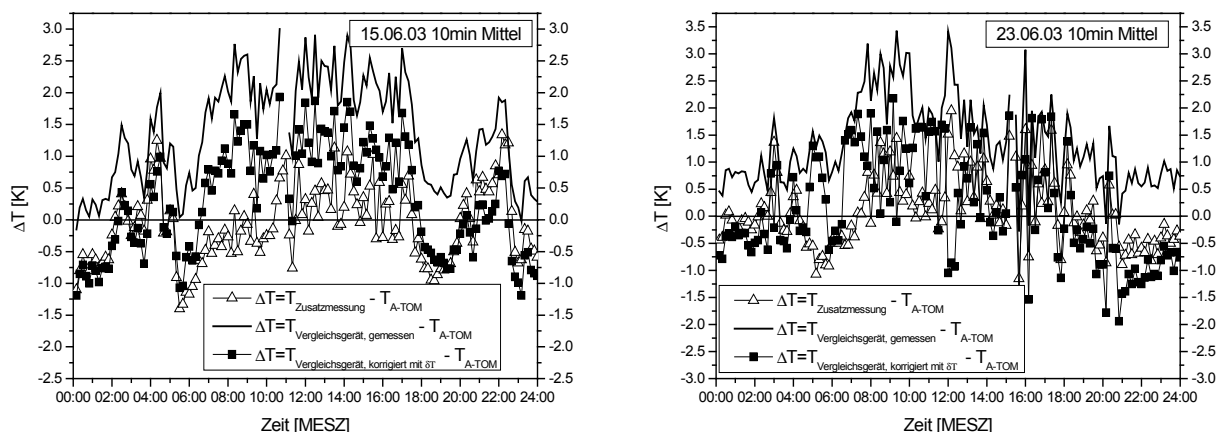


Abb. 7: Temperaturdifferenzen der 10 Minuten Mittelwerte des Tagesganges der gemessenen Temperaturwerte des Vergleichsgerätes, der Zusatzmessung und den mit Hilfe des errechneten Strahlungsfehlers korrigierten Temperaturwerten des durch kurz- bzw. langwellige Einstrahlung belasteten Vergleichsgerätes mit den aus den akustischen Sondierungen berechneten Temperaturen.

In den Abbildungen 7 ist durch die Korrektur mit Hilfe des errechneten Strahlungsfehlers für das Vergleichsmessgerät eine gute Anpassung des Temperaturverlaufes an die übrigen Messungen zu erkennen. Die Differenzen für die korrigierten Werte schwanken zwischen ca. -1 K und +2 K. An beiden Tagen stimmt der korrigierte Temperaturverlauf in den Morgen- bzw. Abendstunden sehr gut mit den Temperaturen aus den Zusatzmessungen überein. Die verbleibenden Abweichungen während der Mittagsstunden und intensiver kurzweiliger Einstrahlung sind nach der Korrektur mit dem Strahlungsfehler deutlich geringer und können möglicherweise auf einen Kalibrierfehler zurückgeführt werden. Das bedeutet, dass man mit den hier vorgestellten Berechnungsmethoden in der Lage ist, zwischen einem Kalibrierfehler und einem Strahlungsfehler zu unterscheiden. Der Vergleich am 23.06.03 zeigt ein ähnliches Verhalten der Temperaturverläufe, allerdings nicht so deutlich wie am 15.06.03, aufgrund der teilweise recht hohen Windgeschwindigkeiten an diesem Tag.

6 Diskussion der Ergebnisse

Akustische Messverfahren (z.B. Ultraschallanemometer, Akustische Laufzeittomografie) eignen sich für eine durch solare Einstrahlung unbeeinflusste Temperaturmessung besonders gut, da durch die indirekte Messung der Parameter die Geräte- bzw. Sensorerwärmung durch den Strahlungseinfluss bei ihnen keine Rolle spielt. Eine Erwärmung der Lufttemperatur durch intensive Sonneneinstrahlung äußert sich dabei in einer Erhöhung der Schallgeschwindigkeit, was sich bei diesen Messverfahren wiederum an den geringeren Laufzeiten der akustischen Signale feststellen lässt.

Die Nachteile des Messverfahrens der A-TOM liegen in der zurzeit erreichbaren Genauigkeit und den benötigten Zusatzmessungen, um die Lufttemperatur aus den akustischen Sondierungen berechnen zu können.

Die Studie hat gezeigt, dass es zwar möglich ist, den Strahlungsfehler eines konventionellen Vergleichsmessgerätes über den relativen Fehler der spezifischen Feuchte q abzuschätzen (Glg. 7), jedoch wurde ebenfalls deutlich, dass eine Umrechnung in eine entsprechende strahlungsbeeinflusste Temperatur nur relativ ungenau möglich ist. Dies liegt zum Einen an der Problematik, dass Zusatzmessungen für die relative Feuchte und den Druck benötigt werden und den damit entstehenden Abhängigkeiten (Fehlerfortpflanzung) bei den Berechnungen. Zum Anderen an der natürlichen Differenz zwischen der akustischen virtuellen Temperatur

und der absoluten Temperatur, die erst überschritten werden muss, um eindeutige Aussagen über das Verhalten des Strahlungsfehlers treffen zu können.

Wie die Abbildung 6 zeigt, unterscheiden sich der berechnete Strahlungsfehler des Vergleichsmessgerätes im Vergleich zur einfachen Differenzenbildung der Temperaturen deutlich voneinander. Es werden sowohl negative als auch positive Abweichungen, wie es bei den Abschätzungen über die *strahlungsbelastete* spezifische Feuchte – die den Strahlungsfehler repräsentiert – bzw. den relativen Fehler der spezifischen Feuchte (vgl. Abb. 2) der Fall ist, erkennbar. Theoretisch würde man erwarten, dass der berechnete Strahlungsfehler geringer als die Differenzen zwischen den akustisch bestimmten Temperaturen und den gemessenen Temperaturen des Vergleichsmessgerätes sind. Für den Fall, dass der Strahlungsfehler geringer ist, kann davon ausgegangen werden, dass das Ergebnis aus den angegebenen Gleichungen [8] und [9] eine durch kurz- oder langwellige Einstrahlung belastete Temperatur ist. Dadurch wird außerdem eine Trennung zwischen Strahlungsfehler und Kalibrierfehler möglich (vgl. Abb. 7). Wäre andernfalls der Strahlungsfehler durchweg höher als die normale Temperaturdifferenz, kann mit der hier aufgezeigten Berechnungsmethode nur schwer eine eindeutige Aussage über einen Strahlungsfehler eines Messgerätes getroffen werden.

Aufgrund der Abhängigkeiten der berechneten Größen untereinander (vgl. Tab. 1) und der Messfehler der verschiedenen Messsysteme sind die berechneten Strahlungsfehler mit einer großen Unsicherheit belastet und somit nicht unbedingt ausschließlich auf den Strahlungseinfluss zurückzuführen. Der Wert für die Unsicherheit, mit welcher der Strahlungsfehler bestimmt werden kann, liegt bei ca. ± 0.8 K (Glg. 11). Damit liegt der Fehler deutlich über dem Genauigkeitsbereich der A-TOM (ΔT ca. ± 0.3 bis ± 0.5 K). Die Unsicherheit resultiert aus den Zusatzmessungen der relativen Feuchte, der Temperatur und des Druckes die notwendig sind, um Lufttemperaturen aus den akustischen Sondierungen bestimmen zu können sowie den damit verbundenen Abhängigkeiten der Messgrößen voneinander. Um qualitative Aussagen über den Strahlungsfehler treffen zu können, sollte der absolute Fehler maximal ± 0.1 K vom Genauigkeitsbereich der A-TOM abweichen. Eine Verringerung des Fehlers ist bei dem aktuellen Stand der Messtechnik für das akustische Messsystem A-TOM durch die Verwendung neuer Bauelemente (Schnittstellenwandler, höhere Abtastfrequenz, etc.) nur bedingt möglich. Die Genauigkeit variiert außerdem sehr stark mit der Entfernung zwischen Sender und Empfänger, der Anzahl der Messstrecken sowie der Genauigkeit bei der Positionsbestimmung der Sender und Empfänger. Je größer der Abstand zwischen Sender und Empfänger gewählt wird (max. 500 m), umso geringer wirken sich Laufzeit- bzw. Laufwegfehler auf die Messungen aus.

Letztendlich ist eine Umrechnung der *strahlungsbelasteten* spezifischen Feuchte in eine entsprechende „Strahlungsfehler-Temperatur“ aufgrund der gegenseitigen Abhängigkeiten der berechneten und gemessenen Parameter untereinander nur bedingt anwendbar, da hier bereits Fehler aus den benötigten Zusatzmessungen in die Berechnungen einfließen. Des Weiteren ist die akustische virtuelle Temperatur von vornherein schon etwas höher als die aktuell gemessene Temperatur, da hier zusätzlich der in der Luft enthaltene Wasserdampf berücksichtigt wird. Um eine eindeutige *strahlungsbelastete* spezifische Feuchte bzw. Temperatur aus den Berechnungen zu erhalten, muss der „natürliche“ Differenzbetrag zwischen akustischer virtueller Temperatur und der Temperatur-Vergleichsmessung erst überschritten werden (vgl. Glg. 5).

Zusammenfassend kann als Ergebnis der Sensitivitätsstudie festgehalten werden, dass eine Abschätzung des Strahlungsfehlers über die spezifische Feuchte prinzipiell möglich ist. Mit Hilfe dieser Methode können zumindest annähernd Aussagen über eine eventuelle Beeinflussung der Temperaturmessungen durch intensive kurzwellige Einstrahlung bzw. langwellige Ausstrahlung im Sinne eines negativen oder positiven Strahlungsfehlers getroffen werden. Außerdem ist eine Unterscheidung zwischen Strahlungsfehler und Kalibrierfehler, wenn auch nur bedingt, möglich.

Eine Möglichkeit, die Methodik zur Berechnung des Strahlungsfehlers dennoch anzuwenden, wäre die Messung der Feuchte mit dem akustischen Messsystem selbst (Dämpfungstomografie), wobei dann auf Zusatzmessungen durch andere Geräte verzichtet werden kann und sich die Abhängigkeiten der zu bestimmenden Parameter auf ein und dasselbe Messgerät beschränken. Ebenfalls denkbar wäre die Anwendung dieser Methode auf Absolutmessungen der Temperatur mit einem Ultraschallanemometer in Verbindung mit einem sehr präzisen Feuchtemessgerät (z.B. Lyman- α -Hygrometer), um so die Abhängigkeiten der berechneten Größen voneinander zu minimieren. Da die Temperaturmessung eines Ultraschallanemometers sehr genau (ΔT ca. ± 0.1 K) und ebenfalls strahlungsunbeeinflusst ist, könnte so aus der Berechnung der akustischen virtuellen Temperatur der Strahlungsfehler eines Vergleichsmessgerätes möglicherweise präziser bestimmt werden.

7 Danksagung

Bedanken möchten wir uns bei den Mitarbeitern des Instituts für Troposphärenforschung Leipzig e.V. Herrn Dr. G. Spindler, Herrn A. Grüner und Herrn J. Hanß, die die experimentellen Arbeiten an der Forschungsstation Melpitz ermöglicht und mit großem Engagement unterstützt sowie zahlreiche Messdaten bereitgestellt haben.

8 Literatur

- Anderson, S.P., Baumgartner, M.F., 1998:** Radiative heating errors in naturally ventilated temperature measurements made from Buoys. *J. Atm. Oc. Tech.*, **15**, 157-173.
- Arnold, K., 2000:** Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, **18**, Diss. 136 S.
- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., 2001:** Acoustic tomography in comparison to in-situ temperature and wind measurements. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **22**, 60-68.
- Arnold, K., Ziemann A., Raabe, A., Spindler, G., 2002:** Acoustic travel time tomography in comparison with conventionally measurements over inhomogeneous surfaces, *Geophys. Res. Abstracts 4*, publ. on CD-ROM.
- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., Spindler, G., 2004:** Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **85**, 175-186.
- Arnold, K., Daniel, D., 2004:** Der Einfluss der Temperatur und Feuchte auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen für Luft. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **34**, 71-77.
- Daniel, D., 2004:** Validierung des Verfahrens der Akustischen Laufzeittomografie durch den Vergleich mit konventionellen in situ Messungen. Diplomarbeit, 133 S.
- Foken, T., 2003:** Angewandte Meteorologie – Mikrometeorologische Methoden. Springer Verlag Berlin, 289 S.
- Frankenberger, E., 1951:** Untersuchungen über den Vertikalaustausch in den unteren Dekametern der Atmosphäre. *Ann. Meteorol.* **4**, 358-374.
- Kottmeier, C., 2002:** Meteorologische Messmethoden. Vorlesungsskript, Universität Karlsruhe, Inst. f. Meteorologie, 128 S.
- Nakamura, R., Mahrt, L., 2004:** Air temperature measurement errors in a naturally ventilated multi-plate radiation shield. *Proceedings of the 16th Symposium on Boundary Layers Turbulence and 13th Conference on Interactions of Sea and Atmosphere*. Portland, USA.
- Ostashev, V.E., 1997:** Acoustics in moving inhomogeneous media. E & FN Spon, London, 259 S.
- Schienbein, S., Arnold, K., 2002:** Verbesserung des Strahlungsschutzes an einer ventilier-

ten Hütte zum Nachweis von kleinräumigen und kurzzeitigen Veränderungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **26**, 67-68.

Sonntag, R.E., van Wylen, G.J., 1991: Introduction to Thermodynamics – Classical and Statistical. 3.Ed. John Wiley & Sons, New York, 771 S.

Extreme Weather: Mitigation Enhancement by Better Forecasts or by Better Knowledge on Event Frequencies?

G. Tetzlaff

Summary

The quality of forecasts can be measured with a wide variety of indices and formulae. All these approaches rely basically on the relation between the numbers of correct forecasts, wrong forecasts, false alarms and rejected cases. In the case of extreme events damage is the major topic. All extreme events by definition are more or less rare events. In many applications the events frequency of an extreme event is selected to be one event per 100 hundred years. Depending on the application other such event frequencies are in use. The mitigation of damage mainly uses rules for the design structures such as buildings. In principle their proper application would allow damage to occur only if a meteorological event oversteps a certain predefined threshold value. In practice the threshold proves to represent more something like a soft shoulder and damage is already observed to be caused by events somewhat smaller than the damage threshold value for the extreme weather case. No matter what its exact definition each threshold value is connected to an event frequency. This event frequency is hard to obtain in particular in the vicinity of the threshold of the extreme event case, because it has to be derived from data scarce by definition, however long the observation time series are. Therefore, these threshold values are subject to a certain inaccuracy. In addition, the low frequencies show some variability with time. Recently, climate changes support the idea that also the occurrence frequency of extreme values will change, increase, in the future. Calculating the forecast quality using the basic data leads to two formulations of the forecast quality, both based on the same principles. The fraction formulation correctly is free from any absolute damage height, it is sufficient to find one reference value. When going to the cumulative formulation the role of the effect of the frequency of occurrence can be clarified. The two equations allow to compare the effects of long term changes and inaccuracies of the frequency of occurrence of extreme events with the effects of the improvements of the weather prediction.

The results show that the improvement of the weather prediction and the better establishment of long term data, in particular the better accuracy of frequencies of occurrence, do contribute to damage mitigation in about the same order of magnitude, both of them being primary tasks of public weather services needing a similar degree of attention.

Zusammenfassung

Die Bemessung der Qualität der Vorhersage verwendet eine ganze Reihe von unterschiedlichen Methoden und Verfahren. Die Einteilung erfolgt in Kategorien, die meist als Treffer, Fehlvorhersagen, Fehlalarme und als nichtzutreffende Fälle bezeichnet werden. Extreme Ereignisse sind per Definition seltene Ereignisse und verbunden mit solchen seltenen Wetterereignissen treten Schäden auf. Daraus ergibt sich auch die Motivation, sich mit der Kombination von Schäden und seltenen Ereignissen zu befassen. Quantitativ werden als seltene Ereignisse solche bezeichnet, die im Mittel seltener auftreten als einmal pro 100 Jahren. In der Praxis werden auch andere Wiederhol frequenzen verwendet. Zur Vorbeugung werden die Dimensionierungen von Bauwerken an solchen Ereignissen orientiert, z.T. in Baunormen fixiert. Legt man die in den Baunormen enthaltenen Grenzwerte zugrunde, so dürften Schäden durch Wetterereignisse nur selten auftreten. In der Praxis werden Schäden aber schon weit unterhalb der Bemessungsgrenzen beobachtet. Aber unabhängig vom gewählten Schwellwert besteht

das Problem, diesen Schwellwert zu quantifizieren. Je seltener ein Wert auftritt, desto schwieriger ist er festlegbar und desto ungenauer ist er. Darüber hinaus ist es besonders schwierig, langfristige Veränderungen solcher Schwellwerte zu ermitteln. Daher ist die Quantifizierung der Vorbeugungsmaßnahmen bis zu einem gewissen Grad willkürlich und vom a priori gewählten Sicherheitskonzept bestimmt. Die Vorbeugung besteht auch in der Bereitstellung von Vorhersagen für den Fall des Überschreitens der Dimensionierungslasten durch Wetterereignisse. Die Formulierung von vorab normierten Schäden erfolgt hier relativ und absolut. Das ermöglicht den Vergleich der Wirkung von Vorhersageverbesserungen mit denjenigen der Verbesserung der Genauigkeit der Schwellwerte, d.h. insbesondere der Verringerung der Sicherheitszuschläge aus Unkenntnis. Die Ergebnisse zeigen die Vergleichbarkeit der Wirkungen beider Verbesserungen. Insofern sind es zwei gleichrangige Aufgaben, die Wettervorhersage zu verbessern und die Kenntnis über die extremen Ereignisse durch die Sicherung von Langzeitbeobachtungen zu verbessern.

Introduction

All weather forecasts rely on the calculations produced by numerical models of the atmosphere (e.g. Greene and Morrissey 2001, Kalnay 2002, Spekat (ed.) 2002). These forecasts are the basis of all warnings. For simplification in the following forecasts and warnings are regarded as identical, though warnings to become effective in reality do need far more than a weather forecast alone. The forecast intervals extend from about one hour well into the range of many year. The standard operational weather forecast predicts in the time interval from about one day to about ten days. Since the first introduction of the numerical weather forecast more than 50 years ago, quite a lot of experience has been gathered on the matter and substantial progress was achieved with respect to all weather prediction (e.g. Zipser 1990, Buizza et al. 1999, Tetzlaff et al. 2001, Thorpe 2004). Shorter term forecasts for minutes or a few hours require the application of special tools, as do the longer term forecasts going beyond about 10 days. The long term climate predictions are particularly used in terms of statistical information. These usually are the mean values of parameters like the temperature and to a certain extent the frequency distribution as well. It is in the tail part of these distributions that the most interesting information is found, the frequency of large and thus rare events. The deterministic models of the atmosphere producing all forecasts make use of the same basic equations. They also have in common that the very small scale atmospheric processes, in particular everything in turbulence and water droplet formation is included in parametric form alone, because an explicit description is not possible. Regarding the wide range of forecast time scales it is not surprising, that spatial resolution of the forecast parameters as well as the quality and reliability of the forecasts also show a wide range. As a consequence the usefulness for warnings differs depending on the combinations of scale, initial data quality, and the parameter considered. There is an extensive scientific discussion going since the very beginning of weather forecasting on the possibilities and the limits of weather forecasts (e.g. Lorenz 1969, Shukla 2005, Beare 2003, Hudak 2003).

In practice the wide range of forecasts denotes quite different fields of the application. A very short term warning of some minutes can only be issued for a similarly short time in advance of an event, and it can only be restricted to very local events. This is because of the close interrelation of time and space scales of atmospheric processes. Small scale allow very little reaction time, hence short term forecasts have to be specifically designed and used in particular fields of application, i.e. when high "mobility" allows to successfully react. The standard forecasts extend from one day in advance to about ten days. Within this period of time reactions allow to include more time consuming measures. A typical example is the evacuation of

a region because of a tropical cyclone. In addition such time span at hand it is possible to secure valuable property, i.e. by fastening of exposed structures.

Going to longer time scales means to change the whole perspective. First of all long term forecasts are not valid for individual events, such as an individual winter cyclone. The relevance of all long term predictions grows with the deviation from the measured current conditions. Therefore, it is of major interest to find the future changes of the frequency of occurrence of rare events. The quantification of the current conditions is based on the observational time series. From these data all information on how frequent a particular value is exceeded are derived. In practical use, e.g. building codes, the knowledge on the frequencies appears in the form of threshold or design values. These design values define the resistance of a building towards an extreme weather event, in other words the susceptibility towards damage. The proper application of such codes makes sure that any damage only occurs with a frequency that is generally acceptable. To find the optimum threshold value is a permanent task. Pushing the design threshold values upwards means to rise the cost, but makes the structures more damage resistant. Allowing lower thresholds brings damage more frequently, at lower initial cost. It should be noted that the subject here is only the quantification of the frequency of occurrence of potentially and thus rare weather events. However, the quantifications from basic statistical considerations (e.g. Wilks 1995) is only possible with an error, which increases with the size of the events, or with decreasing frequency of occurrence. In practice there is a mixture of influences on the values used in codes. After almost each major occurrence of damage an adaptation of the threshold values occurred. This leads to a certain creeping increase of safety standards and consequently a loss of sharpness in the definition of a threshold value. The threshold values are hence neither very precise nor are they stable with time. This simply is due to the fact that the quantification of event frequencies for events to be expected to occur once per 100 years is hard to calculate. The average life span of most structures like buildings is 100 years and longer, needing a projection of the design values into this time span into the future. It is not to be expected that the climatic conditions will remain constant and with the climatic change the frequencies of occurrence of extreme weather events will change together with the frequency of damaging events. It is of some interest to compare the effects of forecast improvements with the inherent inaccuracy of the present day threshold values with respect to damage, and with future changes of these same frequency values.

Forecast Quality

All weather forecasts are limited in their accuracy (e.g. Smith 1999, Palmer et al. 2000, Palmer et al. 2001, Georgakakos 2001, Jung and Tompkins 2003). There are many reasons for this. As most limiting proves the fact that atmospheric processes can only partly be represented in the forecast models, and that the observations to define the initial state of the atmosphere are inaccurate and incomplete (e.g. Spekat (ed) 2002). It should be kept in mind that the forecast quality shows some relation to frequency of the event, and that extreme events are particularly hard to predict correctly (Lalauette 2003, Deutscher Wetterdienst 2004, Berliner Wetterkarte 2004). The use of forecast products is almost completely restricted to such parameters that describe parameters that show themselves at the earth's surface. This means that the free atmosphere forecasts are not of significance here. The quality of the latter ones is in every respect higher than for the surface parameters. There are recent efforts to improve the forecast quality for the surface bound parameters (e.g. Meehl et al. 2000, Molteni et al. 2001 WMO 2005). Recently it became apparent that in particular extreme surface weather needs better forecasts (e.g. Palmer et al. 2001, Hollingsworth et al. 2002). Recently was established the relation between the quality of the extreme weather forecast and the damage, i.e. the eco-

conomic value (e.g. Zhu et al. 2001, Richardson et al. 2000, Smith et al. 2001, Smith 2003). From the economic side emerges a certain justification to further invest in the improvement of weather forecasts. How to quantify the economic value of weather forecasts altogether proves to be an extremely difficult task if a comprehensive quantitative answer is requested (e.g. Gunasekara 2004). Therefore here the attempt is limited to relative calculations on a scalable basis.

The basis of any estimate of the value of a weather forecast is the verification. There exist quite a number of concepts and ideas of how to evaluate forecasts (e.g. DWD 2004, Lalaurette et al. 2003, Wilks 1995). It is a particularly wide field if economic considerations should be enclosed (e.g. Anderson-Berry et al. 2004, Stewart 2004, Gerapetritis et al. 2004). Therefore the following ideas base on the simple distinction between a correct and missed forecast. In practice this means to summarize the possible cases in a contingency table, which knows the categories “observed” and “forecast”, and the categories “yes” and “no”. These distinctions are standard procedure (e.g. DWD 2004). An event is counted as observed, when the observed parameter exceeds a certain threshold value. Each threshold value is connected to a frequency of occurrence. The threshold is taken preferably from a event size that is expected to cause some damage. This means that the forecast quality is investigated here only for weather events which on average occur less than once per year. All occurring events than are assigned either to be predicted correctly (hit h) or not correctly forecast, i.e. missed (m). The total number of occurrences of events beyond the threshold is then counted as t . Here the quantity t denotes the frequency of event occurrences per year. In the cases considered the magnitude of t will always be smaller than 1, what would designate one event per year on average. In the case an event is forecast, but the threshold is not reached, a “false alarm” is produced. The majority of the cases will be in the category of the correctly forecast weather parameter that does not reach the beforehand defined threshold value.

Figure 1: Contingency table for weather prediction. The total number of cases t consists of two components: the correct forecasts (hits h) and the misses (m). The remaining cases mostly consist of the many cases with no extreme event detected and no such event being forecast (rejection). In some cases however, the transgression of a threshold is forecast without its occurrence (false alarm).

		Forecast	
		Yes	No
O b s e r v a t i o n	Yes	HIT h	MISS m
	No	FALSE ALARM f	REJEC- TION

For the moment there is no further specification given on the type of event, which can wind speed, rain amount, hail, tornado, gale force wind or any other weather parameter. It makes the following reasoning simpler without being compulsory, if the maximum number of events per day is limited to one.

In terms of weather forecasts the total number of cases splits into the correctly predicted ones the hits h and the not predicted ones the misses m (equation 1).

$$t = h + m \quad (1)$$

The damage due to a weather event depends on the size of the event. However, there certainly will be no such damage when the event is very small. A simple estimate is to assume that damage requires an event of size that is rarer than one event per three years, that means t reaches at least 0.33, or more probable 0.2. However, this certainly is not the design load for planned structures. The standard design value for private home buildings in many countries for the frequency is of a magnitude of 0.02 to 0.01, that means one damaging event per 50 or 100 years. The lower threshold is found in practice and due to the facts that the susceptibility to damage increases with the age of the structures, and the inhomogeneity of the damaging weather event. The latter one means that measurements are taken at one particular site, in a distance of 10 or even 100 kilometers from the damage location. Some of the extreme weather events, such as a tornado are of much smaller size and can therefore in most cases not be directly detected. The functional dependency of the damage is proportional to some power of the event size, the power being in the range of about 3 and 4. There is some discussion in the literature as which power is the most realistic one (MunichRe 1993, Wills et al. 1998). The power n is selected to be 3 here, a rather conservative estimate in the light a recent damage events.

Here all weather event beyond a reference threshold with an occurrence of lower than 0.2 events per year are considered and all these events are called extreme events here. The damage inflicted when events greater than the above mentioned occur is denoted with D . If an appropriate weather prediction is available, the purpose for issuing it, is to achieve mitigation by taking precautions. These precautions cause some cost C . Altogether it is clear, that the damage D can be split into two parts, keeping in mind that all what follows happens in the range of meteorological events that exceed the damage threshold. Of this damage some part will occur anyway, no matter what measures are taken. This part of the total damage is called unavoidable damage u . This in any case is the greater part of the total damage D . A smaller part of the damage can be avoided by the precautions. This part is called a . The damage partition can be expressed in a simple equation :

$$D = (a + u) D, \quad \text{with } a + u = 1 \quad (2)$$

The Consideration of the Frequency of Occurrence in the Height of the Damage

As mentioned the damage D depends on the size of the event, if beyond the threshold value for t . Damage is proportional to the third power of the event size, this means reciprocal to the frequency of occurrence. This allows to write the damage D in relation to a reference damage D^* using the formulation for t , the frequency of occurrence. To achieve dimensional neutrality the reference frequency t_0 is introduced to normalise the effects of t . The numerical value is selected to be 0.2, in practice implying that damage begins to occur when the threshold of an event size is reached, which on average occurs every five years. Then the damage D can be described by equation 3a :

$$D = D^* / (t / t_0)^n \quad \text{with } t_0 = 0.2 \text{ and } t < t_0 \quad (3a)$$

The same applies for the cost C to avoid damage. It is assumed that C can be treated identically to D.

$$C = C^* / (t / t_0)^n \quad \text{with } t_0 = 0.2 \text{ and } t < t_0 \quad (3b)$$

When the frequency of occurrence is not constant but subject to changes these might be expressed as an additional contribution to t, in the form of Δt . This then brings the frequency of occurrence to the more general term $(t + \Delta t)$. The sign of Δt may be positive or negative. This then has to be applied to equations 3a and 3b in order to make the damage adjust to changes of t. This adjustment is then normalised with the frequency t, and finally taken to the n-th power. This power is assumed to be same as for the damage, what is plausible. This then leads to the increase or decrease of the damage in the same proportionality as it was applied for the frequency, however in an inverse proportionality, because an increase in the number of events has to increase the damage. The change of t has to be introduced into equations 3a and 3b as well in the denominator as $(t + \Delta t)$ instead of t alone. This added to equations 3a and 3b results in the equations 3c and 3d.

$$D = D^* ((t + \Delta t) / t)^n / ((t + \Delta t) / t_0)^n = D^* (t_0 / t)^n \quad (3c)$$

$$C = C^* ((t + \Delta t) / t)^n / ((t + \Delta t) / t_0)^n = C^* (t_0 / t)^n \quad (3d)$$

These equations take care of the effects that damage is proportional to the event size as coupled to the frequency of occurrence. Furthermore it takes care of changes of t. Assuming n to be similar in both cases simplifies the equations to the above shape.

The Fractional Equation

The interesting part is now to find an expression that considers the quality of the weather predictions and couples this to the damage. Here it is avoided to have to insert absolute numbers of damage etc. If real cases are investigated it is necessary to define the type of event with the reference frequency and a possibly different damage functional power.

The positive effects appear in figure 1. These consist of the number of cases with correct forecasts multiplied with the avoidable damage. From this the cost for the precautionary measures have to be deducted. On the other part the losses occur in all cases with no proper weather prediction. In these cases the full damage (equation 2) has to be taken into account.

In addition, in the cases of false alarms the cost for the mitigation measures has to be taken on the cost/damage side. In the case of the non events there is no cost to be considered, except the cost for the existence of the weather service itself. The latter cost is assumed to be zero.

With these components a relative “gain function” G can be defined. In the numerator is put the product of the hits with the avoidable damage $((h + \Delta h)aD)$ and on the negative side the cost $((h + \Delta h) C)$. The denominator consists of the misses m multiplied with the damage D plus the cost for the false alarms fC . Taken together this brings an equation for the relative gain G’ :

$$G' = (h + \Delta h) (aD - C) / ((m + \Delta m) (uD + aD) + fD) \quad (4a)$$

Introducing the reference damage value D^* instead of D , and using that the product fC is always small, leads to a formulation that is not any longer dependant on the event frequency. The same applies to the product fD in the cases realistic prediction successes are assumed. It should be noted that repeated false alarms may result in indirect negative effects. Using equation 1 then brings the formulation of G in equation 4b :

$$G = (h + \Delta h) (aD^* - C^*) / ((m + \Delta m) D^*) \quad (4b)$$

In the case of constant conditions for damage and cost this equation simplifies to equation 4c :

$$G'' = X (h + \Delta h) / (m + \Delta m) \quad \text{with } X = (aD^* - C^*) / D^* \quad (4c)$$

This clearly shows the effects of improvements of weather forecasts. The simplicity emerges, because in the cases considered the role of false alarms is small.

The results from equation 4b depend on the interrelations between the parameters of the normalised damage D^* , the normalised precautionary cost C^* , the fraction of the avoidable damage a , the frequency of occurrence per year t and the relative number of correct forecasts h . From the structure of the equation it is clear that G depends in a non linear way from the combination of these parameters. Taking the reference damage D^* to 1.00 it is clear that the avoidable part of the damage is considerably smaller than the damage itself. Furthermore it is clear that any measures to avoid damage have to be also considerably smaller than the avoidable damage altogether. In both cases for simplicity a ratio of one to ten is assumed. The occurrence frequency per year is taken to 0.2, with half of these events correctly forecast. The exemplary data are summarised in table 1.

Table 1: Selected quantities for the calculation of the relative gain G . The assumption are based on the data for wind gust forecasts in northern Germany (Berliner Wetterkarte 2004). The estimates for parameters h and a are optimistic.

D^*	1.00	$t + \Delta t$	0.2	
a	0.10	$m + \Delta m$	0.1	$G = 0.09$
C^*	0.01	$h + \Delta h$	0.1	

with improved forecasts ($h = 0.12$; $m = 0.08$), and with a case of low forecast quality ($h = 0.02$; $m = 0.18$) the quantity G changes, all other parameters assumed to be constant :

$h = 0.12$	$G = 0.135$
$h = 0.02$	$G = 0.001$

Going to a really extreme weather event the pattern changes. The hit rate is much lower (Smith 2003), the avoidable damage fraction is much lower as well. An example for the results is shown in table 2. Inserted into equation 4b the results show the drastic effect on the relative gain G .

Table 2: Selected quantities for the calculation of the relative gain G. The data are typical for an extreme events of the class once per 100 years.

D*	1.00	t + Δt	0.01	
a	0.02	m + Δm	0.009	G = 0.0011
C*	0.01	h + Δh	0.001	

The results shows the drastic reduction of the forecast benefits when going to extreme events.

The Cumulative Formulation

Instead of using the fraction as in equations 4a, 4b and 4c, the summation of the damage holds some additional information. The basis again is the contents of figure 1. The gains and the damage/cost are taken as in the examples above. This brings a cumulative parameter M, which is shown in equations 5. Again the dependency of the damage on the event size is inserted according to equations 3a and 3b. As in equations 4 the influence of the false alarms is neglected and the cost to sustain the weather service is assumed to be zero. This summation then brings equations 5a (with the analogue equation 4a and 5b with the analogue equation 4b) :

$$M' = (h + \Delta h) (aD - C) - ((m + \Delta m) D) \quad (5a)$$

$$M = (t_0 / t)^n ((h + \Delta h) (aD^* - C^*) - (m + \Delta m) D^*) \quad (5b)$$

It should be kept in mind that equation 5b already comprises the effects of any changes in the frequency of occurrence Δt. The changes in the frequency are fully taken care of in the h- and m- terms which do depend on the absolute number of occurrences per year. D* and C* refer to the reference value t₀. M in all realistic basically is a negative number, because no matter what the forecast can mitigate, the unavoidable damage will be greater. However, it should be noted, that M certainly is dependent on any changes that happen to the value of D*. Changes may be systematic when e.g. building codes are adjusted to real or expected changes in the occurrence frequencies.

Equation 5b makes it easy to make the influences of forecast improvements, of threshold value inaccuracies, systematic changes of the frequency of occurrence on the economic benefits transparent. To demonstrate the effects of climatic change or frequency inaccuracies and of forecast improvements, the numbers as presented in tables 1 and 2 are inserted into equation 5b.

Table 3: Results for M based on the quantities of table 1. The values of the normalised damage M per year are here demonstrated with respect to changes of the frequency of occurrence.

t + Δt = 0.2		t + Δt = 0.22		t + Δt = 0.18	
h + Δh = 0.1	M = - 0.091	h + Δh = 0.11	M = - 0.100	h + Δh = 0.09	M = - 0.082
m + Δm = 0.1		m + Δm = 0.11		m + Δm = 0.09	

Inserting the numbers of table 2 into equation 5b brings drastic changes for the damage height M (table 4).

Table 4: Results for the normalised damage M per year based on the quantities of table 2.

$t + \Delta t = 0.01$	$t + \Delta t = 0.011$	$t + \Delta t = 0.009$
$h + \Delta h = 0.001$ $M = - 72$	$h + \Delta h = 0.0011$ $M = - 79$	$h + \Delta h = 0.0009$ $M = - 65$
$m + \Delta m = 0.009$	$m + \Delta m = 0.0099$	$m + \Delta m = 0.0081$

The results in tables 3 and 4 show the effects of the changes in the basic event frequency t quite distinctly. The combined effects of the changes of the small change and the overall effect result in a non-linearity as can be derived from equation 5b as well.

Equation 5b is also capable to handle the effects of improvements of the weather prediction. The two standard cases are presented as examples in table 5.

Table 5: Results of M based on the quantities from tables 1 to 4 applied to forecast improvements.

$t + \Delta t = 0.2$	$t + \Delta t = 0.01$
$h + \Delta h = 0.12$ $M = - 0.069$	$h + \Delta h = 0.002$ $M = - 62$
$m + \Delta m = 0.08$	$m + \Delta m = 0.008$

Assuming the time scales of the changes to be some ten years it results that the changes as presented in tables 3, 4 and 5 exhibit economic effects of similar magnitude. That means effects of the projected long term changes of the events frequencies and the ones of the forecast improvements are of similar magnitude. The inaccuracies of the event frequencies are also of the same magnitude as the projected long term changes.

Conclusion

The assumptions presented in the equations applied here simplify the complexity of the problems considerably. Whether or not the results are subject to essential changes in the case of less parameterised approaches needs closer inspection. Meanwhile it may be allowed to state that the simplistic approach was driven by the immense needs to shape preparedness, as e.g. formulated recently in the WMO Long-term Plan (WMO 2005) and the lack of more correct and comprehensive information on the matter.

Further conclusions turn out to be rather straightforward. Both mentioned components, that is on the one hand the improvement of the weather prediction, and on the other one the better quality of long term data, in particular the higher accuracy of frequencies of occurrence of extreme weather events, do contribute to damage mitigation in about the same order of magnitude in terms of the economic value, and the provision of both are a primary fields of action for public weather services and thus do need similar attention.

References

- Anderson-Berry L. et al., 2004 : The societal, social and economic impacts of the world weather research programme Sydney 2000 forecast demonstration project (WWRP S2000 FDP), *Weather and forecasting* 19, p. 168-178.
- Beare R.J., 2003 : The predictability of cyclones : non-linear sensitivity to localised potential -vorticity perturbations, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 129, p. 219-238.
- Bengtsson L. and Simmons A.J., 1983 : Medium-range weather prediction – operational experience at ECMWF, in large-scale dynamical processes in the atmosphere, Eds. Hoskins B.J. and Pearce R.P., Academic Press, p. 337-363.
- Berliner Wetterkarte; 2004 : Prognosenprüfung Jahr 2003/04, Eds. Verein Berliner Wetterkarte, Freie Universität Berlin, Berlin.
- Buizza R. et al., 1999 : Current status and future developments of the ECMWF ensembleprediction system, *Metorol. Appl.* 6, p.1-14.
- Changnon S.A. et al., 2000 : Human factors explain the increased losses from weather and climate extremes, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 81, p. 437-442.
- DWD (Deutscher Wetterdienst), 2004 : Verifikationsbericht Nr. 30, internal report, 65p.
- Georgakakos P.K. and Krzysztofowicz R. (eds.), 2001 : Special issue on probabilistic and ensemble forecasting, *J. Hydrol.* 249, 1-196 pp.
- Gerapetritis H. and Pelissier J.M., 2004 : The critical success index and warning strategy, 17th Conference on Probability and statistics in the atmospheric sciences, Session 2, 4 pp.
- Greene J.S., Morrissey M.L., 2002 : Determining the accuracy and limits of predictability of numerical weather prediction for regional tactical military operations, Oklahoma University Norman.
- Gunasekara, 2004, Economic issues relating to meteorological services problem, Bureau of Meteorol. Australia, BMRC Research Report 102, 121 p.
- Hense A. et al., 2003 : Quantitative Niederschlagsvorhersage ; Antrag auf Einrichtung eines Schwerpunktprogramms, homepage : Meteorol. Inst. Uni. Bonn
- Hollingsworth A. et al., 2002 : The relevance of numerical weather prediction for forecasting natural hazards and for monitoring the global environment, Technical Memorandum 361, ECMWF, Shinfield Park, Reading, England.
- Hudak D.R. et al., 2003 : Summer severe weather predictability in southern Ontario – a Doppler Radar perspective, in IUGG 2203 Volume of Abstracts, Sapporo 2003.
- Jung T. and Tompkins A., 2003 ; Systematic errors in the ECMWF forecasting system, ECMWF Technical Memorandum 422, Shinfield Park, England.
- Kalnay E., 2002 : Atmospheric modelling, data assimilation and predictability, University of Maryland, pp. 364.
- Lalurette F. et al., 2003 : Verification statistics and evaluations of ECMWF forecasts in 2001-2002, Technical Memorandum No. 414, ECMWF Shinfield Park, Reading, England.
- Lorenz E.N., 1969 : The predictability of a flow which possesses many scales of motion, *Tellus* 21, p.289-307.
- Meehl G.A. et al., 2000 : An introduction to trends in extreme weather and climate events: observations, socioeconomic impacts, terrestrial ecological impacts, and model projections, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 81, p. 413-416.
- Molteni F. et al., 2001 : A strategy for high resolution ensemble prediction. In : Definition of representative members and global-model experiments, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 127, p. 2069-2094.
- MunichRe, 1993 : Winterstürme in Europa, Münchner Rückversicherung, München, 55 pp.
- Palmer T., 1999 : Predicting uncertainty in forecasts of weather and climate, European Centre of Medium Range Forecast, Tech. Memo. No. 294.

- Palmer T.N. and Tibaldi S., 1988 : On the prediction of forecast skill, *Monthly Weather Rev.* 116, p2453-2480.
- Palmer T., 2001 : A nonlinear dynamical perspective on model error : a proposal for non-local stochastic-dynamic parameterization in weather and climate prediction models, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 127, p. 279-304.
- Palmer T. et al., 2000 : A review of predictability and ECMWF forecast performance, with emphasis on Europe. Technical Report 326, ECMWF, Shinfield Park, Reading, England.
- Palmer T. et al., 2001 : Severe weather prediction, Technical Memorandum No. 352, Shinfield Park, Reading, England.
- Richardson D.S., 2000 : Skill and relative economic value of the ECMWF ensemble prediction system, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 126, p.649-667.
- Smith L.A. et al., 2001 : End to end ensemble forecasting : towards evaluating the economic value of the ensemble prediction system. ECMWF Technical Memorandum No. 336, Shinfield Park, Reading, England.
- Smith L.A., 1999 : Uncertainty dynamics and predictability in chaotic systems, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 125, p. 2855-2886.
- Smith M.R., 2003 : The hidden cost of “unnecessary” false alarms, WeatherData Inc., homepage : www.weatherdata.com/services/whitepapers.php.
- Shukla J, 2005 : Have we reached the limit of weather predictability? In The Ed Lorenz Symposium, in The 85th American Meteorol. Soc. Meeting, AMS Boston.
- Spekat A., editor, 2002 : 50 years numerical weather prediction, *Deutsche Meteorol. Ges.*, Berlin, 255 p.
- Stewart T.R., 2004 : Understanding user decision making and the value of improved precipitation forecasts : lessons from a case study, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 85, p. 223-235.
- Tetzlaff G et al., 2001 : Sturm und Starkniederschlag ; in : *Naturkatastrophen* E. Plate and B. Merz Editors; E. Schweizerbartsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, p. 139-158.
- Thorpe A.J., 2004 : Weather forecasting : a centenary perspective, *Weather* 59, p. 332-335.
- VanderVink G. et al., 1998 : Why is the United States becoming more vulnerable to natural disasters? *EOS* November 1998, *Amer. Geophys. Union*, p. 533.
- Wilks D.S., 1995 : *Statistical methods in the atmospheric sciences*; Academic Press, San Diego, NewYork.
- Wills J. et al., 1998 : Warnings of high winds in densely populated areas, in : *Forecasts and warnings*, IDNDR Flagship Programme, Lee B. and Davis I. Eds., London, 55 pp.
- World Meteorological Organisation (WMO), 2005, *Horizon 2001*, 6th WMO Long-term Plan, Geneva, 34 p.
- Zhu Y. et al., 2001 : On the economic value of ensemble based weather forecasts. *Bulletin of the Amer. Meteorol. Soc.* 83, p. 73-83.
- Zipser E., 1990 : Rainfall Predictability : When will Extrapolation-based Algorithms Fail? In 8th Conference on Hydrometeorology, *Amer. Met. Soc.*, Boston.

Untersuchung des äolischen Sedimenttransportes mittels Saltifon und Sedimentfallen

Michael Wilsdorf und Hans-Jürgen Schönfeldt

Zusammenfassung

Bei der Bestimmung des Sedimenttransportes aus Saltifonmessungen muss die Korngröße berücksichtigt werden. Dies wurde bei der Kalibrierung der Saltifonzählrate an die MWAC – Sedimentfallen festgestellt. Es werden die strömungsbedingte Schwelle und die Aufprallschwelle für den Sedimenttransport bestimmt, wobei die strömungsbedingte Schwelle die Schubspannungsgeschwindigkeit darstellt, bei der der Sedimenttransport beginnt und die Aufprallschwelle, bei der er endet (Bagnold, 1941). Die starke Abhängigkeit dieser Schwellen von der Bodenfeuchte und der Korngröße konnte nachgewiesen werden.

Abstract

To designation the sediment transport by measuring with the saltifon should be considered the grain size. This fact is asserted by the calibration of the pulse of saltifon to the MWAC – sand traps. Two different thresholds are determined, the fluid threshold (at which the sand transport starts) and the impact threshold (at which the sand transport comes to a standstill) (Bagnold, 1941). The strong dependence of this two thresholds by the moisture content of the surface and grain size could be proven.

Einleitung

Der äolische Sedimenttransport ist der entscheidende Antrieb für den Transport von mineralischem Aerosol in die Atmosphäre (Andreae, 1995). Dieser Transport geschieht über allen Landflächen auf der Erde, insbesondere den Wüsten und Wüstenrandgebieten, aber auch über landwirtschaftlich genutzten Flächen (Schönfeldt, 2003, a). Er ist somit verantwortlich für alle äolischen Phänomene, wie Dünenbildung und Sandstürme. Eine weitere, für den Menschen kritische Auswirkung des äolischen Sedimenttransportes ist die Erosion, d.h. der Wegtransport von gutem Ackerboden einer landwirtschaftlichen Nutzfläche bis hin zur Unfruchtbarkeit. Vor diesem Hintergrund ist es von entscheidender Bedeutung diesen Sedimenttransport möglichst einfach, dabei aber genau, in seiner Form und Erscheinung zu beschreiben.

Die Sedimenttransportformel

Um den äolischen Sedimenttransport zu beschreiben, bedarf es einer Transportformel für die Transportrate $q(z)$. Die Sedimentationsrate $q(z)$ ist das absolute Gewicht einer bestimmten Menge Sandkörner pro Fläche, senkrecht zum Wind in der Höhe z und Zeiteinheit. Die Dimension ist folglich Masse pro Fläche und Zeit (Dyer, 1990). Die Darstellung von q in einer allgemein gültigen und anerkannten Form ist derzeit noch Stoff für Diskussionen. Es gibt drei prinzipielle Möglichkeiten an dieses Problem heranzugehen (Dyer, 1990).

1. Experimentell: Aus Messungen im Windkanal oder unter natürlichen Bedingungen erhält man Zusammenhänge zwischen dem Sedimenttransport und den Strömungsvariablen. Hier tritt das Problem der Vergleichbarkeit der Ergebnisse auf, da bei Windkanalmessungen im Allgemeinen eine stationäre, gleichgerichtete Strömung vorgegeben wird, welche unter natürlichen Bedingungen selbstverständlich nicht vorliegt.
2. Theoretisch: Aus den zu Grunde liegenden physikalischen Grundgleichungen werden Aussagen über die Bewegung eines einzelnen Sandkorns getroffen. Nachdem diese Gleichungen

räumlich und zeitlich gemittelt worden sind, müssen die erhaltenen Konstanten wiederum experimentell bestimmt werden.

3. Dimensionsanalytisch: Variablen, welche die Strömung und den Sedimenttransport beschreiben, werden in dimensionslose Zahlen zusammengefasst. Die hierbei auftretenden Konstanten und Koeffizienten müssen ebenfalls im Experiment bestimmt werden (Dyer, 1990).

Obwohl die verschiedensten Modellgleichungen auf unterschiedliche Art und Weise gewonnen wurden, sind sie jeweils von der ihr zu Grunde liegenden experimentellen Methode abhängig. Gemein haben viele Modelle die Aussage $q \propto u_*^3$, sowie die Voraussetzung einer stationären gleichgerichteten Strömung. Diese Voraussetzung ist in der freien Natur nicht gegeben. Eine Zusammenfassung der unterschiedlichsten Transportformeln mit den dazu gehörigen Konstanten und Koeffizienten findet man bei Greeley & Iversen (1985).

Die meisten Transportformeln haben die Form:

$$\bar{q} = C(u_*^2 - u_{*t}^2)u_* \quad (1)$$

mit der mittleren Sedimenttransportrate \bar{q} , mit einem empirisch zu bestimmenden Parameter C , mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* sowie der Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit u_{*t} (Kind, 1976; Schönfeldt, 2003 b).

Im Folgenden soll eine Theorie von Owen (1964) vorgestellt werden. Sie basiert auf einem Aufteilen der Schubspannung in eine luftgetragene und eine sandkorngetragene Schubspannung.

$$\tau = -\rho u_*^2 \quad (2)$$

$$\tau = \tau_a + \tau_s(z) \quad (3)$$

In Gleichung 3 stellt τ die Schubspannung in der freien Prandtl – Schicht, d.h. über der Saltationschicht, $\tau_s(z)$ die durch die Sedimentbewegung hervorgerufene Schubspannung in einer Höhe z und τ_a die durch die Luftbewegung hervorgerufene Schubspannung in der Saltationsschicht dar. Owen postuliert, dass

$$\tau_a = -\rho u_{*t}^2, \quad (4)$$

wobei τ_a konstant und unabhängig von τ bei einsetzender Saltation ist. Die durch den Sand hervorgerufene Schubspannung ist:

$$\tau_s(z) = -\Phi u(z) \quad (5)$$

mit $u(z)$ als durchschnittlichen Anstieg der horizontalen Geschwindigkeitskomponente eines saltierenden Kornes während es sich in der Höhe z befindet. Φ beschreibt den Massefluss, d.h. die Masse an Körnern pro Fläche und Zeiteinheit, die vom Boden in die Luft gelangt. Dies ist so zu verstehen, dass sich über eine definierte Fläche eine gewisse Menge Sandkörner in die Luft erheben und dort durch den Horizontalwind u einen Impuls erhalten und dies schließlich in seiner Gesamtheit einer Schubspannung entspricht.

Setzt man jetzt die Gleichungen 4 und 5 in Gleichung 3 ein, so erhält man für den Massefluss folgende Beziehung:

$$\Phi(z) = \rho \frac{(u_*^2 - u_{*t}^2)}{u(z)}. \quad (6)$$

Die Beziehung 6 lässt sich für die Berechnung der integrierten Transportrate Q benutzen:

$$Q = \Phi \bar{l} = \int_0^{\infty} q(z) dz. \quad (7)$$

Hier stellt Q nicht den Sedimenttransport auf eine Fläche in der Höhe z dar, sondern den Sedimenttransport über die Höhe integriert und damit über eine Breite senkrecht zum Wind. Die Dimension ist folglich $[\text{kg}/\text{m}^2\cdot\text{s}]$. Φ ist der Massefluss der Sandkörner vom Boden in die Luft und \bar{l} die mittlere Sprunglänge saltierender Körner (Sørensen, 2004).

Abschließend sollen jetzt noch einige Bemerkungen zu der Theorie von Sørensen (2004) folgen. Er entwickelte in dieser Theorie zunächst die Bewegungsgleichungen für die saltierenden Sandkörner. Aus diesen Gleichungen war es ihm möglich die Beschleunigungen und die Sprunglängen zu bestimmen.

Das Ergebnis dieser Berechnungen war schließlich folgende Transportformel.

$$Q = \frac{\rho u_*^3}{g} (1 - V^{-2}) [\alpha + \beta V^{-2} + \gamma V^{-1}] \quad (8)$$

$$\text{mit: } V = u_* / u_{*t} \quad (9)$$

Die Koeffizienten α , β und γ müssen experimentell bestimmt werden (Sørensen, 2004).

Sharp's (1964) Ergebnisse einer 11 – jährigen Untersuchung auf einem sandigen Untergrund im Coachella Valley Kalifornien zeigten, dass die Menge des Saltationsmaterials rapide mit der Höhe abnimmt und zwar in einer nicht linearen Art und Weise. Fünfzig Prozent des gesamten Kornmaterials bewegen sich in den unteren 13 cm und neunzig Prozent waren in einer Höhe bis 64 cm enthalten. Williams (1964) untersuchte ähnliche Vorgänge in einem Windkanal – Experiment bei einer Beobachtungshöhe von 16 cm.

Aus seinen Untersuchungen ergibt sich für den Sedimenttransport eine exponentielle Abhängigkeit von der Höhe (Weinan et al., 1996).

$$q = q_0 e^{-Bz} \quad (10)$$

In dieser Gleichung steht q_0 für den Messwert bei $z = 0$, q für die Menge des Materials (Masse pro Fläche und Zeit), welches in der Höhe z gefangen wurde. B ist eine Konstante, welche von der Korngröße und u_* abhängig ist.

Messort

Die Messungen fanden am Strand von Zingst ($54^\circ 26' \text{N}$, $12^\circ 42' \text{E}$) statt, welcher eine relativ gradlinige Ost – West – Ausdehnung von ca. 18km besitzt. Der Messort ist dadurch begünstigt, dass bei den dort vorherrschenden Strömungsbedingungen (West- bzw. Ostwinde) ein hervorragendes Messgebiet mit einer ausgedehnten ebenen Sandfläche und eine klare Begrenzung im Norden durch die Ostsee sowie im Süden durch die Dünen und den Dünenwald gegeben ist.

Der Sedimenttransport wurde mit einem Saltifon und MWAC – Sedimentfallen gemessen. Das Saltifon (s. Abbildung 1) ist ein akustischer Sensor, der das Auftreffen von Sedimentpartikeln auf ein empfindliches Mikrophon registriert. Van der Linden entwickelte 1985 die erste Version. Die Endversion wurde 1991 von W.P. Spaan und G.D. von den Abeele beschrieben (Goossesns et al., 2000). Die Membran des Mikrofons hat einen Durchmesser von 10mm.

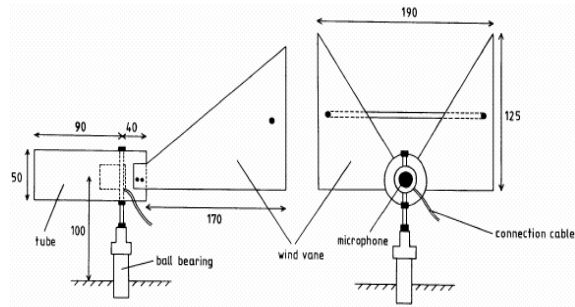
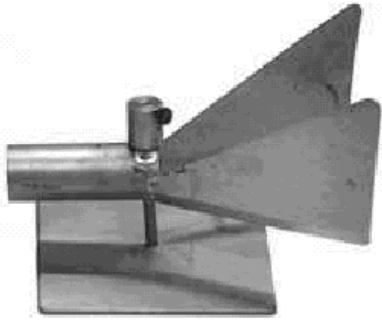


Abbildung 1: *Saltifon*

Das Mikrophon ist in der Mitte einer rostfreien Stahlröhre befestigt, die 130 mm lang ist und einen Durchmesser von 50 mm hat. Diese Röhre schützt das Mikrophon vor Wettereinflüssen. Zwei Windfahnen an der Rückseite halten das Mikrophon immer in Windrichtung. Prallt ein Sedimentkorn auf die Membran, sorgt die dabei übertragene Energie dafür, die Membran ins Schwingen zu bringen. Dies wird schließlich als ein Impuls registriert (Goossens et al., 2000). Im Allgemeinen befand sich die Mitte der Membran zwischen 3 cm und 7 cm über dem Boden.

Die so genannte MWAC – Sedimentfalle (**M**odified **W**ilson and **C**ooke (s. Abbildung 2)) besteht aus einer Plastikflasche mit einer Einfluss- und einer Ausflussröhre. Die Plastikflasche wird mit der Einflussröhre in Richtung des Windes aufgestellt. Eintretender Sand wird darin abgelagert und die Luft entweicht wieder durch die Ausflussröhre (Goossens et al., 2000).

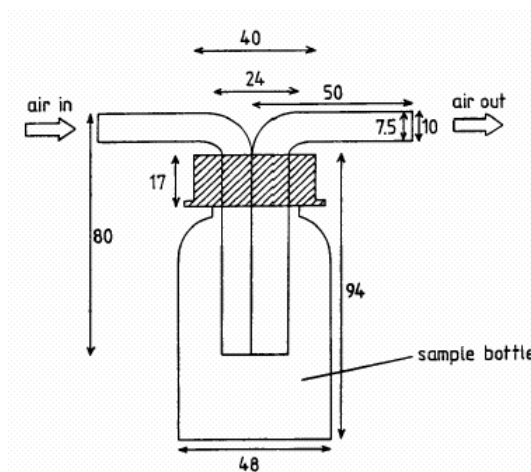


Abbildung 2: *MWAC - Sedimentfalle*

Die gesammelten Daten umfassten das Datum, die Uhrzeit, die Umdrehungen pro Sekunde der vier Anemometer sowie die Menge der vom Saltifon empfangenen Impulse. Diese wurden mit einer Frequenz von 1Hz (ein Wert Pro Messgerät und Sekunde) von einem Datenlogger aufgezeichnet und gespeichert.

Messergebnisse

Eine erste Analyse bezog sich auf die Feststellung, welche Art Sediment und in welchem Größenbereich das Sediment im Untersuchungsgebiet vorliegt. Hierzu wurde am 09.10.03 eine gewisse Menge Sand als Probe genommen und in Leipzig gesiebt. Das Ergebnis ist eine Größenverteilung entsprechend Abbildung 3.

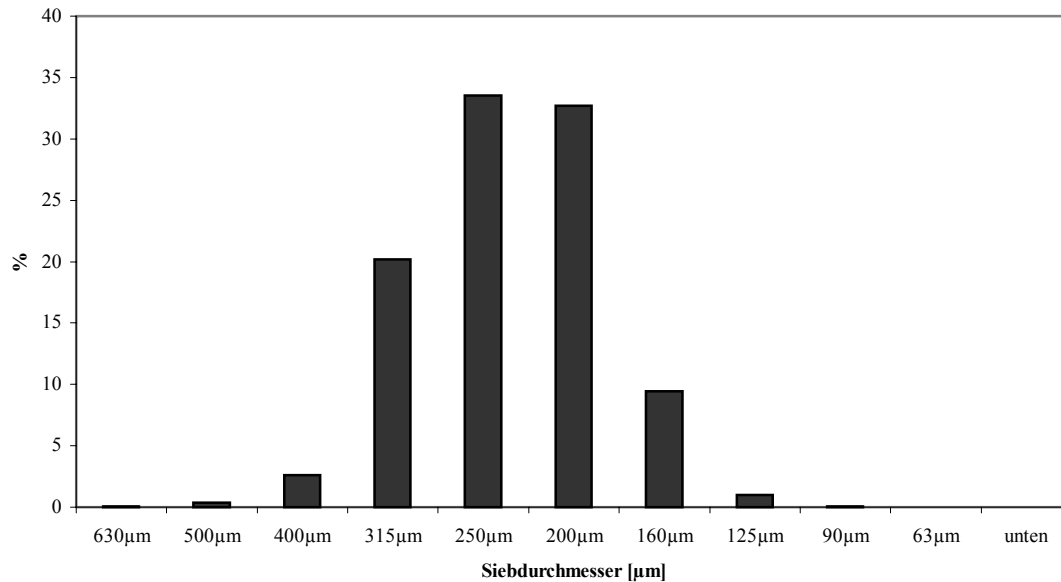


Abbildung 3: Korngrößenverteilung einer Sandprobe im Untersuchungsgebiet vom 09.10.03

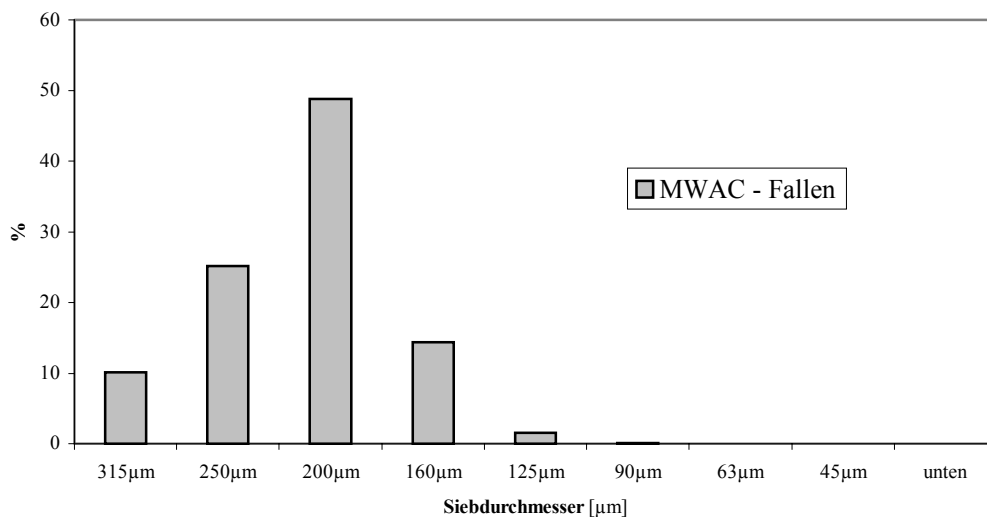


Abbildung 4: Korngrößenverteilung der Sandkörner aus den MWAC – Sedimentfallen vom 09.10.03

Es ist zu erkennen, dass es sich bei dem vorliegenden Sedimentmaterial um Sandkörner im Größenbereich von 125 µm bis 500 µm handelt. Der Hauptanteil der Körner liegt im Bereich von 200 µm – 315 µm. In diesen Größenbereich fielen 86,5 % des gesamten Materials. Der nächste Schritt war die Auswertung der gefangenen Sandmenge in den MWAC – Fallen vom

09.10.03, wobei an dieser Stelle zunächst nur die reine Größenverteilung interessieren soll. Die Fallen waren bei dieser Messung immer in Saltifonhöhe aufgestellt. Man erkennt in Abbildung 4, dass ein Großteil (88 %) der Körner im Bereich von 160 μm bis 250 μm liegen. Das Maximum der Verteilung (49 %) liegt bei 200 μm . Im Vergleich zu Abbildung 3 ist das eine leichte Verschiebung hin zu den kleineren Teilchen. Die Erklärung für diesen Unterschied ist, dass bei Abbildung 3 eine Probe des gesamten bewegten Materials untersucht wurde. In Abbildung 4 sind jedoch nur die Sandkörner berücksichtigt worden, die sich vom Boden entfernt haben müssen, also in Saltation gegangen sind.

Um in Saltation zu gehen, müssen diese Körner eine der Windstärke entsprechende Größe besitzen. Zur genaueren Herausarbeitung dieses Unterschiedes wurde im März 04, speziell am 10.03.04, anders vorgegangen.

Die MWAC – Sedimentfallen sind an diesem Tag nicht konstant in der gleichen Höhe installiert worden, sondern in unterschiedlichen Höhen. Zusätzlich wurde bei jeder Messung noch eine Flasche in den Boden eingegraben, um die Körner zu fangen, die sich nur durch das Rollen (creep) fortbewegen. Diese müssten also größer sein als die in den MWAC – Sedimentfallen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5 dargestellt. Die Korngrößenverteilung bei den Erdflaschen liegt im Wesentlichen in einem Größenbereich von 200 μm bis 630 μm , wobei 66,7 % des gefangenen Materials im Bereich von 400 μm bis 630 μm liegen.

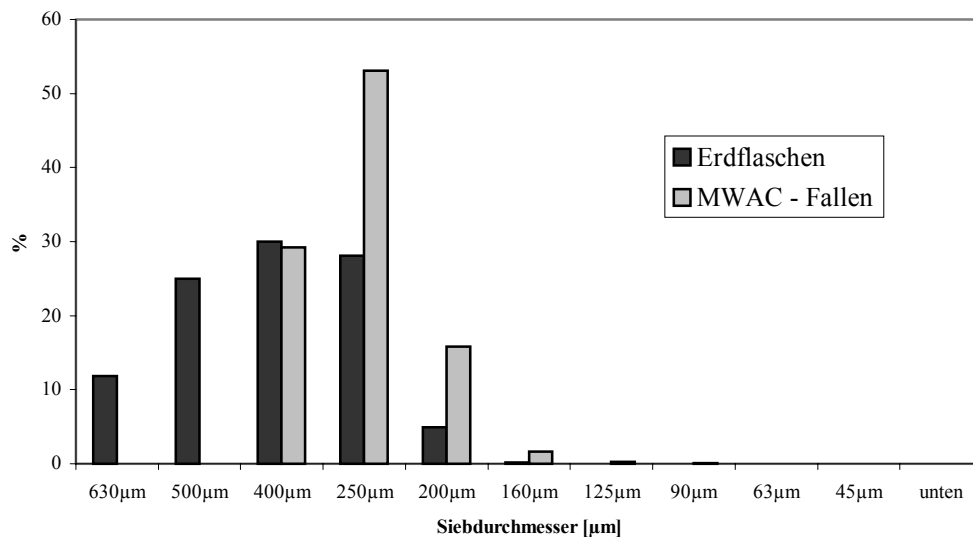


Abbildung 5: Korngrößenverteilung der Sandkörner aus den MWAC – Sedimentfallen und den Erdflaschen vom 10.03.04

Bei den Sedimentfallen liegen 68,9% des gefangenen Sediments im Bereich von 200 μm bis 250 μm . Dies zeigt, dass in den Sedimentfallen nur die saltierenden Körner gefangen wurden. In den Erdflaschen sind im Wesentlichen die größeren Körner enthalten, die sich durch das Rollen bewegen. Das bei der Erdflaschenverteilung auch Korngrößen von 250 μm und kleiner gefunden wurden, liegt daran, dass in die Erdflaschenöffnung auch saltierende Körner springen können. Demzufolge gelangen auch kleinere Korngrößen in die Messprobe.

Die beiden Fangmethoden unterscheiden sich in der Größe der Gefäßöffnung, durch welche das Material in die Falle eintritt und damit in der Vergleichbarkeit der Messergebnisse. Während sie bei den MWAC – Sedimentfallen 8 mm beträgt, ist sie bei den Erdflaschen 18 bzw. 20 mm groß. Aus diesem Grund sind zunächst die gemessenen Sandmengen auf ein einheitliches Maß umgerechnet worden. Dieses Maß ist die Masse pro Fläche und Zeit. Die Vereinheitlichung stellt bei den MWAC - Sedimentfallen den Massefluss in einer bestimmten Höhe, $q(z)$ dar.

In Abbildung 6 wird der aus den MWAC – Sedimentfallen gewonnene Sedimenttransport vom 09.10.03 mit dem vom 10.03.04 verglichen. Für den 09.10. standen zwei Fallen pro Messung zur Verfügung, deren Ergebnisse gemittelt wurden. Im Gegensatz dazu wurden die Werte für den 10.03. aus einer Regression gewonnen.

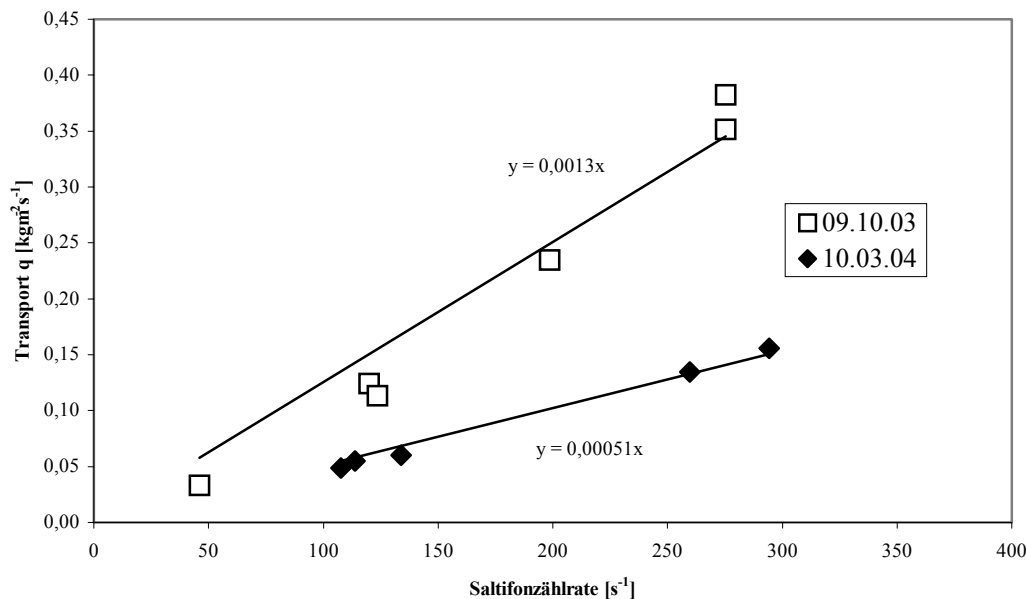


Abbildung 6: Vergleichende Darstellung des Sedimenttransportes in Bezug zur Saltifonzählrate vom 09.10.03 und 10.03.04

Das Resultat zeigt, dass am 10.03 bei gleicher Saltifonzählrate vermutlich weniger Masse transportiert wurde, als am 09.10.03. Unter Berücksichtigung der mittleren Korngröße (Kugelform vorausgesetzt) ergibt sich jedoch für beide Messtage der gleiche Regressionsanstieg. Wir finden:

$$q = a \frac{N}{d^3} \quad (11)$$

$$a = 9,185 * 10^{-15}$$

N : Saltifonzählrate

d : mittlere Korndurchmesser

q : Sedimenttransport [$\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$]

Dies ist die Bestätigung, dass für die ermittelten Anstiege in Abbildung die unterschiedlichen Korngrößen verantwortlich sind. Daraus wird deutlich, dass das Saltifon nur unter Berücksichtigung des mittleren Korndurchmessers zur quantitativen Untersuchung des Sedimenttransportes geeignet ist.

Bestimmung der Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit aus Momentanwerten

Die Schwellenwindgeschwindigkeit ist die Windgeschwindigkeit, bei der die Bewegung von Bodenmaterial beginnt (Bagnold, 1941). Lange Zeit ist der beginnende Sedimenttransport an einer bestimmten minimalen Windgeschwindigkeit oder der Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit festgemacht worden, obwohl seit Bagnold (1941) die Existenz von zwei Schwellen bekannt ist.

Bei der Verwendung von nur einer Schwelle kommt es bei der Beschreibung des Sedimenttransportes häufig zu Schwierigkeiten, da bei gleich bleibender Sedimentation unterschiedliche Schwellen auftreten. Abschnitte mit ansteigendem Wind ergeben die strömungsbedingte

Schwelle (fluid threshold), bei der sich die Teilchen ausschließlich aufgrund von Windkräften bewegen. Abschnitte mit abfallendem Wind begründen die Aufprallschwelle (impact threshold). Sie ist die Windgeschwindigkeit, bei welcher Windkräfte und das Aufprallen saltierender Sandkörner die Sedimentation gerade noch aufrechterhalten können (Bagnold, 1941).

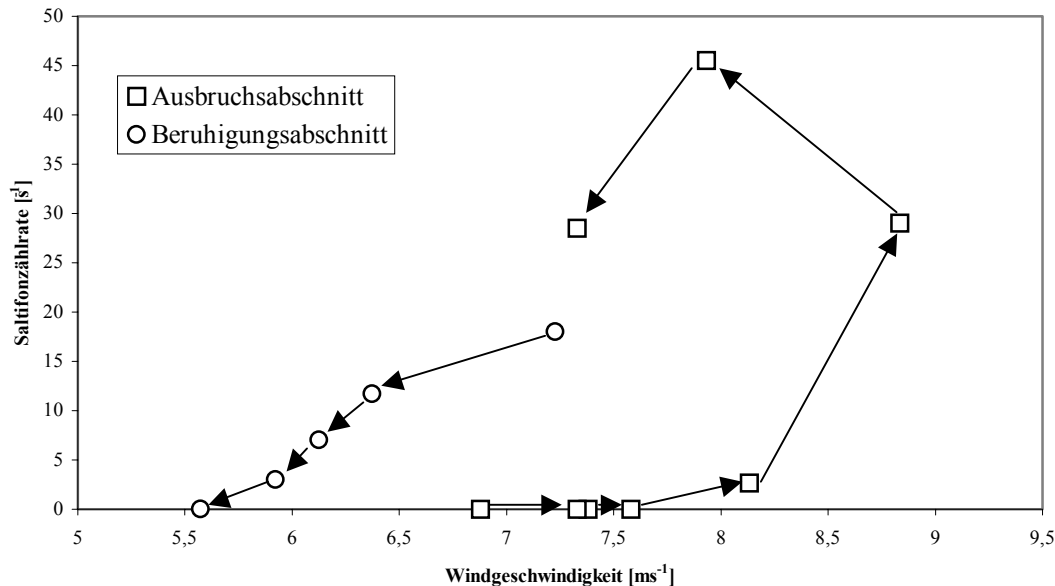


Abbildung 7: Darstellung der Saltifonzählrate gegen die Windgeschwindigkeit u_1 ($z = 1,01m$) in einem 8 sek. Ausbruchabschnitt (strömungsbedingte Schwelle) bei beginnender und einem 8 sek. Beruhigungsabschnitt (Aufprallschwelle) bei endender Saltation vom 08.10.03

Die in dieser Arbeit festgestellten Schwellenwindgeschwindigkeiten resultierten aus einer Kombination von Windgeschwindigkeitsmessungen und gleichzeitigen Messungen des Sandtransportes mit einem Saltifon.

Dabei sind die Datenreihen nach Schönfeldt (2004) wie folgt untersucht worden. Bei einer strömungsbedingten Schwelle, im Folgenden auch als Schwelle (auf) bezeichnet, wurde untersucht, ob das Saltifon vier Sekunden nacheinander null anzeigt und danach wenigstens über vier Sekunden mindestens einen Impuls auswies. Im Falle einer Aufprallschwelle Schwelle (ab) ist genau umgekehrt verfahren worden, d.h. vier Sekunden mit mindestens einem Impuls folgen vier Sekunden ohne Impuls.

Außer der Windstärke entscheiden noch weitere wichtige Parameter wie Korngröße, Form der Teilchen, Dichte und Bodenfeuchte über Art und Stärke des Sedimenttransportes (Schönfeldt, 2003, a). Aus den bestimmten Schwellenwindgeschwindigkeiten kann man dann auf die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit schließen. Die Abbildung 8 zeigt den zeitlichen Verlauf der Schwellen sowie der Horizontalwindgeschwindigkeit u_1 am 09.10.03. Die Abbildung stellt ebenfalls den Einfluss der Feuchtigkeit auf die Sedimentation dar. Deutlich wird dies daraus, dass mit Beginn des Regens ein Ansteigen der Schwellenwindgeschwindigkeit und mit zunehmender Abtrocknung des Untergrundes ein Abnehmen der Schwellenwindgeschwindigkeiten festgestellt werden kann. Dies gilt sowohl für die Aufprallschwelle als auch für die strömungsbedingte Schwelle. Des Weiteren zeigt die Abbildung, dass die Aufprallschwellen im Mittel immer kleiner sind als die strömungsbedingten Schwellen.

Im Vergleich dazu erkennt man in Abbildung 9 relativ konstante Schwellenwindgeschwindigkeiten. In dem Zeitraum des durchgehenden Sedimenttransportes lagen die Windgeschwindigkeiten immer auf einem so hohen Level, so dass keine Schwellen zu bestimmen waren. Saltation trat also ununterbrochen auf.

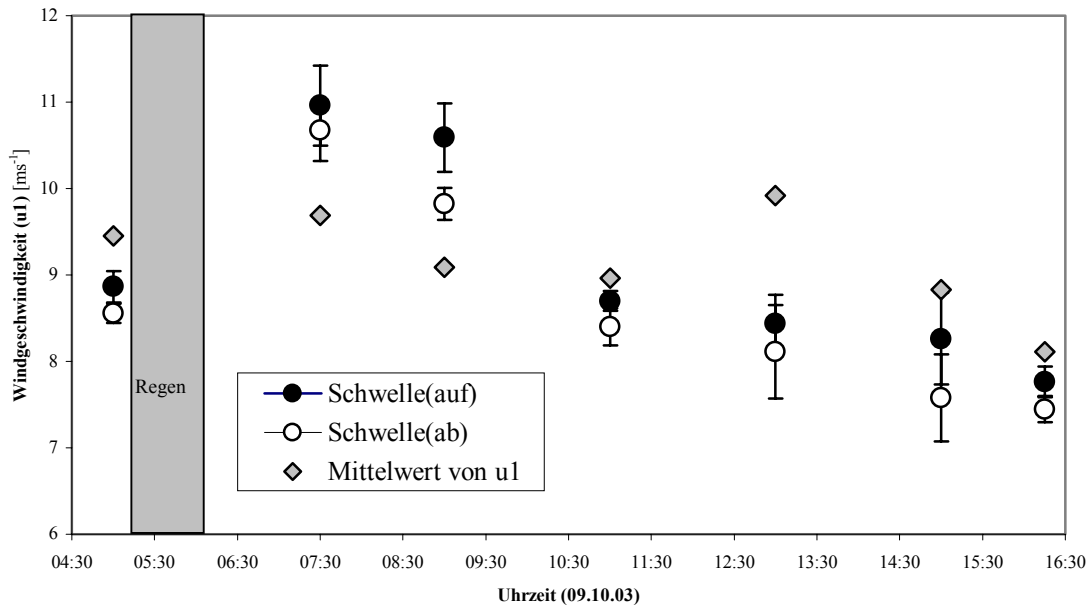


Abbildung 8: Darstellung der beiden Schwellenwindgeschwindigkeiten mit 10% Vertrauensintervall und dem Mittelwert von u_1 ($z = 1,01m$) vom 09.10.03

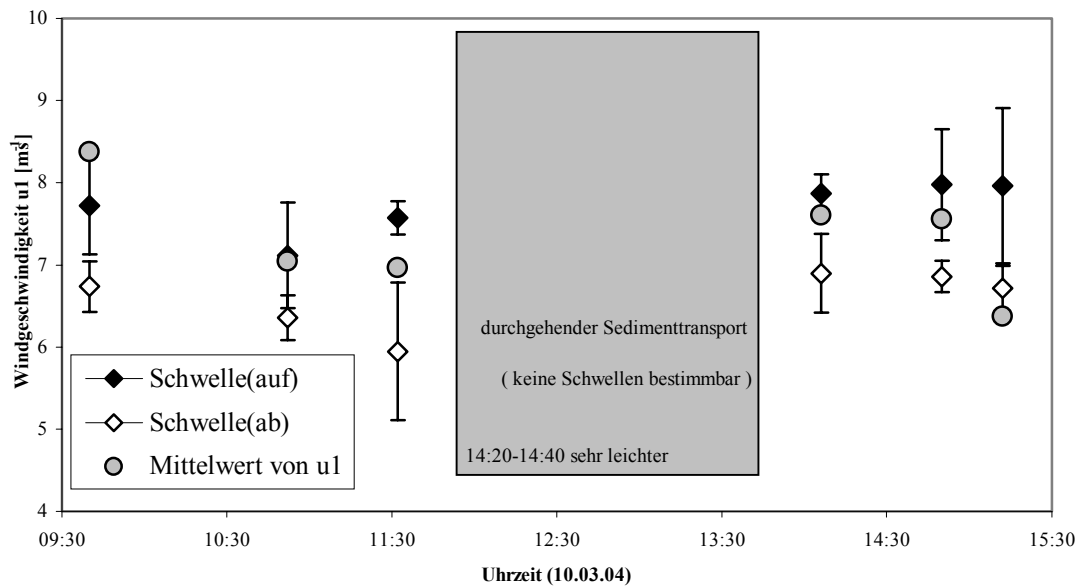


Abbildung 9: Darstellung der beiden Schwellenwindgeschwindigkeiten mit 10% Vertrauensintervall und dem Mittelwert von u_1 ($z = 0,35m$) vom 10.03.04

Es soll noch ergänzt werden, dass nicht in allen Fällen mit 90% Irrtumswahrscheinlichkeit zwei Schwellen nachgewiesen werden konnten.

Diskussion und Schlussfolgerungen

Die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit resultiert aus den Schwellenwindgeschwindigkeiten. Diese sind von uns an zwei Tagen bestimmt worden (s. Abbildung 8 und Abbildung 9). Sie variieren, über einen längeren Zeitraum betrachtet, sehr stark. Rasmussen und Sørensen (1999) bestimmten die strömungsbedingte Schwelle in einem Windkanal und ermittelten die Aufprallschwelle mittels einer Transportgleichung. Sie fanden heraus, dass wenn sich diese Größe um nur 10 % ändert bedeutet dies, dass sich der Massentransport um mehr als 50 % ändern kann.

Darum ist es erforderlich die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit besonders sorgfältig zu bestimmen.

In Abbildung 8 ist zu erkennen, dass die Schwellenwindgeschwindigkeiten sowie die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeiten sehr variabel waren. Aus einer Regressionsgerade (der Messung mit den MWAC – Sedimentfallen zu verschiedenen Zeiten und damit auch verschiedene Schubspannungsgeschwindigkeiten) erhält man als Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit den Wert 0,463 m/s. Dieser Wert müsste nach Stout (1998) bei einer Mittlungszeit von 15 min. niedriger liegen. Eine Mittlung der Werte ist aber nur möglich, wenn der Wind normalverteilt ist und sein Mittelwert gleich der Schwelle ist (Schönfeldt, 2004). Dies war jedoch nicht der Fall. Es müssen also zukünftig auch speziell mit den MWAC – Sedimentfallen mehr und vor allem ausgedehntere Messungen unter möglichst günstigen äußeren Bedingungen vorgenommen werden.

Es wurde weiterhin nachgewiesen, dass die Bodenfeuchte einen erheblichen Einfluss auf die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit und damit auf den Sedimenttransport besitzt. Hierbei ist aber nicht die Feuchte der Bodenoberfläche bis ca. 1 cm Tiefe gemeint, sondern die Feuchte der obersten zwei bis drei Kornlagen. Diese Feuchte ist sehr schwer bestimmbar und hat sich in unsrem Experiment innerhalb einer Stunde nach dem Regen drastisch geändert, was sich durch das Absinken der Schwellen in Abbildung 8 zeigt, wobei der Sand auch nach dieser Stunde noch einen optisch nassen Eindruck machte.

Der Saltationsprozess hängt entscheidend davon ab, wie oft die strömungsbedingte Schwelle überschritten wird und wie lange sich die Windgeschwindigkeit über der Aufprallschwelle hält, denn derselbe mittlere Wind, mit derselben Standardabweichung aber unterschiedlicher Autokorrelation kann verschiedene Transportraten liefern (Schönfeldt, 2004). Insbesondere weil die Verteilungsfunktion des Windes sich von Messung zu Messung ändert. Ein wichtiger Faktor bei der Bestimmung der Schwellen in der Natur ist die Mittlungszeit. So bestimmte Stout (1998) eine Abhängigkeit der Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit von der Mittlungszeit der Messreihe, die von Schönfeldt (2003,b) theoretisch bestätigt wurde. Um all diese Einflüsse systematisch an Messreihen zu untersuchen, sind wesentlich mehr Daten erforderlich. Zwar konnte gezeigt werden, dass bei zunehmender Feuchte die Schwellenschubspannungsgeschwindigkeiten ansteigen. Die Bodenfeuchte konnte jedoch nicht bestimmt werden, sodass keine qualitative Abhängigkeit berechnet werden konnte. Auf der anderen Seite sind für die Untersuchung des Einflusses der statistischen Parameter des Windes auf den Sedimenttransport lange Zeitreihen bei einer möglichst konstanten Schwelle (ständig trockener oder gleichbleibend feuchter Boden) nötig. Ein weiterer Ansatzpunkt für zukünftige Messungen ist die Untersuchung des Einflusses saltierender Körner auf die Saltationsschicht. So gibt es die Meinung, dass saltierender Körner nach dem Abheben der Strömung Energie entziehen und dabei selbst beschleunigen. Ab einem bestimmte Punkt wieder abfallen und dabei Energie an die Strömung zurückgeben und so die Strömungsverhältnisse in der Saltationsschicht verändern (Doorschot und Lehning, 2002).

In dieser Arbeit ist gezeigt worden, dass das Saltifon zur Bestimmung der unterschiedlichen Schwellenschubspannungsgeschwindigkeit sehr gut geeignet ist, und dass eine Kalibrierung des Saltifons mit den MWAC – Sedimentfallen trotz des Zeitraumes von mehr als einem hal-

ben Jahr plausible Ergebnisse liefert. Beim Feldeinsatz eines kalibrierten Saltifons ist jedoch immer noch zusätzlich die mittlere Korngröße des Sedimentes erforderlich.

Literatur:

- Andreae, M. O., 1995:** Climate effect of changing atmospheric aerosol levels. In Henderson – Sellers, A., (Eds), *Future Climate of the World.*, Amsterdam, 341-392
- Bagnold, R. A., 1941:** *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes.* – Methuen, London, 256 pp
- Doorschot, J. J. J., Lehning, M., 2002:** Equilibrium Saltation: Mass fluxes, aerodynamic entrainment and dependence on grain properties. *Boundary – Layer Meteorology* 104, 111-130
- Dyer, K. R., 1990:** *Coastal and Estuarine Sediment Dynamics.* A Wiley – Interscience Publication, Chichester – New York – Brisbane – Toronto – Singapore
- Goossens, D., Offer, Z., London, G., 2000:** Wind tunnel and field calibration of five aeolian sand traps. *Geomorphology* 35, 233-252
- Greeley, R., Iversen, J. D., 1985:** *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan,* Cambridge University Press, Cambridge – London – New York – New Rochelle – Melbourne – Sydney
- Kind, R. J., 1976:** A critical examination of requirements for model simulation of wind – induced erosion/deposition phenomena such as snow drifting. *Atmospheric Environment* 10, 219-270
- Rasmussen, K. R., Sørensen, M., 1999:** Aeolian mass transport near the saltation threshold. *Earth Surface Processes and Landforms* 24, 413-422
- Schönfeldt, H. - J., 2003, a:** Quantitative Bestimmung des äolischen Sedimenttransport. Beiträge zur Klima- und Meeresforschung, 249-258, Berlin und Bayreuth
- Schönfeldt, H. –J., 2003, b:** Remarks on the definition and estimation of the Aeolian erosion threshold friction velocity. *Meteorologische Zeitschrift* Vol. 12, Nr. 3, 137-142
- Schönfeldt, H. –J., 2004:** Establishing the threshold for intermittent aeolian sediment transport. *Meteorologische Zeitschrift* Vol. 13, Nr. 5, 1-8
- Sørensen, M., 2004:** On the Rate of Aeolian Sand Transport, Department of Statistics and Operations Research, University of Copenhagen, *Geomorphology* 59, 53-62
- Stout, J. E., Zobeck, T. M., 1996:** Establishing the threshold condition for soil movement in wind – eroding fields. In: *Proceeding of International Conf. On Air Pollution from Agricultural Operations.* – Mid West Plan Service, Kansas City, 65-71
- Stout, J. E., 1998:** Effect of averaging time on the apparent threshold for Aeolian transport. – *Journal of Arid Environment* 39, 395-401
- Weinan, C., Zuotao, Y., Jiashen Z. und Zhiwen, H., 1996:** Vertical Distribution of Wind – Blown Sand Flux in the Surface Layer, Taklamakan Desert, Central Asia. *Physical Geography* 17, 193-218

Erzeugung von Sturm-Schadens-Szenarien am Beispiel des Orkans Anatol

K.S. Radtke und G. Tetzlaff

Zusammenfassung

Es wird eine Methode zur Generierung von Sturmszenarien vorgestellt. Mit Hilfe des Lokal Modells werden Ensembles von Szenarios zu historischen Zyklonen abgeleitet. Dabei werden die Antriebsdaten für das Modell so verändert, dass stärkere Sturmfelder erzeugt werden können. Auf Basis einer Schadensfunktion wird der Sturmschaden abgeschätzt. Damit ist es möglich, die Abdeckung mit Sturmfeldern zur Untersuchung des Sturmrisikos zu erhöhen.

Summary

Using a numerical model, a method is described, which generates an ensemble of scenarios, based on historical storms. The evolution of storms can be influenced by changing the forcing data. Amplified storm fields can be generated in this way. An assessment of the economic damage is performed using a damage function. The coverage by storm fields can be increased in order to analyse the storm risk.

1 Einleitung

Tiefdruckgebiete besitzen, insbesondere im Herbst und Winter, eine große Bedeutung für das Wettergeschehen in den mittleren Breiten, und damit in Mitteleuropa. Ereignisse, wie die Sturmserie vom Dezember 1999 oder die Orkane Anfang 1990 haben das große Schadenspotenzial von Stürmen in Deutschland aufgezeigt. Die Vergangenheit hat ergeben, dass Zyklonen in Deutschland sowohl bei der Anzahl der Schadensereignisse als auch bei den volkswirtschaftlichen und versicherten Schäden den Spitzenplatz bei der Gefährdung durch alle Naturkatastrophen einnehmen (Münchner Rückversicherung, 1999). Ihr Anteil beträgt ca. 53 % der gesamten volkswirtschaftlichen Schäden. Glücklicherweise sind Zyklonen mit verheerenden Auswirkungen relativ selten. Auch stehen von länger zurückliegenden Stürmen keine räumlich hoch aufgelösten Informationen zur Verfügung. Das hat zur Folge, dass die Abdeckung mit Ereignissen für eine Untersuchung einer räumlichen Verteilung des Schadensrisikos nur gering ist. Hier wird ein Verfahren vorgestellt, welches mit Hilfe eines mesoskaligen Modells Sturm-Schadens-Szenarien erzeugt. Die Vielfalt der auswertbaren Zugbahnen und räumlichen Abdeckungen von Sturmfelder kann mit diesen künstlich erzeugten, aber realistischen, Ereignissen erhöht werden. Damit wird es möglich, Risikoabschätzungen zu verbessern.

Für die Simulationen wird das Lokal Modell (LM) (Doms und Schättler, 1999) des Deutschen Wetterdienstes verwendet. Als Basis dienen Antriebsdaten realer Stürme. Diese stammen vom globalen Modell des DWD. Indem die Antriebsdaten für das Modell variiert werden, wird die Entwicklung von Tiefdruckgebieten beeinflusst. Hauptaugenmerk soll dabei auf der Intensivierung vorhandener Ereignisse liegen, d.h. das Zyklonen mit verstärktem Sturmfeld und hohem Schadenspotential generiert werden. Hierzu werden in den Antriebsdaten Faktoren variiert, welche für die Zyklognese (d.h. für die Entstehung und Intensivierung von Zyklonen) bedeutsam sind. Aus Modellvorstellungen über die Entwicklung von außertropischen Zyklonen (z.B. Kurz, 1990) kann man zwei Eigenschaften als wichtig für die Intensivierung ableiten: ein großer horizontaler Temperaturgradient und labile Schichtung mit hoher Luftfeuchtigkeit. Ein Blick auf verheerende Zyklonen der Vergangenheit zeigt, dass Beobachtungen diese Merkmale bestätigen (z.B. Capella Orkans 1976 (Emmrich, 1977) oder Niedersachsenorkan 1972 (Cappel und Emmrich, 1975)). Ulbrich (Ulbrich, 2001) findet für alle drei Stürme vom Dezember 1999, ein Band extrem hoher Baroklinität und hohe Werte von äquivalentpotentieller Temperatur südlicher der Zugbahnen. Im nächsten Abschnitt wird ein Ensemble beschrieben, welches zu einem originären Ereignis erzeugt wurde, indem der Gegensatz zwischen warmer und kalter Luft um jeweils ein Kelvin ansteigend, um 1 K bis 8 K verstärkt wurde. Für die größte Differenz von 8 K wird zusätzlich ein Experiment durchgeführt, bei welchem der Bereich in welchem die Temperaturen geändert werden verschoben wird. Eine genauere Beschreibung der dabei angewendeten Methode findet sich bei Radtke (2002).

Für die hier beschriebenen Experimente wurde die Version 2.1 des Lokal Modells verwendet. Als Modellgebiet wurde das gleiche gewählt, welches auch der Deutsche Wetterdienst für seine Simulationen im Rahmen der operationellen Wettervorhersage nutzt (siehe Abb. 1). Horizontal ist das Modellgebiet in 163 x 163 Gitterpunkte unterteilt. Die Auflösung von 0,125 Grad entspricht einem Abstand von ca. 14 km zwischen den Gitterpunkten. Vertikal wurde der betrachtete Teil der Atmosphäre in 35 Schichten unterteilt.

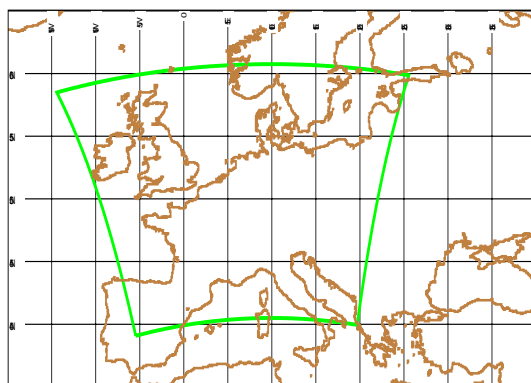


Abbildung 1: Das Modellgebiet des DWD, welches für die Simulationen verwendet wurde.

Beispielhaft wird im Folgenden der Orkan Anatol betrachtet. Anatol bildete den Auftakt zu der bekannten Serie von Stürmen im Dezember 1999. In der Nacht zum 3. Dezember lag das Tiefdruckgebiet mit einem Kerndruck von 985 hPa nördlich von Irland. Ein extrem starker meridionaler Temperaturgradient lieferte gute Entwicklungsbedingungen. Zwischen Grönland und Norwegen drang extrem kalte Luft Richtung Nordsee vor. In 500 hPa wurden über den Färör Inseln $-39\text{ }^{\circ}\text{C}$ beobachtet. Dagegen lag südlich der Zugbahn eine warme Luftmasse, mit z.B. $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ über England in 500 hPa Höhe (Ulbrich, 2001). In den nächsten 12 Stunden vertiefte sich die Zyklone auf 952 hPa und zog weiter in östlicher Richtung über die Nordsee, Jütland, Südschweden zur Ostsee. Die stärksten Winde wurden im Gebiet der deutschen Bucht, westlich des Skagerrak, im südlichen Dänemark und im nördlichen Schleswig-Holstein erreicht. Dort wurden an verschiedenen Stationen neue Rekordmarken beobachtet. Auf Sylt z.B. wurden, obwohl das Messgerät zeitweise ausfiel, eine Spitzenbö von 184 km/h und 10 min Mittelwinde bis zu 121 km/h gemessen (Lefebvre, 2000a). Anatol forderte mehr als 20 Todesopfer. In Dänemark erreichten die versicherten Schäden mit 2 Milliarden Euro einen neuen Schadenrekord. Zusammen mit weiteren Zerstörungen in Großbritannien, Deutschland und Schweden wurden versicherte Schäden in einer Höhe von 2,2 Milliarden Euro verzeichnet (Münchener Rück, 2001).

Ein Vergleich der durchgeführten Simulationen mit den Beobachtungen zeigt einige Unterschiede. Die Zugbahn konnte vom Referenzlauf, d.h. mit unveränderten Antriebsdaten, richtig bestimmt werden. Der Kerndruck und die mittleren Windgeschwindigkeiten sind aber zu schwach berechnet wurden. Die vom Böenmodul abgeschätzten Böen liegen im Mittel höher als die beobachteten Werte.

2 Simulationsergebnisse

Abbildung 2 zeigt die zeitliche Entwicklung des Maximums der mittleren Windgeschwindigkeit für alle Modellläufe. Im Referenzlauf befindet sich das Maximum der Windgeschwindigkeit, zwischen der 15. und 20. Simulationsstunde, im Bereich der Ostsee. Bei den Simulationen mit Verschärfung des Temperaturgradienten wird offensichtlich die Entwicklung beschleunigt. Das Maximum des Sturmes verschiebt sich nach Westen. Für viele Simulationen ist zur 14. Simulationsstunde ein Minimum zu beobachten. Hier befindet sich das Starkwindgebiet über der dänischen Halbinsel. Es kommt zu einer schrittweisen Verstärkung des Maximalwindes in den Simulationen. Während das Maximum im Referenzlauf zur 19. Stunde auftritt und $30,1\text{ m/s}$ beträgt, kommt es im um 8 K verstärkten Lauf bereits zur 11. Stunde zum maximalen Wert von $32,5\text{ m/s}$. Man kann nicht nur ein beschleunigtes Erreichen des Höhepunktes beobachten, die hohen Windgeschwindigkeiten dauern auch länger an. Weiterhin schwächen sich die verstärkten Simulationen früher wieder ab. Auch ein Blick auf den Verlauf des Kerndruckes in Abb. 3 zeigt die Intensivierung der Tiefdruckgebiete. Hier ist der zeitliche Verlauf des tiefsten Druckes im auf NN reduzierten Druckfeld zu sehen. Man muss aber bedenken, dass das Druckfeld sich an die neuen Temperaturen anpassen musste. Die-

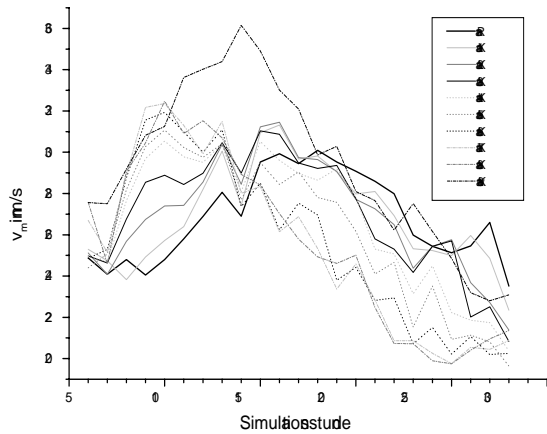


Abbildung 2: Zeitlicher Verlauf der maximalen Werte für den Mittelwind. Dargestellt ist der Referenzlauf, die um 1K,...,8K verstärkten Simulationen und eine Simulation bei welcher der Verstärkungsbereich verschoben wurde.

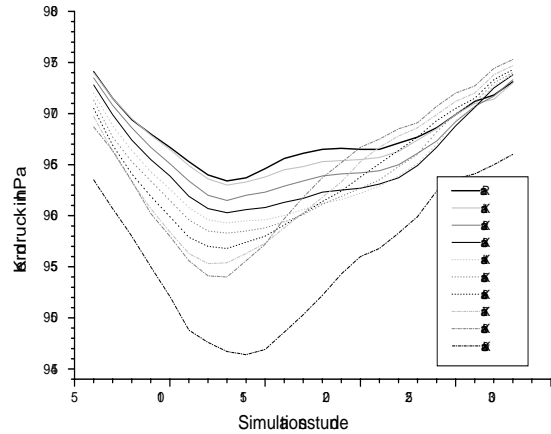


Abbildung 3: Zeitlicher Verlauf des Kerndruckes.

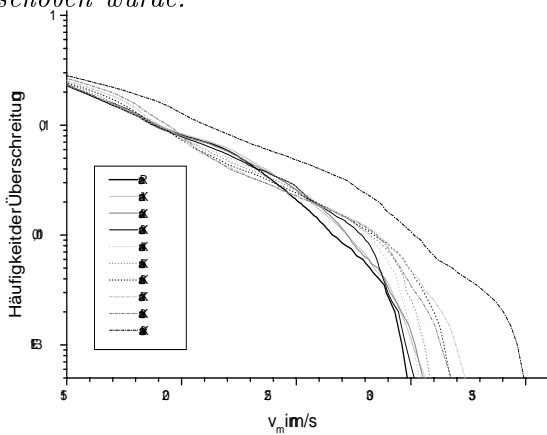


Abbildung 4: Häufigkeit der Überschreitung für Werte des Mittelwindes.

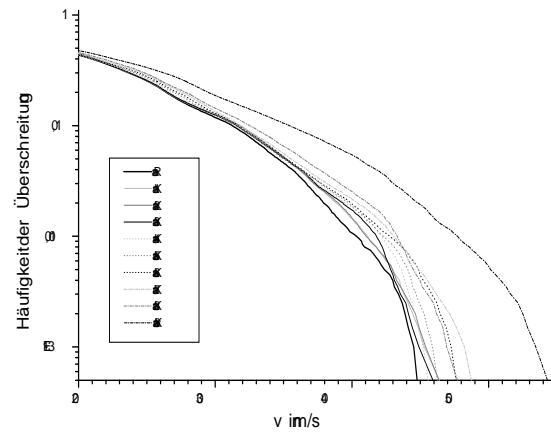


Abbildung 5: Häufigkeit der Überschreitung für Böen.

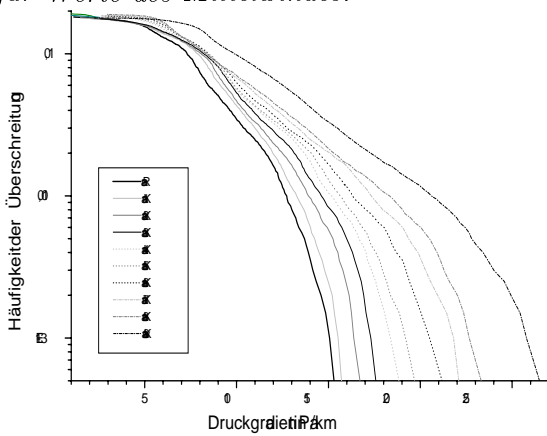


Abbildung 6: Häufigkeit der Überschreitung für den horizontalen Druckgradienten.

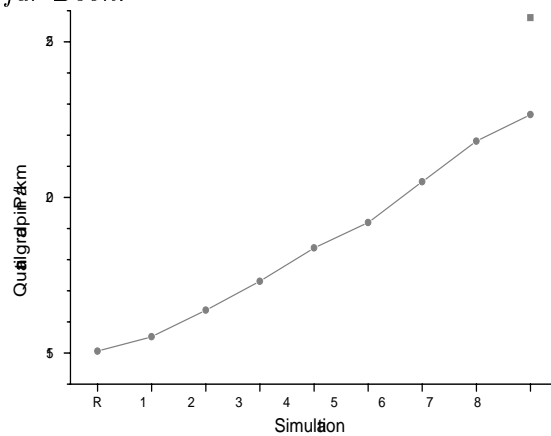


Abbildung 7: Wert des Druckgradienten, welcher in einem Promille des Modellgebietes überschritten wird.

se Anpassungseffekte überlagern sich mit den Folgen einer veränderten Zyklognese. Aus diesem Grunde sind die tiefsten Absolutwerte nur bedingt aussagekräftig. Bis zur 12./13. Stunde kommt es bei den Experimenten zu einer verstärkten Vertiefung der Zyklone. Während der Druck von der 6. bis zur 13. Stunde im Referenzlauf um 10 hPa im Tiefzentrum fällt, vertiefen sich die anderen Zyklone um bis zu 14 hPa.

Die Diagramme in Abb. 4 (Mittelwinde) und Abb. 5 (Böen) zeigen die Häufigkeit der Überschreitung von Windgeschwindigkeiten, in Anteilen am Modellgebiet. Dabei wird für jeden Gitterpunkt der höchste Wert, welcher über die Dauer der gesamten Simulation aufgetreten ist registriert. Die Windfelder, bei welchen der Temperaturgradient verschärft wird, erreichen höhere Windgeschwindigkeiten als der Referenzlauf. Dabei kann auch eine Vergrößerung der Überdeckung mit einer Windgeschwindigkeit festgestellt werden. Der letzte Modellauf, bei welchem die Modifikation des Temperaturfeldes an einem etwas verschobenem Ort durchgeführt wurde erreicht die deutlich höchsten Werte. Nun soll das Feldes der Druckgradienten, welche über die Druckgradientkraft in enger Beziehung zu den Luftbewegungen stehen, betrachtet werden. Abbildung 6 zeigt die Häufigkeit der Überschreitung für den Betrag des Gradienten, im auf NN reduzierten Druckfeld. Hierzu wurden nur Bereiche des Modellgebiets in der Nähe des Tiefzentrums am Boden (bis zu einer Entfernung von 300 km) beachtet. Auch gebirgige Gebiete, in welchen die Ableitung des reduzierten Druckfeldes problematisch sein kann, wurden ignoriert. In Abb. 7 wird eine Zusammenfassung aller Läufe gegeben, dabei ist ein Wert (der Wert des Druckgradienten, welcher in einem Promille der Gitterzellen erreicht oder überschritten wird) aus dem Diagramm in Abb. 6 entnommen worden. Man kann einen (nahezu linearen) Anstieg für die erreichten Druckgradienten mit der hinzu addierten Temperaturdifferenz registrieren.

Eine genauere Betrachtung der Simulationen zeigt, dass sich die zyklogenetischen Prozesse wie Positive Vorticityadvektion (PVA) in der Höhe über dem Tief, Warmluftadvektion (WLA) in der unteren Atmosphäre vor dem Tief und damit verbundene Vertikalbewegungen verstärkt haben. Die Zyklognese konnte demzufolge durch die Eingriffe in die Antriebsdaten intensiviert werden.

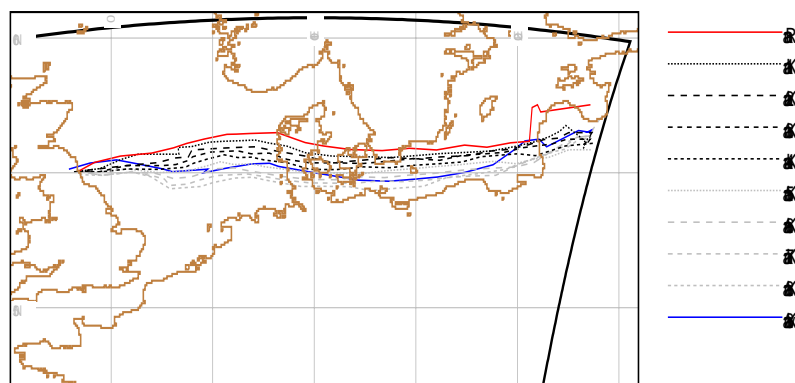


Abbildung 8: Zugbahnen für die Simulations-Gruppe Anatol.

Abbildung 8 zeigt die Zugbahnen der Simulations-Gruppe Anatol. D.h., hier ist die Bewegung des Punktes mit dem tiefsten Druck im auf NN reduzierten Druckfeld dargestellt. Man kann erkennen, dass bei den Simulationen, bei welchen der Temperaturgegensatz verstärkt wurde, die Zugbahnen Unterschiede zum Referenzlauf aufweisen. Das ist nicht überraschend, da das Bodentief die Tendenz aufweist, sich in Richtung der stärksten Warmluftadvektion zu bewegen (Kurz, 1990). Die Temperaturadvektion wird natürlich durch die Eingriffe in die Temperaturverteilung beeinflusst. Eine genauere Betrachtung der WLA zeigt, dass diese, mit steigender Temperaturdifferenz, immer weiter im Süden zu finden ist. Dies kann die Bewegungen der einzelnen Zyklonen erklären. Damit verbunden ist eine Verlagerung des Windfeldes relativ zur Land-See Verteilung. Dies übt wiederum einen Einfluss auf das Windfeld aus, wie z.B. im Diagramm 2 beim Überqueren Dänemarks durch das Windfeld zu sehen war. Neben der gewünschten Verstärkung der zyklonenetischen Entwicklung, ist dies nur ein Aspekt der möglichen Effekte, welche die Eingriffe in die meteorologische Situation, angesichts der komplizierten Zusammenhänge in der Atmosphäre, zur Folge haben können. Einen sehr bedeutsamen Einfluss auf die Entwicklung der Zyklone kann z.B. eine Lageveränderung des Tiefs relativ zum Jetstream ausüben. Die besonders starke Ausprägung der Zyklone der letzten Simulation, ist eine Folge dessen. Hier war bei einer Temperaturdifferenz von 8 K der Bereich der Erhöhung des Temperaturgradienten nach Norden verschoben worden. Dies hatte auch eine nördlicher gelegene WLA und damit eine nördliche Zugbahn zur Folge, was sich in Interaktion mit der Vorticityadvektion in der Höhe als günstig erwies.

3 Schadensabschätzung

Im Folgenden wird ein einfaches Verfahren erläutert, mit welchem, für die simulierten Zyklonen, eine Abschätzung des Schadenspotentials vorgenommen werden kann. Dies soll in Anlehnung an eine Beziehung zwischen Windgeschwindigkeit und Schadenintensität geschehen, welche empirisch bestimmt wurde.

Eine kleinräumige Beschreibung von Sturmschäden erscheint nicht durchführbar. Es müßte eine kaum überschaubare Anzahl von hochaufgelösten Informationen (wie z.B. Art und Zustand von Gebäuden (insbesondere dem Dach), Art und Zustand des Baumbestandes in der Umgebung, Windrichtung) über die überaus komplexen Vorgänge im Einzelnen untersucht werden. Eine Betrachtung von einzelnen Sturmschäden für die Abschätzung von Auswirkungen durch großflächige Windfelder an Zyklonen ist nicht realistisch. Eine statistische Analyse von Erfahrungswerten auf einer größeren räumlichen Skala erscheint der beste Weg zu sein. Die hier verwendete Schadensfunktion (Münchener Rückversicherung, 1993 und 2001) wurde, durch die Auswertung historischer Stürme, für Wohngebäudeschäden in Deutschland bestimmt. Vor allem Informationen über die Serien verheererer Ereignisse Anfang 1990 und im Dezember 1999 liegen den Arbeiten zu Grunde. Auf einem Gitter von $0,1^\circ \times 0,1^\circ$ (ca. 7×11 km) wurden Informationen zu Böenwindgeschwindigkeit, versicherten Werten und versicherten

Schäden zusammengestellt und ausgewertet. Die Schadensfunktion (Gleichung 1) stellt einen exponentiellen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Spitzenbö und dem Schaden her.

$$S(v_B) = \begin{cases} S(v_{min}) \cdot \left(\frac{v_B}{v_{min}}\right)^\gamma & v_B \geq v_{min}, \\ 0 & v_B < v_{min} \end{cases} \quad (1)$$

Wobei S den mittleren Schadenssatz, also den Schaden geteilt durch den Neuwert, bezeichnet. Flächenhafte Schäden treten in Deutschland erst ab einer bestimmten Schwellgeschwindigkeit v_{min} für die Spitzenböen v_B auf. Hierzu finden sich Angaben zwischen 80 km/h (Münchener Rückversicherung, 2001) oder 90 km/h (Schraft, 1993). Für den Anfangsschadenssatz bei der Schwellgeschwindigkeit $S(v_{min})$ wird ein Erfahrungswert von 0,008 % verwendet. Der Exponent γ bezeichnet die Zunahme des Schadenssatzes abhängig von der Windgeschwindigkeit. In der Literatur wird oft ein Wert von ca. 3 angenommen (z.B. Münchener Rückversicherung, 1993, Klawa, 2001 oder Lamb, 1991). Die Auswertung der Orkane Lothar, Martin und Anatol aus dem Jahr 1999 deutet auf einen mittleren Wert von ca. 4 (Münchener Rückversicherung, 2001). Eine Differenzierung nach Küstengebieten und Binnenland, wie z.B. bei Klawa (Klawa, 2001) vorgeschlagen, ist in diesem Schadensmodell nicht enthalten. Es scheint sich nicht zu bestätigen, dass bei gleichen Windgeschwindigkeiten in Küstenregionen geringere Schäden auftreten. Die Schadensfunktion ist nach oben nicht limitiert, was als Schönheitsfehler angesehen werden muß. Theoretisch wäre Gleichung 1 zufolge auch ein Schadenssatz von über 100 % möglich. Dieser würde aber auch bei einem Exponenten von 5 erst bei Windgeschwindigkeiten von über 500 km/h eintreten.

Um mittels Gleichung 1 Schäden zu bestimmen ist, neben den Windgeschwindigkeiten, auch eine Angabe über die Verteilung von Werten notwendig. Als Werteverteilung wurden die versicherten Werte für Deutschland auf dem 0,1° Gitter verwendet (Münchener Rückversicherung, 2001). Diese beinhalten die Wohngebäudeversicherung und die Gewerbe-Sturmversicherung. Aufgrund der größeren Unsicherheit in der Verteilung der Gewerbe-Sturmversicherung wurde dieselbe Verteilung wie bei den Wohngebäuden angenommen. Wenn diese versicherten Werte als Maß Verwendung finden, bleiben viele Folgen unberücksichtigt, wie z.B. Waldschäden, Schäden an Infrastruktur oder Verluste durch Produktionsausfälle. Trotzdem kann auf diese Weise eine Beurteilung der Auswirkungen von simulierten Ereignissen durchgeführt werden.

Im Folgenden wird die Schadensfunktion 1 unter Verwendung verschiedener Werte für die Parameter auf Böenwindfelder aus LM Simulationen angewandt. Damit werden die Parameter bestimmt, welche im Weiteren bei der Anwendung der Schadensfunktion benutzt werden sollen. Hierfür stehen neben dem Orkan Anatol zwei weitere Ereignisse zur Verfügung. In Tabelle 1 werden die auf diese Weise abgeschätzten versicherten Schäden für Deutschland zusammengefasst und mit beobachteten Werten gegenübergestellt. Zu beachten ist, dass hier nicht die realen Böenfelder sondern die modellierten Böenfelder verwendet werden. Ein Vergleich mit Beobachtungen zeigt, dass das Böenwindfeld des Sturms Jeanett die Realität gut wiedergibt. Bei Anatol liegen die simulier-

γ	3	3	3,5	3,5	Beobacht.
v_{min}	90 km/h	80 km/h	90 km/h	80 km/h	
1. Anatol	426	705	469	811	100
Anatol -3 m/s	198	435	217	486	100
2. Anna	272	600	285	642	200
3. Jeanett	1105	1580	1280	1943	1000

Tabelle 1: *Abgeschätzte versicherte Schäden für drei Stürme in Millionen Euro, unter Verwendung von verschiedenen Exponenten und Schwellgeschwindigkeiten in der Schadensfunktion 1. Zum Vergleich sind in der letzten Spalte die realen versicherten Schäden laut Angaben und Schätzungen von Versicherern aufgeführt.*

ten maximalen Böen im Mittel um 3 m/s über den Beobachtungen. Aus diesem Grund wurde das Verfahren auch auf ein modifiziertes Böenfeld von Anatol angewandt, bei welchem überall ein konstanter Betrag von 3 m/s abgezogen wurde. Die simulierten Maximalböen für das Tiefdruckgebiet Anna liegen etwas unter den Beobachtungen. Die abgeschätzten Schäden für das Windfeld Anatol sind deutlich zu groß. Mit der Kombination $\gamma = 3$ und $v_{min} = 90 \text{ km/h}$ kann für Anna und das um 3 m/s abgeschwächte Böenfeld von Anatol die beste Abschätzung erreicht werden. Auch für die Zyklone Jeanett passt diese schwächste Abschätzung am besten zu den beobachteten Schäden. Die höhere Schwelle von 90 km/h zu wählen scheint dadurch gerechtfertigt, da gerade die Ereignisse mit geringeren Schäden (und Windgeschwindigkeiten) überschätzt werden.

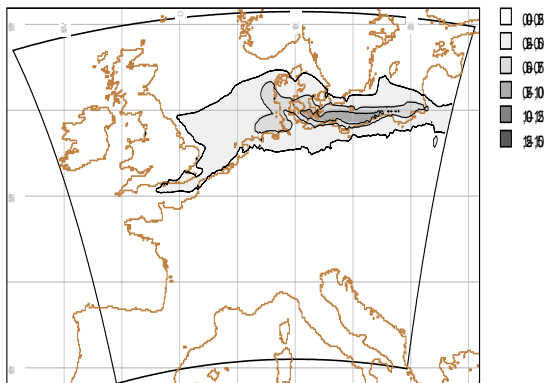


Abbildung 9: *Schadenssatz für den Referenzlauf in Promille*

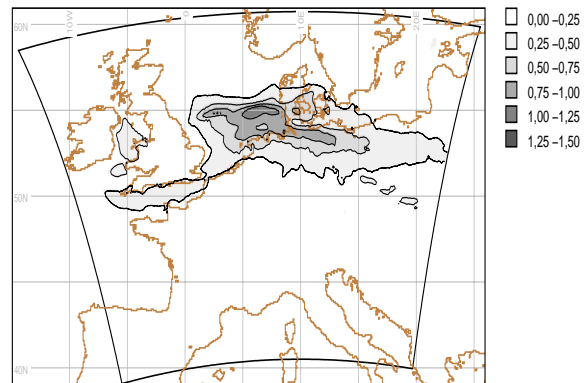


Abbildung 10: *Schadenssatz für die, um 8 K verstärkte Simulation, in Promille.*

Mit diesen Parametern wird das Schadensmodell nun auf die durchgeführten Simulationen angewandt. Die Abbildung 9 zeigt den aus dem Böenfeld des Referenzlaufes abgeschätzten Schadenssatz. Abb. 10 stellt diesem den Schadenssatz für das Szenario, bei welchem der Temperaturgegensatz um 8 K verschärft wurde gegenüber. Deutlich ist, sowohl die Erhöhung, als auch die Westverlagerung der zu erwartenden Schäden

zu erkennen. Weiterhin kann man die Auswirkungen auch weiter im Süden auf dem Festland beobachten. Dabei wird z.B. die große Konzentration von Werten in Hamburg deutlich stärker betroffen. Eine Abschätzung der Versicherten Schäden für Deutschland beläuft sich für diesen Fall auf ca. 730 Mill. Euro.

4 Zusammenfassung

Mit der entwickelten Methode lassen sich die Anfangs- und Randbedingungen der Simulation ändern und Sturmszenarien erzeugen. Diese sind zwar künstlich aber realistisch, da die Zyklonen intensiviert wurden, indem die Mechanismen der Zyklognese verstärkt wurden. Damit ist es möglich die Anzahl der zur Verfügung stehenden Sturmereignisse für eine Untersuchung des regionalen Sturmrisikos zu erhöhen. Weiterhin kann das vorhandene Potenzial zur weiteren Verstärkung von aufgetretenen intensiven Zyklonen untersucht werden. Das ermöglicht Aussagen zum Auftreten maximaler Windgeschwindigkeiten an Zyklonen.

5 Danksagung

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördert (Förderkennzeichen 01SF9976/8). Für die Bereitstellung von Daten und des Lokal Modells danken wir dem Deutschen Wetterdienst. Weiterhin danken wir der Münchner Rückversicherungsgesellschaft für die Zusammenarbeit.

Literatur

- Cappel, A. und P. Emmrich** (1975). Zwei Wetterkatastrophen des Jahres 1972: Der Niedersachsen-Orkan und das Gewitterunwetter von Stuttgart. Berichte des Deutschen Wetterdienstes Nr.135, Band 17, Offenbach.
- Doms, G. und U. Schättler** (1999). The Nonhydrostatic Limited-Area Model LM (Lokal-Modell) of DWD, Part I - Scientific Documentation. Deutscher Wetterdienst, Offenbach.
- Emmrich, P.** (1977). Der latent-labil geschichtete Warmsektor - ein wichtiger Faktor bei der Entstehung des Nordsee - Orkans vom 3.1. 1976. *Meteorol. Rundsch.* 30, 129-137.
- Klawa, M.** (2001). Extreme Sturmereignisse in Deutschland: Entwicklung, Zusammenhang mit der Nordatlantischen Oszillation und Auswirkung auf die Versicherungswirtschaft. Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, Band 14.

- Kurz, M.** (1990). Synoptische Meteorologie - Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst 8. Deutscher Wetterdienst, Offenbach.
- Lamb, H.H.** (1991). *Historic Storms of the North Sea, British Isles and Northwest Europe*. Cambridge Press.
- Lefebvre, Ch.** (2000). Das Orkantief Anatol vom 3./4. Dezember 1999. Klimastatusbericht 1999, Deutscher Wetterdienst, Offenbach.
- Münchener Rück** (1993). Winterstürme in Europa - Schadenanalyse 1990 - Schadenpotentiale. Münchener Rückversicherungsgesellschaft, München.
- Münchener Rück** (1999). Naturkatastrophen in Deutschland - Schadenerfahrungen und Schadenpotentiale. Münchener Rückversicherungsgesellschaft, München.
- Münchener Rück** (2001). Winterstürme in Europa (II) - Schadenanalyse 1999 - Schadenpotentiale. Münchener Rückversicherungsgesellschaft, München.
- Radtke, K.S. und G. Tetzlaff** (2003). Untersuchung des Orkans Ginger mit dem Lokal Modell. Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Band 26.
- Ulbrich, U., A.H. Fink, M. Klawa und J.G. Pinto** (2001). Three extreme storms over Europe in December 1999. *Weather*. 56.

Adresse der Autoren:
Universität Leipzig
Institut für Meteorologie
Stephanstraße 3
04103 Leipzig

Aktinische Strahlungsflussdichte und die spektrale und räumliche Variabilität der Bodenalbedo

A. Kniffka und T. Trautmann

Zusammenfassung

In diesem Beitrag wird der Einfluss der Bodenalbedo auf das aktinische Strahlungsfeld der Atmosphäre untersucht. Dabei wird die Analyse in zwei Bereiche aufgeteilt: zum einen wird die spektrale Variabilität der Bodenalbedo untersucht und zum anderen wird der Einfluss von größeren flächigen Untergründen mit variabler Albedo betrachtet. Die Ergebnisse zeigen, dass lokal signifikante Änderungen im aktinischen Strahlungsflussdichtefeld entstehen, wenn die räumliche Variabilität in Betracht gezogen wird. Je feiner die räumliche Variabilität der betrachteten Albedofelder werden, desto schneller klingen die Abweichungen mit der Höhe ab. Mit Hilfe von Messvergleichen mit INSPECTRO Daten wird gezeigt, dass die Verwendung einer aus Flugzeug getragenen Messungen gewonnenen spektralen Bodenalbedo zu einer deutlichen Verbesserung der spektralen Simulationen der aktinischen Strahlungsflussdichte F_{act} führt.

Summary

In this contribution the influence of surface albedo on the atmosphere's actinic flux density field is studied. For this purpose the analysis is subdivided into two parts: first the influence of spatial areas with different surface albedo values and second, the spectral variability of the surface albedo is studied. The results show significant changes in the simulated actinic flux density field if spatial variabilities are not neglected. The finer the spatial variability of the considered albedo fields get, the earlier the deviations decrease with height. It is shown by a comparison with measured actinic flux density data from INSPECTRO that a clear improvement of the spectral simulations is achieved by use of a surface albedo that can be retrieved from airborne measurements.

1 Einleitung

In den meisten Strahlungstransportsimulationen wird die räumliche und spektrale Variabilität der Bodenalbedo vernachlässigt, hauptsächlich aus Mangel an genauen Informationen über die Beschaffenheit des Untergrundes. An dieser Stelle soll untersucht werden, welche Abweichungen des aktinischen Strahlungsflussdichtefeldes bei Einführung von variabler Bodenalbedo im Vergleich zu Rechnungen mit konstanter Albedo entstehen. Dies könnte zum Beispiel für die Einschätzung des Photosmogs im Sommer in urbanen bzw. ländlichen Gebieten von Vorteil sein. Durch Sonnenlicht, respektive starke aktinische Strahlungsfelder werden im Sommer photochemische Reaktionen in Gang gesetzt, die die Bildung von bodennahem Ozon zur Folge haben. Eine genauere Bestimmung von Photolyseraten erscheint hier sinnvoll. Die dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen wurden mit dem Modell SHDOM von K. F. Evans (1998) ausgeführt, für die eindimensionalen Rechnungen zur Bestimmung der spektralen Abhängigkeit der Bodenalbedo wurde DISORT nach Stamnes *et al.* (1988) verwendet. Die Strahlungstransportmodelle benötigen zur Rechnung die Eingabe von den optischen Eigenschaften der zu untersuchenden Atmosphäre, wie zum Beispiel Extinktionskoeffizient, Einfachstreueralbedo und Phasenfunktion

an jedem Gitterpunkt. Zur Bereitstellung dieser Eigenschaften wurde ein Programmpaket entwickelt, mit welchem sowohl vollständig künstliche als auch auf aktuellen Messdaten beruhende Modellatmosphären erzeugt werden können. Es werden Aerosolpartikel, Wolkentropfen sowie Luftmoleküle und Ozon in die Rechnungen miteinbezogen. Nähere Erläuterungen finden sich bei Kniffka und Trautmann (2004). Im nächsten Abschnitt soll das Verhalten des aktinischen Strahlungsflussdichtefeldes bei räumlich variierender Bodenalbedo dargestellt werden. Hierzu kann man sich zum Beispiel abwechselnd Grünflächen und landwirtschaftlich genutzte Gebiete vorstellen. In einem weiteren Abschnitt wird mit Hilfe von Messdaten eine spektrale Albedo erstellt, wie sie sich von Flugzeugmessungen herleiten lässt. Die durchgeführten Strahlungstransportrechnungen werden denen mit konstanter Bodenalbedo gegenübergestellt. Die hierfür verwendeten Messdaten stammen von der ersten der zwei Messkampagnen, welche im Rahmen des EU-Projektes INSPECTRO (INfluence of clouds on the SPEctral actinic flux in the lower TROposphere) durchgeführt wurden. Die Kampagne fand statt in Norwich, East Anglia, GB, im September 2002, nähere Erläuterungen und erste Ergebnisse finden sich bei Kylling et al. (2004).

2 Bodenalbedo räumlich variiert

Hier sollen drei Sensitivitätsstudien gezeigt werden. Die Atmosphäre sei jeweils wolkenfrei, die Molekülanzahlprofile von Luft und Ozon entsprechen einer Standardatmosphäre im Sommer in mittleren Breiten nach McClatchey et al. (1971), wobei Ozon auf einen Säulenwert von 283 DU skaliert wird. Das Aerosol wird als eine Schicht von 1200 m Dicke angenommen, die Partikelkonzentration nimmt exponentiell mit der Höhe ab, wobei am Boden mit 700 Partikeln/ cm^3 begonnen wird. Die Zusammensetzung und Verteilung entspricht ruralem Aerosol nach Shettle und Fenn (1979). Das Simulationsgebiet hat eine Größe von 21x21x66 Gitterzellen. Die räumliche Auflösung in der Horizontalen beträgt 400 m in x - und y -Richtung.

Für die erste Rechnung wird der Boden in vier gleichgroße Felder aufgeteilt mit jeweils einem Albedowert, der für eine bestimmte Bodenart als typisch angesehen wird: Gras (0.2), Sand/Wüste (0.35), Boden dunkel/nass (0.05) und Wasser (0.1). In Abbildung 1 ist die aktinische Strahlungsflussdichte in der ersten Schicht über dem Boden dargestellt. Die Rechnung wurde für einen Sonnenzenitwinkel von 40 Grad durchgeführt, die Abbildung zeigt die Ergebnisse für 400 nm Wellenlänge. Es ergeben sich sehr deutliche Unterschiede, in $z = 50 m$ über dem Boden ist die maximale Strahlungsflussdichte 1.36 mal größer als die minimale! Dieser Effekt ist bis in relativ große Höhen sichtbar, wie man im Vertikalschnitt in Abbildung 2 leicht erkennen kann. Dazu muss man jedoch anmerken, dass die Aerosolbelastung der Atmosphäre relativ gering ist. Höhere Partikelkonzentrationen würden durch Streuung schneller zu einer horizontalen Verwischung der Unterschiede führen. Dieser etwas künstliche Fall soll durch einen für mittlere Breiten realistischeren Ansatz ergänzt werden. Der Erdboden wurde hierfür in quadratische Flächen aufgeteilt, deren Größe ungefähr der eines durchschnittlichen Ackers entspricht, nämlich 800x800 m^2 . Der Bewuchs sollte von Gras zu Erdboden wechseln, es wurden hierfür Werte von 0.2 und 0.08 angenommen. Die umgebende Atmosphäre änderte sich nicht. In Abbildung 3 ist ein vertikaler Schnitt durch das resultierende F_{act} -Feld bei $y=4.4 km$ gezeigt.

Mit dieser Konfiguration sind die lokalen Unterschiede der aktinischen Strahlungsflussdichte schon in einer Höhe von etwa 2.5 km verschwunden. Setzt man nun die Bodenalbedo auf einen konstanten Wert $A=0.14$, der dem Mittel von Gras und Erde entspricht, ergeben sich folgende Unterschiede im Strahlungsbild (s. Abb. 4): Wie zu erwarten, sind

Aktinischer Fluss: $SAZ=40.0$, $\lambda=400$ nm,
 Max=2.431, Min=1.788, Avg=2.049, Z=0.050 km

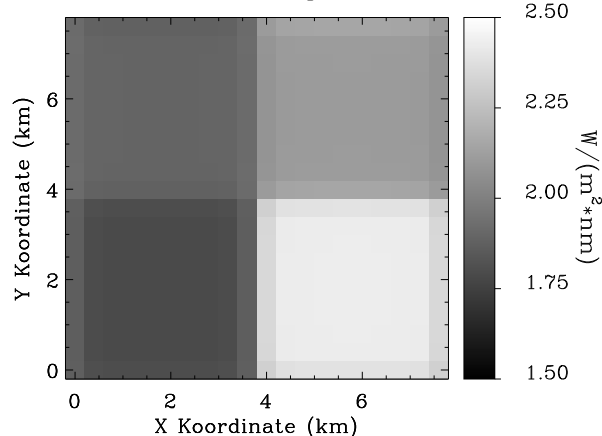


Abbildung 1: Horizontalschnitt durch F_{act} -feld bei vier stark unterschiedlichen Bodenalbedowerten.

Aktinischer Fluss: $SAZ=40.0$, $\lambda=400$ nm,
 Max=2.532, Min=1.884, avg=2.238, Y= 6.0 km

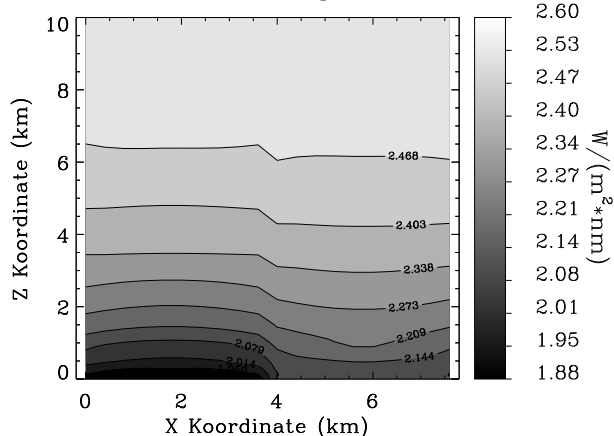


Abbildung 2: Vertikalschnitt durch das Feld bei $y = 6.0$ km mit den Albedowerten $A = 0.2$ und $A = 0.1$ (vgl. Abb. 1).

Aktinischer Fluss: $SAZ=40.0$, $\lambda=400$ nm,
 Max=2.463, Min=1.825, avg=2.175, Y= 4.4 km

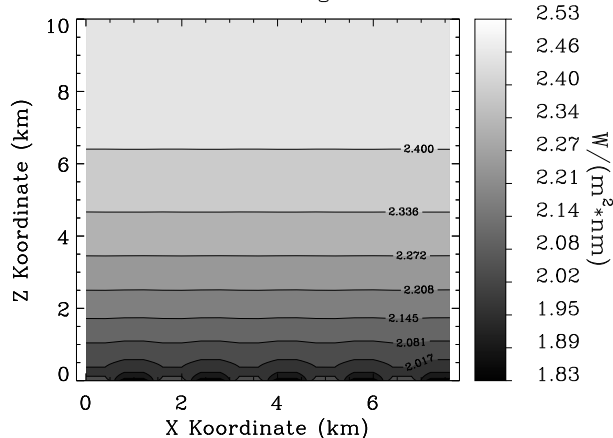


Abbildung 3: Quadratische Albedoflächen mit kürzerer Kantenlänge (800×800 m²).

Abweichung von F_{act} zu $F_{act,alb}$

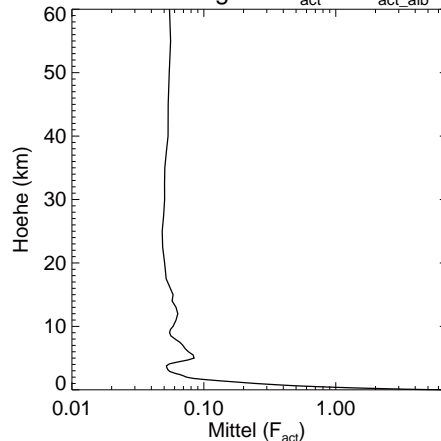


Abbildung 4: Profil der mittleren horizontalen Abweichung vom F_{act} -feld mit variabler Bodenalbedo zur Referenzrechnung in Prozent.

die Abweichungen in der Nähe des Erdbodens am größten, es werden Werte bis zu 6 Prozent erreicht. Schon in einer Höhe von 2 km sinkt die Abweichung auf unter 1 Promille. Auffällig ist die kleine Erhöhung der Abweichung in ca. 5 km Höhe, diese ist durch numerische Effekte des verwendeten Strahlungstransportmodells zu erklären.

3 Spektrale Bodenbedo

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der spektralen Variabilität der Bodenbedo anhand von Messungen der Kampagne INSPECTRO untersucht. Dabei werden räumliche Veränderungen außer Acht gelassen. Zur Berechnung der spektralen Bodenbedo wurden Messdaten von einem bewölkungsfreien Tag verwendet. Diese Bodenbedo wurde anschließend bei der Untersuchung des aktinischen Strahlungsflussdichtefeldes eines Messtags mit stratiformer Bewölkung verwendet. Die Auswertung dieses Tages (14.09.2002) wird im Folgenden erklärt, eine detailliertere Beschreibung findet sich aber auch bei Kniffka und Trautmann (2004). Am Messtag zeigte sich eine stratiforme, relativ homogene Wolkendecke. Die Wolkenschicht reichte von ca. 600 m bis 1060 m Höhe und enthielt recht viel Flüssigwasser (durchschnittlich etwa 0.5 g/m^3). Während des Messzeitraums veränderte sich das Wolkenbild nur wenig, und auch in horizontaler Richtung zeigte sich die Wolkenschicht relativ homogen. Für die Auswertung wurde das Wolkenfeld in vertikale Schichten unterteilt. Die Tropfenparameter Flüssigwassergehalt und effektiver Radius wurden innerhalb dieser Schichten gemittelt, das heißt, das Wolkenfeld wurde als horizontal homogen angenommen. Dabei musste die Wolkenobergrenze besonders sorgfältig festgelegt werden, wie sich im Laufe der Auswertungen zeigte.

Die Aerosolmessungen wurden ebenfalls in Schichten eingeteilt, und die optischen Eigenschaften wie zuvor beschrieben berechnet. Die optische Dicke der Aerosolschicht war mit maximal 0.027 relativ gering. Der Säulenwert für Ozon betrug 283.0 DU. Für die Wolkentropfen wurden Messungen des Flüssigwassergehalts und effektiven Radius mit Hilfe der Slingo-Methode verarbeitet (Slingo, 1989). Diese Größen wurden mit dem PVM-Gerät (particle volume monitor) gemessen. Zusätzlich wurden Tropfengrößenverteilungen aus den Daten des Fast-FSSP (Forward Scattering Spectrometer Probe) und PVM erstellt und die optischen Eigenschaften des Wolkenfeldes mittels der Mie-theorie berechnet.

Unterhalb der Wolke spielt die Wahl der Bodenbedo eine wichtige Rolle. Hier konnte auf Messungen mit dem Albedometer, welches am Messflugzeug angebracht war, zurück gegriffen werden. Das Gerät "sieht" nicht die Albedo eines bestimmten Untergrundes, sondern misst eine relativ großflächige Überlagerung der Effekte der einzelnen Untergrundarten. Die Ergebnisse aus Abschnitt 2 rechtfertigen eine solche Verfahrensweise, da sich die Beschaffenheit des Untergrundes auf sehr kleinem Raum häufig änderte. Mit Hilfe des bei Wendisch *et al.* (2004) beschriebenen Verfahrens lässt sich eine spektrale "Mischalbedo" herstellen. Dabei wird versucht, den Effekt der Atmosphäre, die sich zwischen Flugzeug und Boden befindet, zu eliminieren. Dazu werden eindimensionale Strahlungsflussdichtefelder auf Grundlage der zur Verfügung stehenden Informationen über die atmosphärischen Extingenten berechnet. Die Messungen werden mit Hilfe von einer Wichtung mit diesen Rechnungen zu Bodenwerten umgewandelt. Mit dieser Methode war es sehr gut möglich, Albedospektren für Land und Wasser zu gewinnen. In Abbildung 5 sind Spektren für den gesamten aktinischen Fluss in $z = 100 \text{ m}$ Höhe dargestellt. Die hellgrau gestrichelte Linie zeigt die Messungen, in grau sieht man eine Simulation mit einer konstanten Bodenbedo von 0.1, und die Ergebnisse der Simulation mit spektraler Bodenbedo sind in

Vergleich zu spektraler Bodenalbbedo

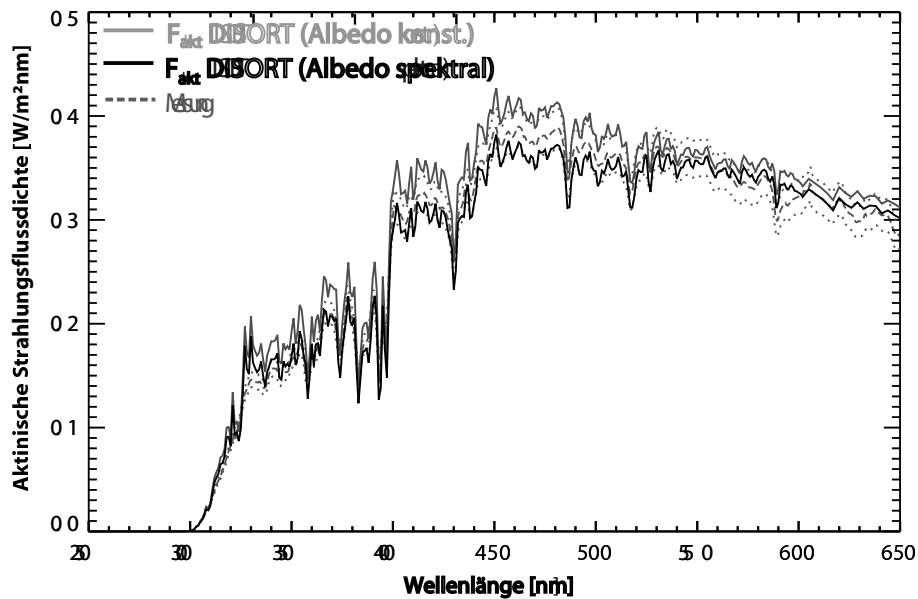


Abbildung 5: Spektrum des aktinischen Flusses für verschiedene Bodenalbbedowerte unter der Wolkendecke.

schwarz dargestellt. Mit der spektralen Albedo konnten vor allem bei den kürzeren (≥ 350 nm) und mittleren (410 - 520 nm) Wellenlängen bessere Ergebnisse erzielt werden. Man sollte beachten, dass dieses Verfahren eine Approximation darstellt, denn die Reduktion auf die Bodenwerte selbst ist nicht unabhängig von den atmosphärischen Extintgenen in der dazwischen liegenden Atmosphäre. Die Eigenschaften der Atmosphäre werden mittels nicht-exakten Simulationen beschrieben, die auf Messungen, welche mit einem bestimmten Fehler behaftet sind, beruhen. Der Fehler ist jedoch sehr gering, wenn zur Bestimmung der Bodenalbbedo Messungen von einem wolkenfreien Tag zur Verfügung stehen. Dies war bei dieser Messkampagne der Fall. Die Vorteile gegenüber einer nicht-spektralen Behandlung der Albedo konnten deutlich gezeigt werden.

4 Schlussfolgerungen

Es wurden die Auswirkungen von räumlichen und spektralen Bodenalbbedovariationen auf das aktinische Strahlungsflussdichtefeld der Atmosphäre untersucht. Dazu wurde ein wolkenloses Szenario mit mittlerer Aerosolbelastung von ruralem Aerosol und einer Sommeratmosphäre aus mittleren Breiten erstellt. Die Bodenalbbedo wurde für die Untersuchung systematisch verändert. Teilte man den Erdboden in sehr große Flächen mit gleicher Albedo auf (ca. 4×4 km²), so ergaben sich Unterschiede im Strahlungsfeld, die bis in große Höhen reichten (etwa 10 km). Nach Verkleinerung der Bodenflächen auf ca. 800 m Kantenlänge verwischten sich die Effekte der Bodenalbbedo schon in etwa 2.5 km Höhe über der Erdoberfläche.

Bei Verwendung einer spektralen Bodenalbbedo, wie man sie mit Hilfe des bei Wendisch et al. (2004) beschriebenen Verfahrens aus Flugzeug getragenen Messungen erhält, konnte eine deutliche Verbesserung der Simulation von spektralen aktinischen Flussdichten erzielt werden. Dies konnte anhand von einem Vergleich mit Messungen der aktinischen

Flussdichte belegt werden. Die Verbesserungen liegen etwa bei 6 Prozent und würden sich auf die Genauigkeit der Berechnung von Photolyseraten für zum Beispiel O_3 und NO_2 deutlich auswirken. Dies ließ sich für das beschriebene Experiment mangels geeigneter Messdaten im kurzwelligen Bereich noch nicht verifizieren.

Von großer Bedeutung kann die Beachtung einer räumlich korrekten Bodenalbedo zum Beispiel für Stadtklimamodellierungen mit mikroskaligen Strömungsmodellen sein, da lokal unterschiedliche Strahlungsflussdichtefelder zu Veränderungen im Strömungsfeld führen, z. B. durch lokale Anfachung der Konvektion. Auch für photochemische Reaktionskreisläufe, die sich im Laufe eines Tages entwickeln, sind die unterschiedlichen Beträge in der aktinischen Strahlungsflussdichte nicht zu vernachlässigen, hier sogar sowohl räumlich als auch spektral. Ein Reaktionszyklus, der in einem Luftpaket abläuft, verändert sich sicherlich, wenn dieses Luftpaket durch Gebiete mit unterschiedlichem Strahlungsangebot wandert. Die Untersuchung der Auswirkungen solcher Effekte stellt ein interessantes zukünftiges Forschungsgebiet dar.

Literatur

Evans, K. F., 1998: The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429-446.

Jäkel, E., M. Wendisch, A. Kniffka and T. Trautmann, 2004: A new airborne system for fast measurements of up and downwelling spectral actinic flux densities. *Applied Optics*, **44/3**, 434-444.

Kniffka, A. and T. Trautmann, 2004: Verwendung von mikrophysikalischen Messungen zur Charakterisierung von Aerosol und Wolken für Strahlungsübertragungsrechnungen. *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*, **34**, 13-29.

Kylling A., A. R. Webb, R. Kift, G. P. Gobbi, L. Ammannato, F. Barnaba, A. Bais, S. Kazadzis, M. Wendisch, E. Jäkel, S. Schmidt, A. Kniffka, S. Thiel, W. Junkermann, M. Blumthaler, R. Silbernagl, B. Schallart, B. Kjeldstad, T. M. Thorseth, R. Scheirer, and B. Mayer, 2004: Spectral actinic flux in the lower troposphere: measurement and simulations for cloudless, broken cloud and overcast situations. Submitted to *Atmos. Chem. Phys.*.

McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz und J. S. Garing, 1971: Optical Properties of the Atmosphere. *AFCRL-71-0279, Environmental Research Papers*, Nr. 354.

Shettle, E. P. und R. W. Fenn, 1979: Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effect of humidity variations on their optical properties. *AFGL-TR-79-0214, Environmental Research Papers*, **676**.

Slingo, A., 1989: A GCM Parameterization for the Shortwave Radiative Properties of Water Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1419-1427.

Stamnes, K., S. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, 1988: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502-2509.

Wendisch M., P. Pilewskie, E. Jäkel, S. Schmidt, J. Pommier, S. Howard, H.H. Jonsson, H. Guan, M. Schröder and B. Mayer, 2004: Airborne measurements of areal spectral surface albedo over different sea and land surfaces. *J. Geophys. Res. - Atmospheres*, **109** (D8), D08203.

Adressen der Autoren

Anke Kniffka, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, kniffka@uni-leipzig.de

Thomas Trautmann, Institut für Methodik der Fernerkundung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Postfach 1116, 82230 Weßling, thomas.trautmann@dlr.de

Meteor radar wind and temperature measurements over Collm (51.3°N, 13°E) and comparison with co-located LF drift measurements during autumn 2004

Ch. Jacobi, D. Kürschner, K. Fröhlich, K. Arnold, G. Tetzlaff

Zusammenfassung

Seit Juli 2004 wird an der Außenstelle Collm der Universität Leipzig kontinuierlich ein Meteorradar zur Messung des Windes und der Temperatur im Höhenbereich 80-100 km betrieben. Die Messungen dienen der Überwachung der Dynamik der Mesopausenregion, und ihrer Änderungen auf Zeitskalen von Tagen und Jahren. Erste Ergebnisse vom Herbst 2004 werden dargestellt, verglichen mit den ebenfalls am Collm durchgeführten Langwellenreflexionswindmessungen. Die Ergebnisse zeigen, dass die vertikale Struktur des Windsystems und die Variationen von Tag zu Tag qualitativ übereinstimmen. Die mit dem Meteorradar gemessenen Gezeitenamplituden sind jedoch systematisch größer als diejenigen, die mit dem Langwellenverfahren gemessen wurden.

Abstract

Since July 2004 winds and temperatures in the height range 80-100 km are measured using a meteor radar. The data are used to monitor upper middle atmosphere dynamics and dynamical changes at time scales from days to years. First results obtained during the autumn transition of the mesosphere/lower thermosphere wind field 2004 are presented, as well as a comparison with the low-frequency winds measured at Collm. The results show a good agreement of the overall wind structure and the day-to-day variations of wind parameters. However, the tidal amplitudes measured by meteor radar are systematically larger than those measured with the low-frequency method.

1 Introduction

Over the last three decades, ground-based instruments, and among them especially radars, have offered powerful insights into the dynamical structure of the mesosphere/lower thermosphere (MLT) region at a height range of about 80-100 km. However, a major limitation in such work to date has been the very small number of long-term continuous MLT-region wind measurements. One of the longest homogeneous MLT wind time series available worldwide has been measured at Collm Observatory using low-frequency (LF) radio waves. The data has been analysed with respect to long-term variations, and are also contributed to empirical models of the MLT (Portnyagin and Solovjova, 1998, Portnyagin et al., 2004). The measurements are carried out according to the LF spaced receiver method, which makes the time series a unique one. This, however, bears the potential of undetected biases when the data are used in combination with those measured with other methods, e.g., to detect wavenumbers of planetary waves (Pancheva et al., 2004). Although some comparison of LF winds with medium frequency (MF; Hoffmann et al., 1990; Singer et al., 2000) and meteor radar (MR; Lysenko et al., 1972) winds has been performed, these comparisons had to use data from somewhat different measuring volumes, and partly also times of day and heights. They are therefore of limited significance.

In summary, it has proved to become favourable to complete the Collm LF measurements by a standard wind measuring method, and operate the two methods simultaneously for a long time interval of at least one year in order to detect possible systematic differences of the results obtained with both methods. To this aim, in summer 2004 a commercial MR system has been installed at Collm and is continuously operated since then. This paper presents some first result of these measurements, and comparison with LF wind data during autumn 2004. Since the potential errors of both MR and LF measurements are dependent on the seasonal peculiarities (as mean wind and tidal wind gradients, meteor flux rates, length of the day, wind field variability, etc.), the results thus far have to be considered as preliminary. Nevertheless, a first impression on the potentials of both methods, and their limitations, may be provided by these comparisons.

2 Radar description and data analysis

2.1 Specific details of the radar

The meteor radar is a commercially produced VHF system manufactured under the brand name SKiYMET. The radar operates with a frequency of 32.6 MHz and a peak power of 6 kW. The transmitter produces short pulses ($\sim 13 \mu\text{s}$) at a pulse repetition frequency of 2144 Hz in the standard mode of operation. The radar operates in an “all-sky” configuration with the radiated power from a vertically pointing 3-element Yagi antenna (left part of Figure 1). Five individual 2-element Yagi receiving antennas with horizontal distance of 2 or 2.5 wavelengths, respectively, forming a cross are configured to act as an interferometer. The interferometer is situated near the Collm Observatory main building at 51.3°N , 13°E at the slope of the Collm mound about 230 m asl, with an interferometer plane slope of 7° . The transmitter and receiver are housed in a shack (right part of Figure 1) about three wavelengths away from the transmit antenna.

The measured data are collected on a PC in the shack, where on-line standard data evaluation is performed also. These data, as well as the raw data, are transferred to a workstation at the Institute for Meteorology in Leipzig once a day. The radar continually collected data since



Figure 1: *Left: Transmit antenna. In the foreground the trench to carry the feeder cable is still open. Right: Transmitter (right rack) and receiver unit (left rack) installed on a table.*

July 2004. In Europe, other SKiYMET meteor radars are operated in Kühlungsborn, Germany, Andenes, Norway (Singer et al., 2004), and Esrange, Sweden (Mitchell et al., 2002).

2.2 Wind measurements

The wind measurement principle is the detection of the Doppler shift of the reflected VHF radio waves from ionised meteor trails, which delivers radial wind velocity along the line of sight of the VHF radio wave. The interferometer is used to detect azimuth and elevation angle from phase comparisons of individual receiver antenna pairs. Together with the range measurements the meteor trail position is detected. The raw data collected consist of azimuth and elevation angle, wind velocity along the line of sight, meteor height, and additionally decay time for each single meteor trail. The data collection procedure is also described in detail by Hocking et al. (2001).

The meteor trail reflection heights are varying roughly between 75 and 110 km, with a maximum around 90 km. In standard configuration, the data are binned in 6 different height gates centred at 82, 85, 88, 91, 94, and 98 km. Individual winds calculated from the meteors are collected to form hourly mean values using a least squares fit of the horizontal wind components to the raw data under the assumption that vertical winds are small (Hocking et al., 2001). An outlier rejection is added. An example of hourly zonal and meridional winds is presented in Figure 2. 24-hourly smoothed wind values are also added. The strongest signal that is visible at time scales within one day is the semidiurnal tide (SDT). The 24-hr smoothed winds show a distinct day-to-day variability, which is the signal of the quasi-two-day wave (QTDW), a common feature in the summer MLT at midlatitudes (Pancheva et al., 2004). Comparison of the zonal and meridional wind variability shows that both the SDT and

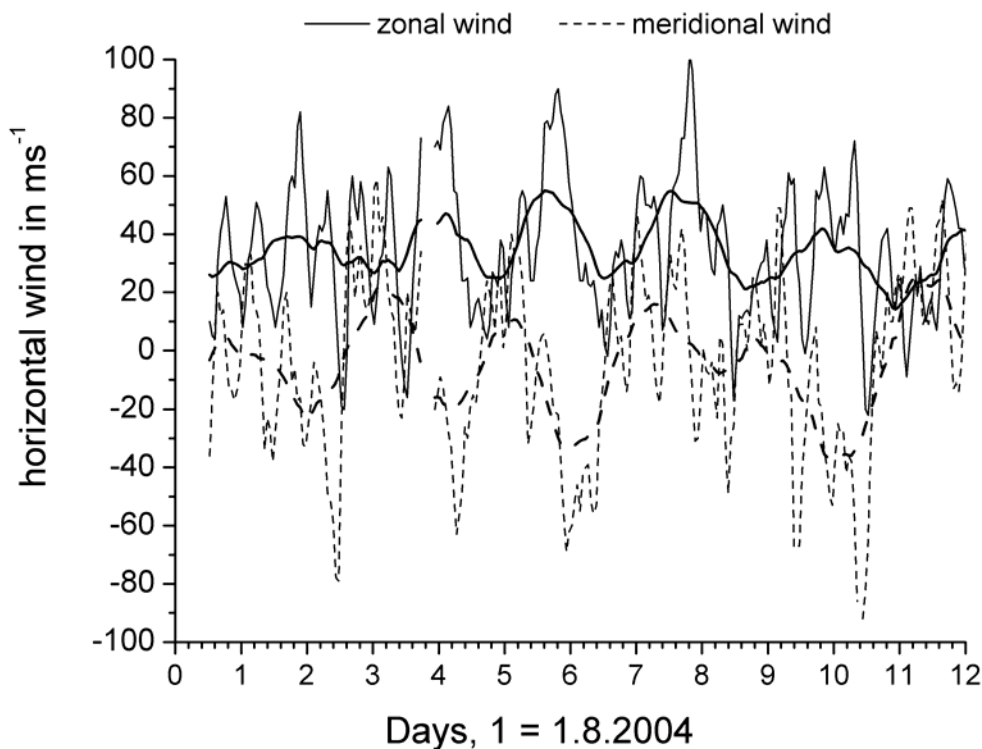


Figure 2: Example of hourly mean winds measured by the Collm MR in the height gate centred at 91 km. 24-hr running averages are added as thick lines.

QTDW meridional phases head the zonal ones by 90° (clockwise circularly polarized wind components), which is in accordance with linear theory.

The meteor radar wind measurements are intended to complete the existing wind measurements at Collm. These measurements base on the reflection of LF radio waves from 3 commercial transmitters (177, 225, and 270 kHz) at oblique incidence with transmitter distances between 160 and 460 km. The data are interpreted using the spaced receiver method and are analysed with an algorithmised form of the similar fade method (Kürschner, 1975, 1981; Kürschner and Schminder, 1980). The individual wind measurements are also combined to mean values using a weighting function essentially based on estimates of the chaotic velocity. The reflection height is detected through phase comparisons of the ground wave and the sky wave in a small side-band frequency range near 1.8 kHz (Kürschner et al., 1987).

2.3 Temperature estimation from MR measurements

In addition to the wind measurements using MR, the decay time of the signal is detected from so-called underdense meteor trails, i.e. from those trails whose reflectivity is determined by their electron density. The decay time τ_{10} is the time, after which the signal falls to 10% due to diffusion, so that daily mean temperatures can be obtained from the ambipolar diffusion coefficients D_a that are estimated from τ_{10} :

$$A = A_0 \exp\left\{-\frac{16\pi^2 D_a}{\lambda^2} t\right\}, \quad (1)$$

with A as the signal amplitude, λ as the radar wavelength and t as time. Thus, τ_{10} can be estimated from the amplitude curve to yield:

$$D_a = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 \tau_{10}} \ln 10. \quad (2)$$

The diffusion coefficient is proportional to the ratio of temperature squared and pressure (Jones and Jones, 1990):

$$D_a = K \frac{T^2}{p}, \quad (3)$$

with K as a constant. Knowledge of pressure, e.g. from the CIRA or MSIS model, thus enables one to calculate temperature (Hocking, 1997). However, using pressures from empirical models potentially causes errors if the models are incorrect. Therefore a method described by Hocking (1999) is used to derive absolute temperatures under the assumption that the relative vertical temperature gradient $\alpha = (1/T)dT/dz$ is constant around the height of the maximum meteor flux rate near 90 km. We introduce a vertical coordinate z with $z = 0$ at 90 km altitude, introduce $T = T_0 (1 - \alpha z)$ in Eq. (3), and apply a pressure decay with scale height

$$p = p(z = 0) \cdot e^{-\int_0^z \frac{dz'}{H}},$$

where $H = mg/kT$ with k as Boltzmann's constant and m , g as the mean molecular mass and acceleration due to gravity at 90 km. Then Eq. (3) may be written as:

$$D_a = KT_0(1 - \alpha z)^2 p(z=0) e^{\int_0^z \frac{mg}{kT_0(1-\alpha z')} dz'} \quad (4)$$

Taking the logarithm of Eq. (4) and differentiating with respect to z , one obtains an equation for the temperature in dependence of the diffusion coefficient change with height for $z = 0$:

$$\frac{d \ln D_a}{dz} = -2 \frac{dT/dz}{T_0} + \frac{mg}{kT_0}, \quad (5)$$

which may be solved for T_0 . This method still requires the assumption of the temperature gradient dT/dz that is taken from an empirical model. More details can be found in Hocking (1999). Temperatures estimated with this method has been presented by Hocking et al. (2004) and Singer et al. (2004), also showing validation with rocket and ground-based optical methods. Temperatures measured during autumn 2004 at Collm using Eq. (5) will be shown in section 4.

3 MLT wind comparison during Autumn 2004

In this paper we focus on the analysis of data gathered during September and October 2004. This includes the late summer situation, and the autumn transition, connected with a mean wind reversal – sometimes called “autumn anomaly” – in the upper MLT. We analysed the MR wind data together with the LF winds, using the same procedures.

3.1 Mean monthly winds

Monthly mean zonal and meridional winds for each time of day are shown in Figure 3. Included are LF winds, separately for each of the three frequencies used and the weighted means, as well as all measured MR hourly means data between 82 and 98 km. No height separation is applied here, therefore the MR winds may be attributed to the height of maximum MR reflections that is around 90 km. Also shown in Figure 3 are the monthly mean LF reflection heights. The comparison is not shown as a scatter plot, because the diurnal wind variations can be shown better using time series.

The major variation at time scales up to one day is the SDT, with maxima in the morning and early evening for the zonal component, while the meridional component heads the zonal one by 3 hours. The tidal amplitudes are much larger in September than in October, which is in accordance with climatological values (e.g. Jacobi et al., 1999; Manson et al., 2002). The shift of the phase, which is usually expressed as the time of westward wind maximum, to later values in October represents the seasonal variation from summer to winter conditions.

The differences between the radar and LF winds are small; some larger differences are seen during the morning and evening hours, owing to the comparatively low LF reflection heights then. The comparison shows that both MR and LF mean winds are in satisfactory correspondence in measuring wind variations at time scales within one day.

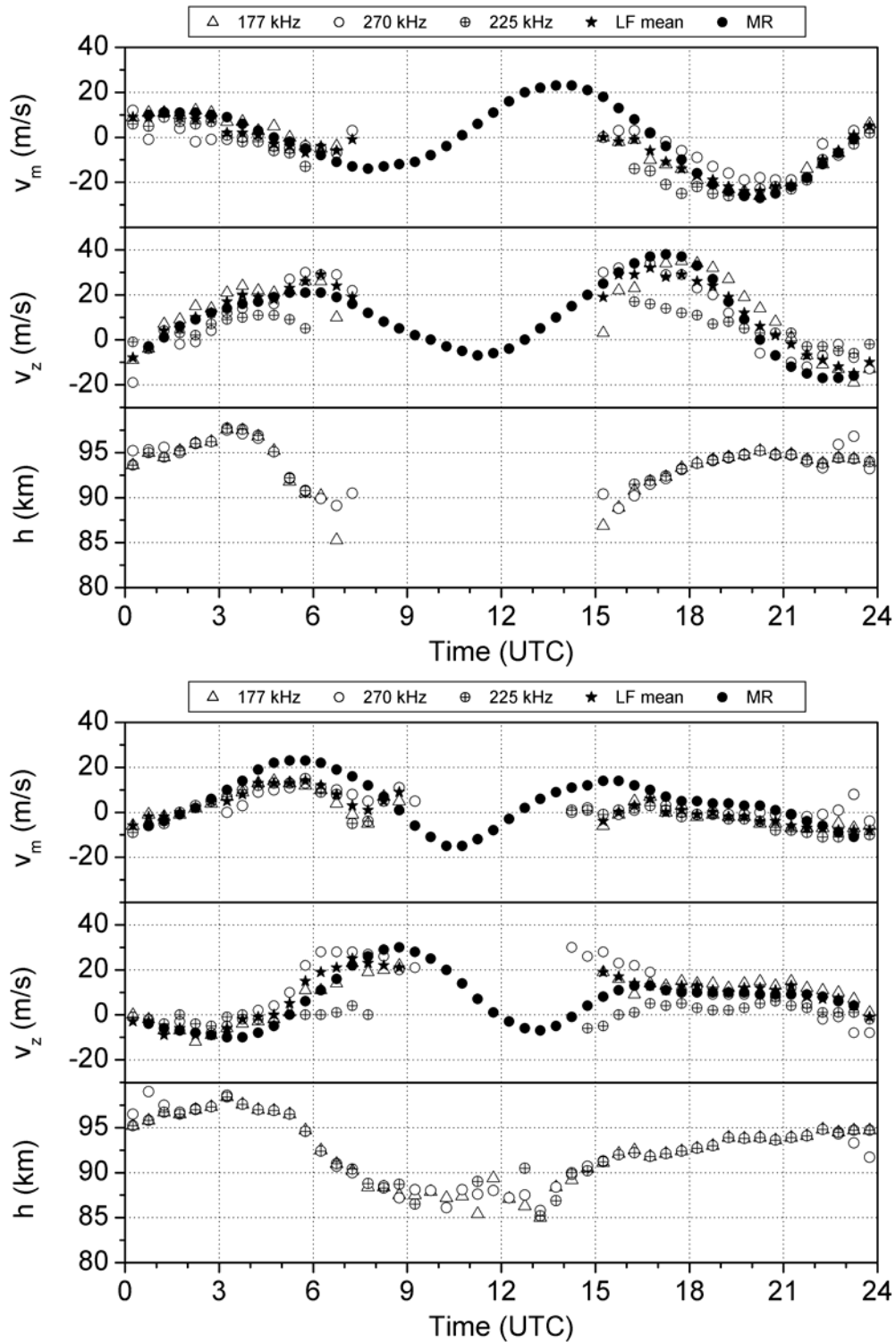


Figure 3: Monthly mean zonal (top panels) and meridional (middle panels) winds measured on 3 LF frequencies, as weighted mean, and by meteor radar for September (upper part) and October (bottom part). MR means are arithmetic means including all height gates between 82 and 98 km. The monthly mean LF reflection height is shown in the bottom panels.

3.2 Daily winds

Daily analyses of zonal and meridional mean winds and SDT amplitudes and phases are shown in Figure 4. The wind parameters are calculated from all individual half-hourly (LF) or hourly (MR) wind data irrespective of the reference height using a multiple regression analysis including the mean wind and the SDT, under the assumption of circularly polarised tidal components. The LF weighted means and the respective MR results are included.

The zonal prevailing wind (lowermost panel of Figure 4) shows the MLT autumn transition with westerly winds in summer, a shift to easterlies around September 20, and the return to westerly winds in October, now accompanied by long-period variations owing to planetary waves that can only propagate to the MLT directly when the mesospheric winds are westerly in winter. The meridional winds are smaller, with their long-period variation in wide ranges similar to the zonal wind variation, see, e.g., the out of phase variations in early October or early September. The approximately 5-day fluctuations in early September may be owing to a Rossby 5-day wave that is, owing to its large phase speed, able to tunnel through the summer mesospheric easterlies, especially in late summer when the mesospheric jet becomes weaker. The SDT changes its phase after September 20, reaching the winter value about 20 days later. In this case the phase position moves by nearly 3 hours through the autumn transition. The tidal amplitudes decrease on average from September to October.

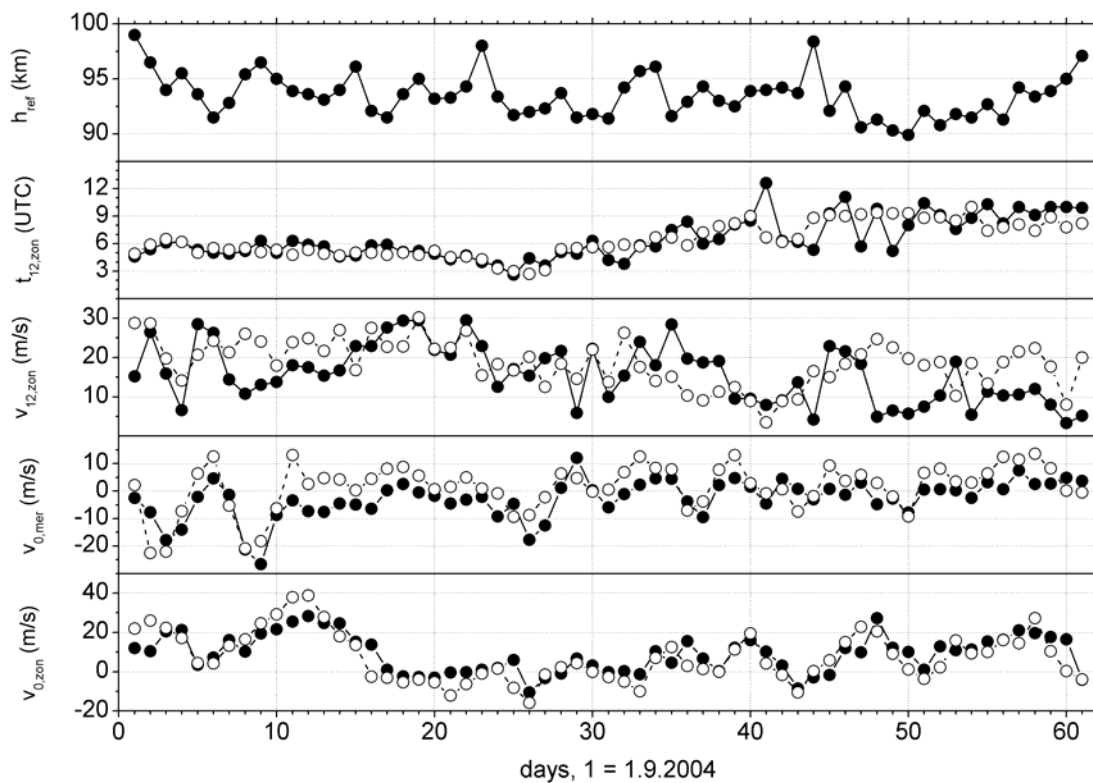


Figure 4: Daily mean winds and semidiurnal tidal amplitudes and phases calculated from the weighted mean LF winds (solid symbols) and from MR winds (open symbols) for September and October. All measured half-hourly means are included irrespective of their height. The nighttime mean LF reflection heights are shown in the top panel. The other panels show (from top) the zonal semidiurnal phase (2nd panel), the zonal semidiurnal amplitude (3rd panel), the meridional prevailing wind (4th panel) and the zonal prevailing wind (bottom panel).

The prevailing MR and LF winds agree very well, which is both the case with the day-to-day variations and with the absolute value (with only a small bias in the meridional component). The tidal phases also agree, apart from some fluctuations of the LF phase in October which is averaged out in the MR winds probably owing to the larger measuring density and the complete coverage of the diurnal cycle, in the presence of increased tidal phase gradients toward winter months. However, the SDT amplitudes as measured by MR are sometimes considerably larger than those evaluated from LF drifts. This is a phenomenon often visible in connection with comparisons between MR measurements and closely spaced measurements. One reason for the discrepancy may be in some cases the incomplete daily coverage by LF measurements (see Figure 3), but possible effects of VHF reflections not connected with meteor at greater heights (e.g. during sporadic E conditions) cannot be excluded also. Elucidation of the reasons of the differences requires fundamental methodical investigations and further analysis using a larger dataset taken during different seasons.

3.3 Wind profile structure

Analysing mean winds without taking into account the height information does not exploit the potentials of both methods. Wind profiles can be calculated from the individual LF half-monthly means using a multiple regression analysis with height-dependent coefficients (Groves, 1959; Kürschner and Schminder, 1986). The spectral selectivity of the separation of prevailing and tidal wind can be improved through fitting the measured values for the two horizontal wind components as a vector, assuming clockwise circularly polarized tidal wind components (Kürschner, 1991). September mean profiles of the prevailing winds as well as the SDT amplitudes and phases are shown in Figure 5. The profiles measured by MR are also added. The MR data have been analysed in the same manner as the LF winds, although in principle the analysis of single height gates here can be performed also. The corresponding profiles for October are shown in Figure 6.

In September, both prevailing winds and tidal amplitudes measured by the two systems are of the same order of magnitude. To give an impression of the intermonthly variability, two profiles independently calculated for the first and second half of this month are added in Figure 5. Generally, during September the wind shift from summer to autumn conditions appears, which leads to strong differences between the first and second half of this month. Thus, the differences between LF and MR results are smaller than the wind variations themselves. For October, however, the picture looks less conclusive. While meridional prevailing winds and SDT phases agree reasonably well, the MR zonal prevailing wind system is shifted downwards, as the SDT amplitudes do also. Inspection of the time series in Figure 4 shows that intermittently during the second half of October the MR amplitudes grow larger than the LF ones, while during other time intervals this is not the case.

There are several possible reasons for the measured differences. The measured LF heights above 95 km are affected by group retardation so that the measured heights, assuming wave propagation with the speed of light, are too high. When these data are included in a regression analysis, this may influence the entire LF wind profile, which should be shifted a bit downward. However, this effect is smaller than the differences seen in Figure 6. Another possible source of difference may be incomplete coverage of the day with half-hourly wind values using the LF method. During daylight hours the reflection heights are low, and measurements are sparse. This may have an effect on the decomposition into mean winds and tides, i.e. part of the tidal signature may contribute to the mean winds, or vice versa. Another possible source of error may be disturbed lower ionospheric conditions that may affect VHF reflection.

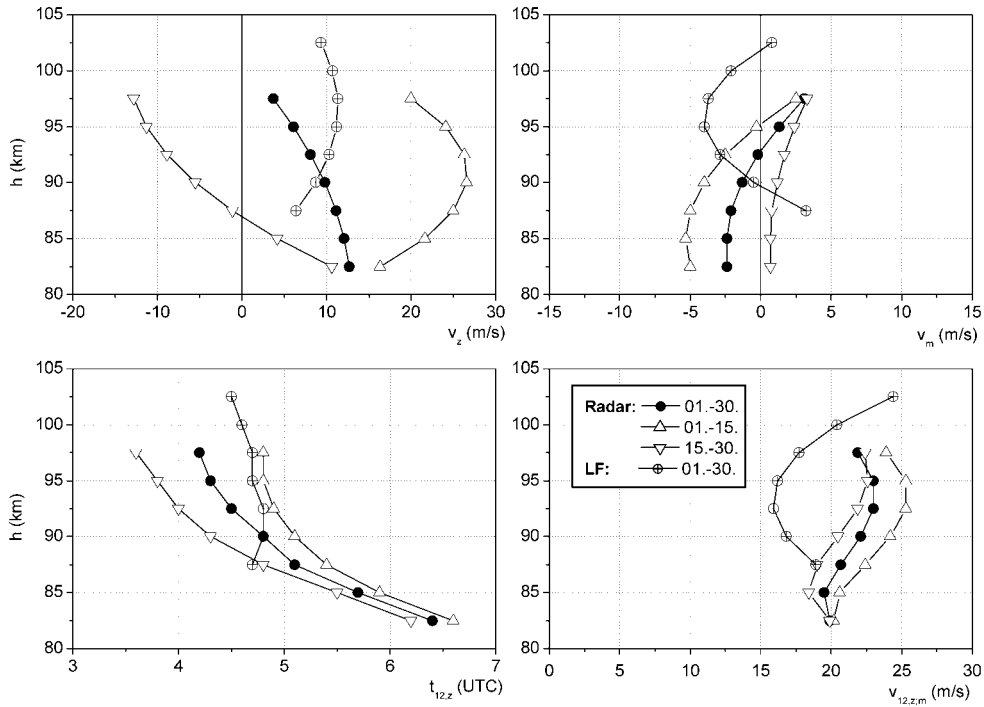


Figure 5: September mean profiles of zonal prevailing wind (upper left panel), meridional prevailing wind (upper right panel), zonal semidiurnal phase (lower left panel) and zonal semidiurnal amplitude (lower right panel) by MR and LF drifts. In addition, half-monthly radar profiles are also added. Profiles are calculated by a multiple regression analysis with quadratically height dependent coefficients.

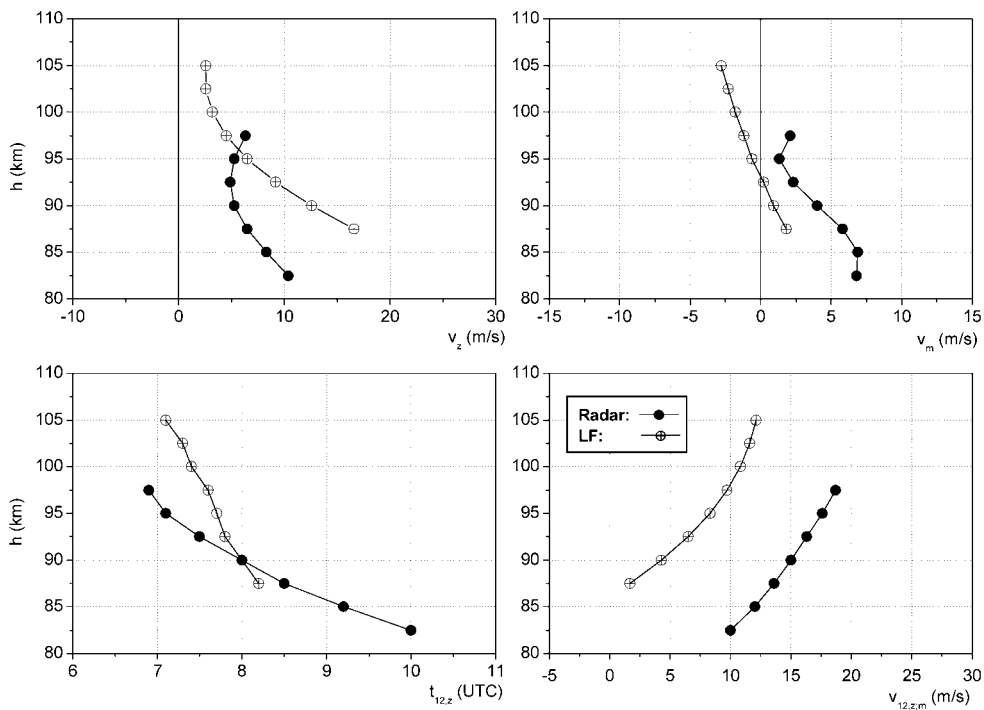


Figure 6: October mean profiles of zonal prevailing wind (upper left panel), meridional prevailing wind (upper right panel), zonal semidiurnal phase (lower left panel) and zonal semidiurnal amplitude (lower right panel) by MR and LF drifts. Profiles are calculated by a multiple regression analysis with quadratically height dependent coefficients.

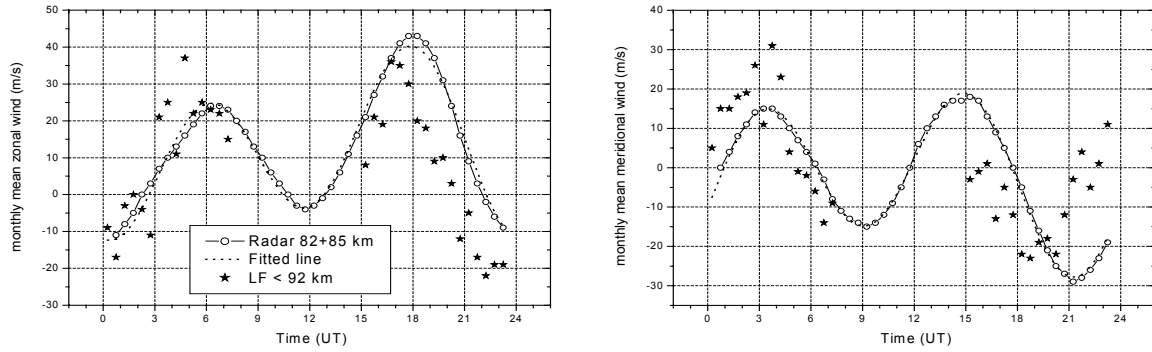


Figure 7: *September 2004 monthly mean zonal (left panel) and meridional (right panel) winds measured by radar at height gates 82 and 85 km, and mean LF winds for height below 92 km. The results of a multiple regression including the mean wind, semidiurnal and diurnal tide applied to the radar data is added as a fitted line.*

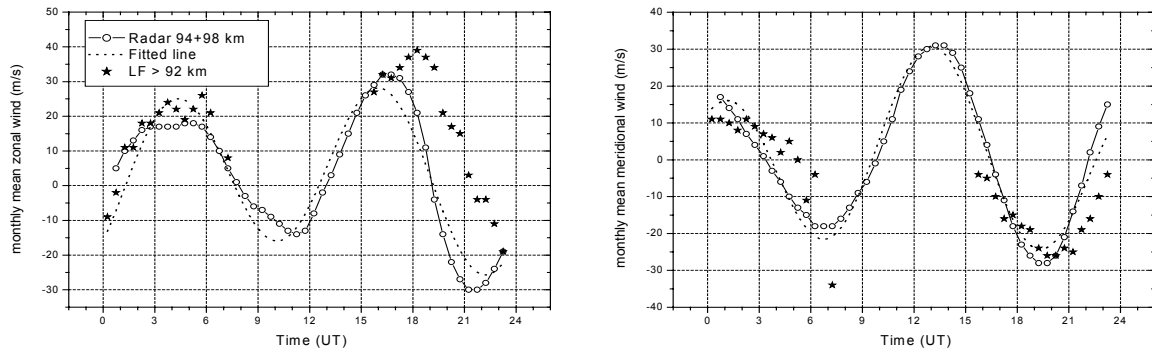


Figure 8: *As in Figure 7, but for height gates 94 and 98 km, and mean LF winds for heights above 92 km.*

To investigate the differences in height structure further, in Figure 7 the monthly mean MR winds calculated from 2 low-level height ranges are shown together with LF results for the upper half of the measuring volume. The corresponding results for high levels are shown in Figure 8. Also added in the figures are the results of a MR wind decomposition into mean wind, diurnal tide (DT), and SDT. It can be seen that the SDT and DT well describes the wind field, the residuals, as shown in Figure 9, are smaller than 10 ms^{-1} . However, it can be seen that the residual structure has a distinct 8-hourly component, which is probably related to the terdiurnal tide (TDT). The TDT is generally believed to result from non-linear interaction between the diurnal and semidiurnal tide (Glass and Fellous, 1975; Teitelbaum et al., 1989). A global analysis of the TDT from UARS HRDI satellite wind measurements has been presented by Smith (2000), revealing zonal amplitudes of about 10 ms^{-1} in correspondence with results by Glass and Fellous (1975), and meridional amplitudes being smaller. While the zonal amplitudes shown in Figure 9 are somewhat smaller, the relation between zonal and meridional amplitudes qualitative corresponds to the literature results. We may conclude that the MR measurements also provide information about the TDT, which will be included in further analyses.

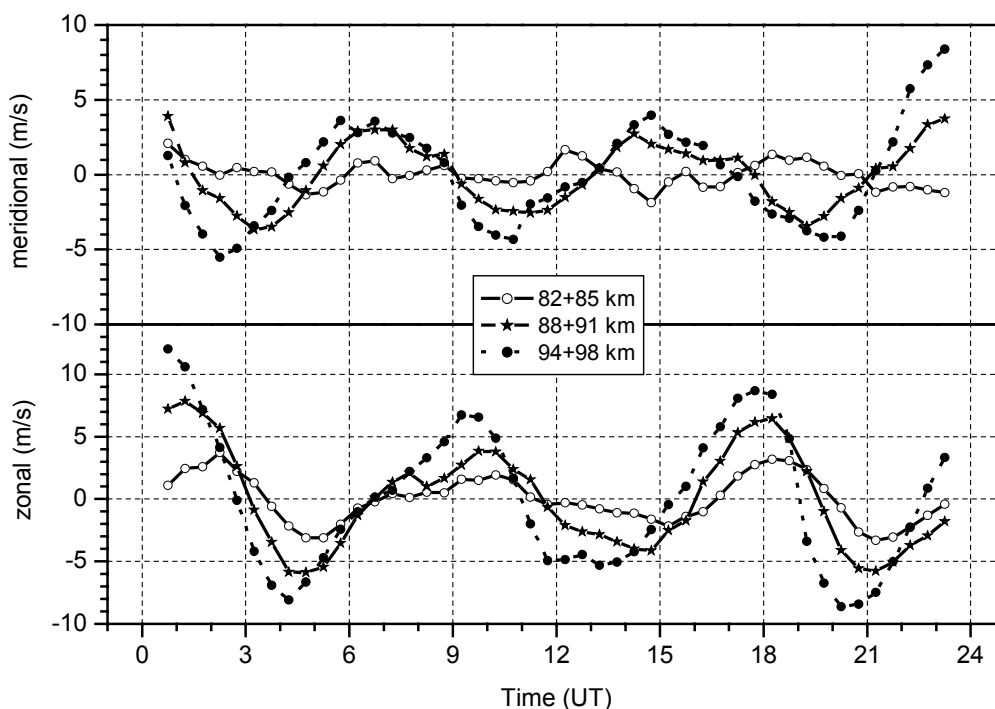


Figure 9: Meteor radar residuals of the fitted lines as shown in Figure 7 and Figure 8, for three heights. The main contribution is due to the 8-hour tide.

From the left panels of Figure 7 and Figure 8 it can be seen that the differences between LF and MR zonal means are height-dependent, and reflect the smaller (larger) MR winds at lower (upper) layers as visible in Figure 5. However, these differences are not independent of the time of day, but are found especially during early night. This may indicate that there may be an influence of LF mean height changes on the results, which has to be investigated further.

4 Mesopause region temperatures

MR temperatures are calculated once a day from the vertical diffusion coefficient gradient using Eq. (4). The temperatures are attributed to the height of maximum measuring density at 90 km. The temperature time series is shown in the left panel of Figure 10, together with the MR wind values at 91 km. The overall temperature structure shows the seasonal cycle, with changes from the cold summer mesopause to the winter situation in September. The cold summer temperatures are accompanied by southward (negative) meridional winds which are owing to the mesospheric easterlies that again are accompanied by westerlies near the mesopause. The QTDW in August is visible in both wind components, with a tendency towards larger amplitudes in the meridional component.

The temperature increase starts around August 15 and is connected with the zonal wind decrease that starts at exactly the same time. The change towards the autumn anomaly begins around September 5, and maximum westward zonal winds are measured near September 25. This time interval is closely related to the transition interval from southward summer to near-zero winter meridional winds, and also marks the time interval of temperature increase. This behaviour well reflects the dynamical forcing of MLT temperatures through the meridional circulation, which is again steered by the mesospheric zonal wind.

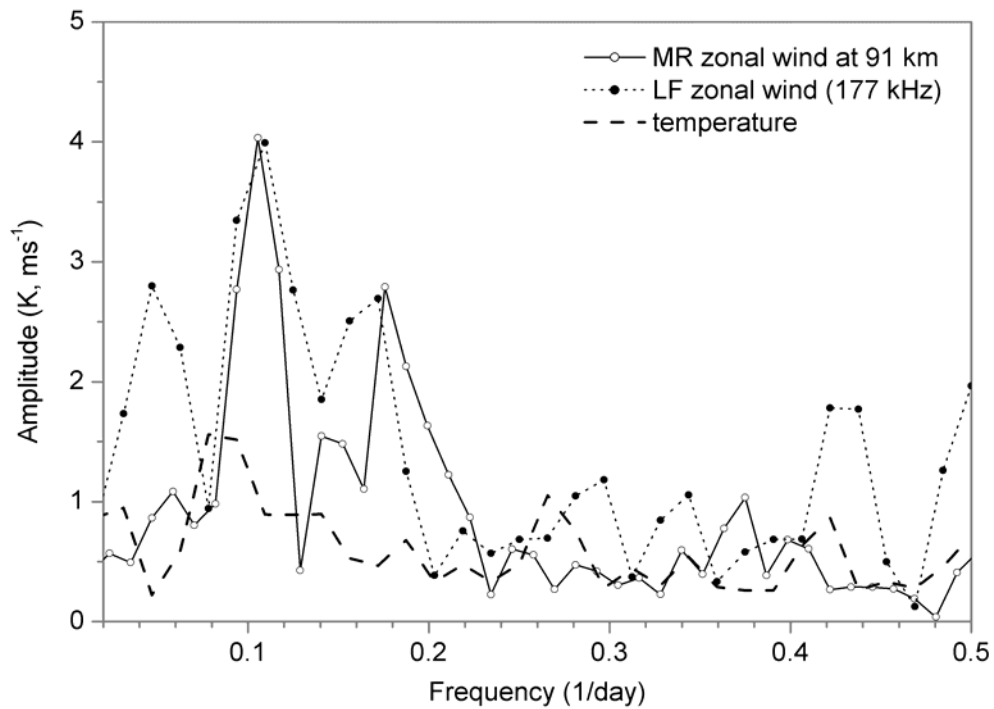
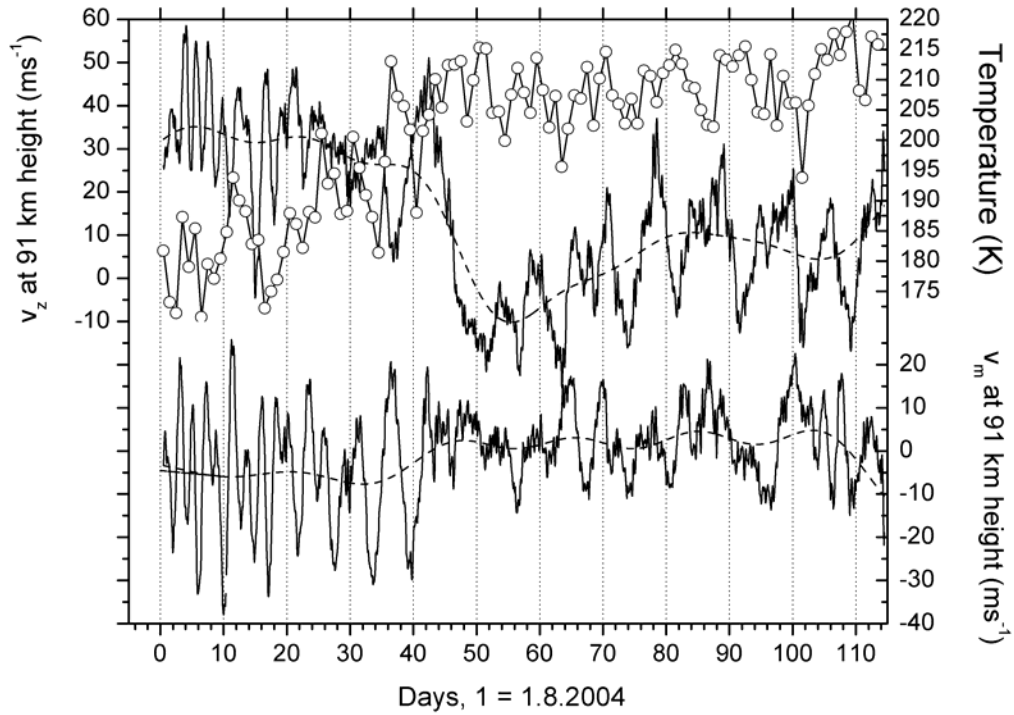


Figure 10: *Top panel: daily mean temperatures (open circles, upper right axis) and 24-hr smoothed zonal winds (upper part, left axis) and meridional (lower part, lower right axis) measured by MR at 91 km (solid lines). Bottom panel: amplitude spectra of MR zonal winds at 91 km (solid line with open circles), LF zonal winds on 177 kHz (dotted line with solid circles) and MR temperatures (dashed line). Data are taken from Sept. 20 through Nov. 18, 2004 (days 50-110).*

A direct connection between wind and temperature variability in August is not visible, since the QTDW structure cannot be inferred from daily temperatures. However, starting with the autumn westward zonal wind maximum around September 25 a clear long-period oscillation is visible in both wind components, which also seen in the temperatures. Spectra of temperatures and zonal winds (each using one data point per day) are shown in the lower panel of Figure 10 after removing a quadratic fit from the data. For comparison, the LF wind spectra taken from the measurements on 177 kHz are also added. The day-to-day variability includes peaks near 10 and 5 days, which may be attributed to the corresponding Rossby waves which are able to directly propagate to the MLT as long as the mesospheric zonal winds are eastward. Largely, the wind and temperature spectra agree, especially regarding the 10-day oscillation, however, some wind variability is visible that is not at all reflected in temperatures.

Note that the MR and LF spectra agree excellently in the period interval 5-12 days. For higher frequencies (with periods around 2 days), some additional day-to-day variability is seen in the LF winds, which is probably due to the possible shift of reflection heights from day to day and the incomplete coverage of the diurnal cycle in the presence of a diurnal tide. The 20-day peak (around 0.05 1/days) visible in LF winds is probably owing to potential changes of mean nighttime LF heights.

5. Conclusions and outlook

Comparison of LF and MR winds show that the overall wind structure during the autumn transition is well captured by both systems. The overall mean winds, irrespective of height, agree well (Figure 3), while the day-to-day variability shows extremely good correspondence (Figure 4 and Figure 10). This in particular is the case with the summer-winter transition, dates of maximum/minimum winds, and wave structures in the Rossby wave period range. Furthermore, the daily mean temperatures well reflect the seasonal and wave structures exactly as they are predicted by theory. We may conclude that the MR measurements are excellently suited to measure seasonal and long-period MLT wind variations.

To conclude further, however, some open points remain. The gravest one concerns the differences of the height profiles, which may partly be attributed to the small and inhomogeneously distributed LF measuring density concerning height and time. The second point include the larger MR SDT amplitudes compared to LF ones, which require careful analysis in a more comprehensive validation study. As can be seen from the analyses without respect to height information (see Figure 2), the SDT differences may partly also be due to a height error of the LF measuring system. A long-term analysis study with more detailed comparisons will be performed to clarify this points. Furthermore, it has to be kept in mind that, notwithstanding the collocated measuring devices, the wind information of the LF and MR is gathered from very different MLT measuring volumes. While the MR measures winds are taken essentially from a circle around Collm, the LF winds are collected at 3 relatively well defined reflection points North or East of Collm, and the measuring volumes only partly overlap. Further analyses will thus include the comparison of MR subvolumes with the LF winds to check whether the spatial difference have an influence on the mean winds.

To summarise, it may be stated that with both methods the peculiarities of the MLT wind system can be measured, but systematic differences do occur. Since the LF spaced receiver method is the more indirect one of both, the MR results appear to be the more reliable ones. However, a final proof of this hypothesis is still required, before a possible reanalysis of the earlier LF wind data may be performed.

Acknowledgements

This study was partly supported by INTAS under grant 03-51-5380.

References

- Glass, M., and J.J. Fellous, 1975: The eight-hourly (ter-diurnal) component of atmospheric tides, *Space Res.*, 15, 191-197.
- Groves, G.V., 1959: A theory for determining upper-atmosphere winds from radio observations on meteor trails, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 16, 344-356.
- Hocking, W.K., 1999: Temperatures using radar-meteor decay times, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3297-3300.
- Hocking, W.K., T. Thayaparan, and J. Jones, 1997: Meteor decay times and their use in determining a diagnostic mesospheric temperature-pressure parameter: methodology and one year of data, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2977-2980.
- Hocking, W.K., B. Fuller, and B. Vandeppeer, 2001: Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 155-169.
- Hocking, W.K., W. Singer, J. Bremer, N.J. Mitchell, P. Batista, B. Clemesha, and M. Donner, 2004: Meteor radar temperatures at multiple sites derived with SKiYMET radars and compared to OH, rocket and lidar measurements, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 66, 585-593, doi:10.1016/j.jastp.2004.01.011.
- Hoffmann, P., W. Singer, D. Keuer, R. Schminder, and D. Kürschner, 1990: Partial reflection drift measurements in the lower ionosphere over Juliusruh during winter and spring 1989 and comparison with other wind observations, *Z. Meteorol.*, 40, 405-412.
- Jacobi, Ch., Yu.I. Portnyagin, T.V. Solovjova, P. Hoffmann, W. Singer, A.N. Fahrutdinova, R.A. Ishmuratov, A.G. Beard, N.J. Mitchell, H.G. Muller, R. Schminder, D. Kürschner, A.H. Manson and C.E. Meek, 1999: Climatology of the semidiurnal tide at 52°N-56°N from ground-based radar wind measurements 1985-1995, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 61, 975-991.
- Jones, W., and J. Jones, 1990: Ionic diffusion in meteor trains, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 185-191.
- Kürschner, D., 1975: Konzeption und Realisierung eines vollautomatischen Registriersystems zur Durchführung von nach der D1-Methode angelegten Routinebeobachtungen ionosphärischer Driftparameter am Observatorium Collm, *Z. Meteorol.*, 25, 218-221.
- Kürschner, D., 1981: Methodical aspects and new test for determining the reflection height of sky waves in the long-wave range at oblique incidence using amplitude-modulated long-wave transmitters, *Gerl. Beitr. Geophys.*, 90, 285-294.
- Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen, *Z. Meteorol.*, 41, 262-266.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1980: Fortschritte bei der Algorithmierung und Standardisierung der automatischen Auswertung von Ionosphärendriftmessungen im Langwellenbereich und ihr Bedeutung für den Aufbau von Meßnetzen zur synoptischen Analyse hochatmosphärischer Windfelder, *Geophys. Veröff. Univ. Leipzig*, 2, 219-227.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1986: High-atmosphere wind profiles for altitudes between 90 and 110 km obtained from D1 FL wind measurements over Central Europe in 1983/1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* 48, 447-453.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter

- Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion, *Z. Meteorol.*, 37, 322-332.
- Lysenko, I.A., Portnyagin, Yu.I., Sprenger, K., Greisiger, K.M., Schminder, R., 1972: Results of a comparison between radar meteor wind measurements and simultaneous lower ionospheric drift measurements in the same area, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 1435-1444.
- Manson, A.H., C. Meek, M. Hagan, J. Koshyk, S. Franke, D. Fritts, C. Hall, W. Hocking, K. Igarashi, J. MacDougall, D. Riggan, and R. Vincent, 2002: Seasonal variations of the semi-diurnal and diurnal tides in the MLT: multi-year MF radar observations from 2-70° N, modelled tides (GSWM, CMAM), *Ann. Geophysicae*, 20, 661-677.
- Mitchell, N.J., D. Pancheva, H.R. Middleton, and M. Hagan, 2002: Mean winds and tides in the Arctic mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research* 107, 1004, doi: 10.1029/2001JA900127.
- Pancheva, D., N.J. Mitchell, A.H. Manson, C.E. Meek, Ch. Jacobi, Yu. Portnyagin, E. Merzlyakov, W.K. Hocking, J. MacDougall, W. Singer, K. Igarashi, R.R. Clark, D.M. Riggan, S.J. Franke, D. Kürschner, A.N. Fahrutdinova, A.M. Stepanov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, and H.G. Muller, 2004: Variability of the quasi-2-day wave observed in the MLT region during the PSMOS campaign of June–August 1999, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 66, 539-565.
- Portnyagin, Yu.I., and T.V. Solovjova, 1998: Empirical semidiurnal tide model for the upper mesosphere/lower thermosphere, *Adv. Space Res.*, 21, 811-815.
- Portnyagin, Yu., T. Solovjova, E. Merzlyakov, J. Forbes, S. Palo, D. Ortland, W. Hocking, J. MacDougall, T. Thayaparan, A. Manson, C. Meek, P. Hoffmann, W. Singer, N. Mitchell, D. Pancheva, K. Igarashi, Y. Murayama, Ch. Jacobi, D. Kürschner, A. Fahrutdinova, D. Korotyshkin, R. Clark, M. Taylor, S. Franke, D. Fritts, T. Tsuda, T. Nakamura, S. Gurubaran, R. Rajaram, R. Vincent, S. Kovalam, P. Batista, G. Poole, S. Malinga, G. Fraser, D. Murphy, D. Riggan, T. Aso and M. Tsutsumi, 2004: Mesosphere/lower thermosphere prevailing wind model, *Adv. Space Res.*, 34, 1755-1762, doi:10.1016/j.asr.2003.04.058.
- Singer, W., P. Hoffmann, N.J. Mitchell and Ch. Jacobi, 2000: Mesospheric and lower thermospheric winds at middle Europe and northern Scandinavia during the Leonid 1999 meteor storm, *Earth, Moon, and Planets*, 82-83, 565-574.
- Singer, W., J. Bremer, J. Weiß, W.K. Hocking, J. Höffner, M. Donner, and P. Espy, 2004: Meteor radar observations at middle and arctic latitudes Part 1: Mean temperatures, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 66, 607-616, doi:10.1016/j.jastp.2004.01.012.
- Smith, A.K., 2000: Structure of the terdiurnal tide at 95 km, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 177-180.
- Teitelbaum, H., F. Vial, A.H. Manson, R. Giraldez, and M.Massebeuf, 1989: Non-linear interactions between the diurnal and semidiurnal tides: terdiurnal and diurnal secondary waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51, 627-634.

Addresses:

Christoph Jacobi, Kristina Fröhlich, Klaus Arnold, Gerd Tetzlaff, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, Germany, jacobi@uni-leipzig.de

Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Observatorium Collm, 04779 Wernsdorf, kuersch@uni-leipzig.de

Gravity wave flux modulation by planetary waves in a circulation model

Ch. Jacobi, K. Fröhlich, A. Pogoreltsev

Zusammenfassung

Mit Hilfe eines Zirkulationsmodells der mittleren Atmosphäre wird die Ausbreitung der Quasi-Zwei-Tage-Welle simuliert. Das Modell verfügt über eine aktuelle Schwerewellenparameterisierung und ermöglicht daher die detaillierte Beschreibung der Wechselwirkung planetarer Wellen mit Schwerewellen. Bei Anwesenheit der Quasi-Zwei-Tage-Welle wird der Schwerewellenfluss mit der Periode von zwei Tagen und der räumlichen Struktur der Quasi-Zwei-Tage-Welle moduliert. Modellergebnisse zeigen, dass sich die Quasi-Zwei-Tage-Welle nicht gut in die untere Thermosphäre ausbreitet. Phasenvergleiche zwischen Quasi-Zwei-Tage-Welle und Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses der Schwerewellen zeigen, dass dies eine Folge sekundärer Anregung der Quasi-Zwei-Tage-Welle durch brechende Schwerewellen ist, die außer Phase mit der Originalwelle erfolgt.

Abstract

The quasi-two-day wave is forced in a circulation model through adding an additional heating term in the troposphere with a period of about 2 days and a zonal wavenumber 3 Hough mode structure. The model contains an updated Lindzen-type gravity wave parameterisation that allows the formation of multiple breaking levels and thus the detailed description of interaction of gravity waves and planetary waves. In the presence of the two-day wave the gravity wave flux is modulated with the temporal and spatial structure of the wave. Model results show that the quasi-two-day wave does not propagate well to the lower thermosphere. Phase comparisons of the planetary wave and the gravity wave flux divergence show that the planetary wave and the gravity wave acceleration is out of phase in the mesosphere so that the modulated forcing of the background wind destructively interferes with the original planetary wave.

1. Introduction

The westward propagating quasi-two-day wave (QTDW) is one of the most prominent features of the atmosphere near solstice. This wave is a global planetary-scale oscillation, which is regularly observed by ground-based (e.g., Muller, 1972; Kalchenko and Bulgakov, 1973; Jacobi et al., 2001) and space-based techniques (e.g., Wu et al., 1996; Fritts et al., 1999; Lieberman, 1999). Its amplitude in winds may reach values up to 50 m/s (Craig et al., 1980) during Southern hemisphere summer, while Northern hemisphere amplitudes are usually lower, 30–50 m/s for the meridional component. From ground-based and space-based observations zonal wavenumbers $s = 3$ and $s = 4$ are inferred (Jacobi et al., 2001, Wu et al., 1996). For the Southern hemisphere the most prevailing 2-day wave has the zonal wavenumber $s = 3$.

The amplitude distributions of wind and temperature oscillations for the $s = 3$ QTDW are in good agreement with those of the normal Rossby-gravity mode. The occurrence of this wave in the course of one year and its amplification near solstice may be explained as the normal mode behaviour in the presence of summer jet instability (Salby and Callaghan, 2001). Plumb (1983a) suggested baroclinic instability of the summer easterly jet as a source of the strong

QTDW. Indeed, global circulation models (Norton and Thuburn, 1999; Mayr et al., 2001) have demonstrated the occurrence of strong QTDWs with $s = 3$ and $s = 4$ due to baroclinic and barotropic instability of the summer mesospheric jet.

To investigate the behaviour of the QTDW and its impact on the circulation under different conditions as well as its impact on the middle atmosphere circulation, simplified models are often used (Merzlyakov and Jacobi, 2004). However, simple circulation models not always produce a QTDW self-consistently, so that the wave structure has to be included in the model as an additional forcing (e.g. Palo et al., 1999; Fröhlich et al., 2003), usually near the lower boundary of the model. This means the QTDW is treated as a wave propagating from below, and is therefore subject to possible interaction with gravity waves (GWs). GWs are filtered in the middle atmosphere; therefore through non-zonal filtering by planetary waves (PWs) they are able to transport the signature of PWs upwards and possibly re-force these waves in the mesosphere (e.g. Smith, 1996). Modulation of GW flux through the QTDW has been proved by Manson et al. (2003) using a medium frequency radar network. On the other hand, numerical model results by Fröhlich et al. (2003) revealed wind amplitudes at summer midlatitudes that are smaller than known from measurements, and an influence of the GW amplitudes used for the GW parameterisation, indicating interaction of GW and QTDW in the model.

To investigate the possible influence of GW filtering through the QTDW on the propagation of the QTDW, we used a numerical 3D circulation model with a GW parameterisation based on the Lindzen (1981) approach, but with modifications that allow multiple breaking levels depending on the structure of the background circulation, so that a more realistic description of the planetary wave influence on GW propagation is possible.

2. Model description

The model is a 3D global grid point model based on the primitive equations in flux form, expressed in spherical coordinates in the horizontal and log-pressure coordinates $z = -H(\ln p/p_0)$ with $H = 7$ km in the vertical. The horizontal resolution is given in 36 latitudinal and 64 longitudinal points, referring to a $5^\circ \times 5.625^\circ$ mesh. The vertical domain consists of 48 layers extending from the ground to 135 km in log-pressure height, which is approximately 150 km in geometric height. The first grid point lies at 1.421 km, while Δz is defined as 2.842 km.

The governing equations base on those described by Rose (1983) and Jakobs et al. (1986). It includes a detailed radiation routine based on that of Berger and Dameris (1993), with several modifications as described in detail by Lange (2001). Dissipative and accelerating terms, such as Rayleigh friction, ion drag, eddy-diffusion and viscosity are added. Forcing via turbulent diffusion and molecular heat conduction is also included. Stationary planetary waves with zonal wavenumber 1 and 2 can be included as lower boundary conditions using a mean climatology from the 11-year Met Office analyses climatology. Additional planetary waves can be forced in the troposphere by the corresponding heating term.

The model equations are integrated numerically using the leapfrog-scheme. A numerical diffusive scheme is applied following Asselin (1972), which incorporates an approximate second-derivative time filter into the time integration cycle. The time interval for the dynamic equations is $\Delta t = 450$ s. Solar radiation, the gravity wave parameterisation and the molecular conduction scheme are computed one time per hour, whereas the infrared radiation scheme is solved every 6 hours.

The GW parameterisation scheme follows the Lindzen approach that states that wave breaking occurs when the isentropes first become vertical $\partial\theta/\partial z = 0$, thus implying a loss of static stability and the onset of turbulence and mixing (see also Andrews et al., 1987). This assumption is implemented in the model, but taking into account possible multiple breaking levels and wave propagation between layers, where the wave is saturated, as well as heating/cooling effects due to GW dissipation. The parameterisation is based on the analytical solution (WKB approximation) of the vertical structure equation for the GW in the atmosphere with realistic arbitrary background wind and realistic radiative damping. The eddy diffusion coefficient is estimated using the idea of GW breaking due to instability proposed by Lindzen (1981).

In each GW time step, 48 waves are initialised, horizontally propagating in eight equally spaced directions, and six different phase speeds ranging from $c = 5$ to 30 m/s. All waves have the same horizontal wavelength $\lambda_x = 300$ km and the amplitudes w_0 (given here in terms of the vertical velocity) are weighted by frequency and phase speed to provide a realistic spectrum W at the launch height $z_0 = 10$ km:

$$W(\omega, c, z = z_0) = w_0 c(\lambda) \frac{1}{1 + (\omega/\omega_0)^\alpha} \frac{1}{1 + (c/c_1)^\beta + (c_2/c)^\gamma},$$

where ω_0 , α , β , γ , c_1 , c_2 are coefficients as given in Gavrilov and Fukao (1999) and W is the spectrum at $z = 0$. In addition, a latitudinal and seasonal weighted term with increasing GW activity in the winter hemisphere is applied.

For the upward propagation of the gravity waves two processes have to be considered. The first is the filtering of the waves due to impinging the critical line of wind speed in the background flow and the second is the breaking process due to convective instability. If a wave is able to propagate upwards through the mean flow its amplitude grows due to decreasing density. To obtain their vertical structure a linearised set of equations describing the gravity waves is solved, first for the case without dissipation. Afterwards, a weak dissipation is introduced as a first order correction to the solution. Then, its vertical structure, the so-called WKB solution is written as follows:

$$W(z) = W(z = z_0) \sqrt{m(z = z_0)/m(z)} e^{\pm i \int_{z_0}^z m(z') dz'} e^{-\frac{1}{2} \int_{z_0}^z L(z') dz'},$$

where the vertical wavenumber squared is

$$m^2 = M - \frac{1}{4} L^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial z}.$$

Assuming weak dissipation, i.e. taking dissipative terms to be small in comparison with $1/H$, the operators L and M are:

$$L = -\frac{1}{H} + \frac{D(1+1/Pr)m^3}{\omega^+} + \frac{\alpha' m}{\omega^+}, \quad M = \frac{N^2 k^2}{\omega^{2+}} - \frac{1}{H\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} - \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial^2 \omega^+}{\partial z^2},$$

where D is eddy diffusion, Pr is the Prandtl number set to $Pr = 3$ (Gavrilov and Yudin, 1992), $\omega^+ = \omega - k(\bar{u} \cos \phi + \bar{v} \sin \phi)$ the intrinsic angular frequency of the GW, α' is the Newtonian cooling coefficient, N^2 is Brunt Väisälä frequency squared, and k the horizontal wavenumber of the GW.

Wave overturning due to convective instability occurs if the wave amplitude exceeds a certain limit. In terms of the perturbed potential temperature θ' the breaking condition is $|\partial\theta'/\partial z| \geq \partial\bar{\theta}/\partial z$. This creates a convectively unstable situation and a transition from laminar to turbulent regime. To investigate the situation using the obtained analytical solution, we express this condition in terms of the perturbed vertical velocity w' :

$$\left| \frac{\partial\theta'}{\partial z} \right| / \left| \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \right| = \frac{m|w'|}{\omega^+} \geq 1.$$

Assuming that eddy diffusion limits the further increase in the wave amplitude with height, we obtain the saturation condition in the following form:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{m|w'|}{\omega^+} \right) = 0.$$

This conditions allows us to calculate the eddy diffusion coefficient from the set of equations and following Schoeberl et al. (1983) through

$$D = \frac{\omega^{+4}}{k^3 N^3 (1 + 1/\text{Pr})} \left(\frac{1}{H} - \frac{\alpha' m}{\omega^+} - \frac{3}{\omega^+} \frac{\partial\omega^+}{\partial z} \right).$$

Under breaking conditions GWs accelerate the mean flow due to vertical divergence of the vertical momentum flux. Usually, following the suggestions by Lindzen (1981), this force per unit mass is calculated using the obtained expressions for D and L and assuming that GW breaking conditions are given everywhere above the breaking level (Jakobs et al., 1986).

However, the background wind can substantially influence the propagation conditions of GWs (Pogoreltsev and Pertsev, 1995) and we have to expect the wave overturning only in some layers, where the breaking condition is satisfied (Akmaev, 2001). Especially this is important when the “mean” flow includes large-scale atmospheric waves with a short vertical wavelength (for instance, the diurnal tide). To take into account such possibility, we consider the divergence of the vertical momentum flux. The forcing per unit mass due to its divergence can be written as follows:

$$a_{\text{GW}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{u'w'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{m \overline{w'^2}}{k} \right) = \frac{|w'|^2 m}{2k} \left(L + \frac{1}{H} \right).$$

To apply the Lindzen-type parameterisation of the GW drag to background conditions with a strong variability of zonal and meridional winds with altitude, we follow suggestions by Akmaev (2001). Stepping up from a given height level z , it is sufficient to calculate $|w'(z + \Delta z)|$ using the WKB solution with L taking into account some background dissipation – radiative damping in our case. Then $|w'(z + \Delta z)|$ is compared with the breaking value $|w'|_b = \omega^+ / m$. If $|w'(z + \Delta z)|$ exceeds $|w'|_b$, it is reset to $|w'|_b$, the GW is assumed to break between z and $z + \Delta z$ and the forcing per unit mass is calculated by finite differences:

$$a_{\text{GW}}(z + \Delta z / 2) = \frac{1}{2k} \left[\frac{m(z + \Delta z) |w'(z + \Delta z)|^2 + m(z) |w'(z)|^2}{2H} \right] - \frac{1}{2k} \left[\frac{m(z + \Delta z) |w'(z + \Delta z)|^2 - m(z) |w'(z)|^2}{\Delta z} \right].$$

Otherwise, the wave is assumed to propagate free of breaking and acceleration of the mean flow is conditioned only by radiative damping of GWs. It should be noted, that in practice the GW levels are situated between the levels of the model and accelerations in zonal and meridional directions are calculated as $a_{\text{GW}\lambda} = a_{\text{GW}} \cos \vartheta$, $a_{\text{GW}\phi} = a_{\text{GW}} \sin \vartheta$, where ϑ is the azimuth of GW propagation. Once obtained the breaking vertical velocity $|w'(z_b)|$ one can estimate more correctly the eddy diffusion coefficient by

$$D = \frac{\omega^+}{m^3(1 + 1/\text{Pr})} \left[\frac{1}{H} - \frac{\alpha m}{\omega^+} - 2 \frac{\partial}{\partial z} \ln(m^{1/2} |w'|) \right],$$

which will be used to estimate the heating/cooling contribution of the GWs. To estimate the impact of GWs on the zonal mean temperature we follow suggestions by Schoeberl et al. (1983) and Plumb (1983b). The main idea is to use the thermodynamic equation and the energy conservation equation for gravity waves. Then, the total heating rate due to gravity wave dissipation can be written as follows:

$$Q_{\text{GW}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'T'}) - \left(1 + e_{\text{wh}} \frac{D}{\alpha + Dm^2 / \text{Pr}} \right) \frac{\kappa}{H} \overline{w'T'},$$

where $\kappa = R/c_p$ and $e_{\text{wh}} \leq 1$ is an efficiency of the mechanical energy conversion into heat. It should be noted that without dissipation $\overline{w'\theta'} = \overline{w'T'} = 0$ and GWs do not interact with the mean state. In our model we chose $e_{\text{wh}} = 1$.

3. Model experiments

Generally, the model runs start with a horizontally uniform temperature distribution, and during the first 90 days of the run the mean circulation establishes. During this phase the tides are filtered, in a second phase of 30 days the tides establish. In addition, where applicable, additional planetary waves are forced from then on. The results after the first two phases, i.e. from day 121 of the model run on, are analysed.

We performed 3 different model runs, each of them for July conditions, i.e. the model was run such that the radiative forcing conditions of day 122 are those for July 1. The first run (background run) includes the stationary wavenumber 1 from Met Office analyses, but no other planetary waves were included. Zonally averaged mean July zonal winds and temperatures are given in Figure 1. The summer hemisphere wind field is in reasonable good agreement with empirical models, while the winter middle atmosphere jet is too strong; this is partly due to the fact that in this run we neglect the stationary $s = 2$ planetary wave, as well as westward propagating planetary waves

In the second run (QTDW run), the QTDW is implemented into the model as a heating disturbance h_{2d} around the tropopause level after day 90. The forcing itself is smoothed in the

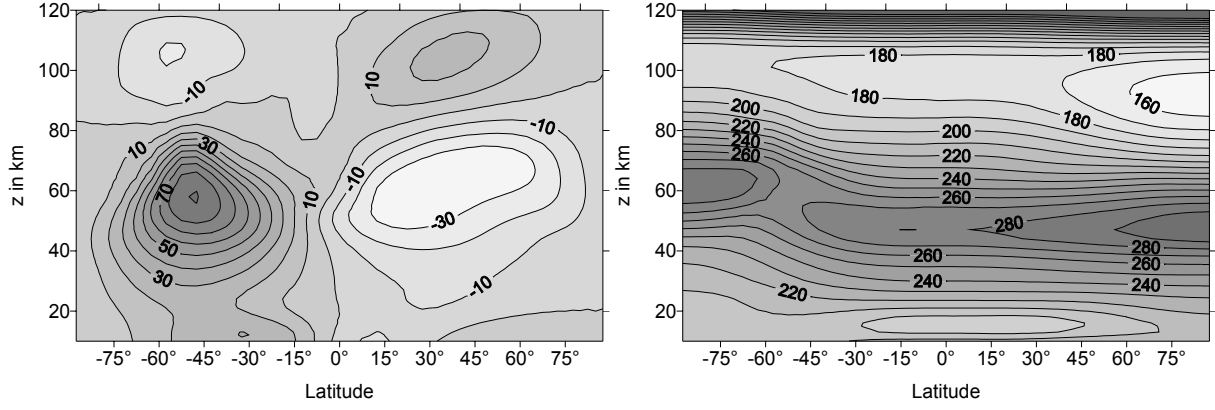


Figure 1: Results of the reference run without additional planetary waves. Left panel : July mean zonally averaged zonal wind in ms^{-1} , positive eastward. Right panel: July mean zonally averaged temperature, values given in K.

vertical domain with an exponential factor, and the disturbance term is defined by the properties of the wave

$$h_{2d} = A \Phi_{2d}(\varphi) \cos\left(2\pi s \frac{\lambda}{360^\circ} - 2\pi \frac{t}{P}\right) \exp\left\{-\frac{(z-10)^2}{25}\right\},$$

with z given in km. A is the amplitude that is usually scaled to produce the values that are close to observations (Fedulina et al., 2004), $\Phi_{2d}(\varphi)$ is the latitudinal structure of the wave, obtained from Hough mode calculations for the Rossby-gravity wave (3,0), $s = 3$ is the zonal wavenumber, while P represents the period of the QTDW, which is here taken as $P = 52.5$ h, because this period gives the resonant response in the model. The minus sign in the cosine term gives a westward propagating wave. After day 121, the QTDW was modulated in amplitude with a period of 15 days to provide a reasonable description of the burst structure that is frequently observed. Figure 2 shows temperature amplitudes of the QTDW at 32.5°N for different heights. The bursts need about 2 weeks to propagate to the mesosphere.

The third run (GW filter run) essentially is the same as the QTDW run, but here after each GW parameterisation calculation we remove the $s = 3$ part from the gravity wave acceleration and heating terms. This set-up allows to analyse the effect that the modulated GW have on the $s = 3$ planetary wave.

3. QTDW Model results

The results of the QTDW run are presented in Figure 3. The data are averages over July so that the temperature amplitude structure (panel a) shows that the wave propagates to the mesosphere/lower thermosphere region in both hemispheres, with enhanced amplitudes in the summer hemisphere. The zonal wind amplitudes shown in panel (b) reveal small values compared to measurements, however, it can be seen that the wave propagates to higher northern hemisphere latitudes than it does in the southern hemisphere. Panel (c) of Figure 3 shows the Eliassen-Palm (EP) flux divergence per unit mass. The main effect of the wave consists in a negative (westward) acceleration of the summer hemisphere easterlies. The maximum values reach $6 \text{ ms}^{-1}\text{day}^{-1}$. Absolute values and the position of the region of maximum negative EP flux divergence are in good agreement with the experimental results by Lieberman (1999). The effect of the QTDW on the zonal mean wind is shown in panel (d) of Figure 3. The

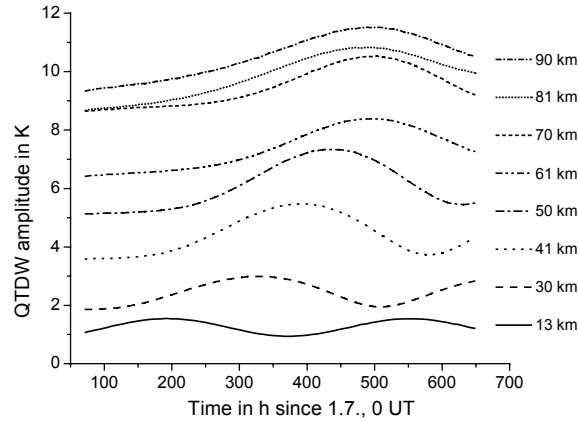


Figure 2: *QTDW temperature amplitudes at different heights at 32.5°N. The curves are shifted by 1 ms⁻¹ relative to each other.*

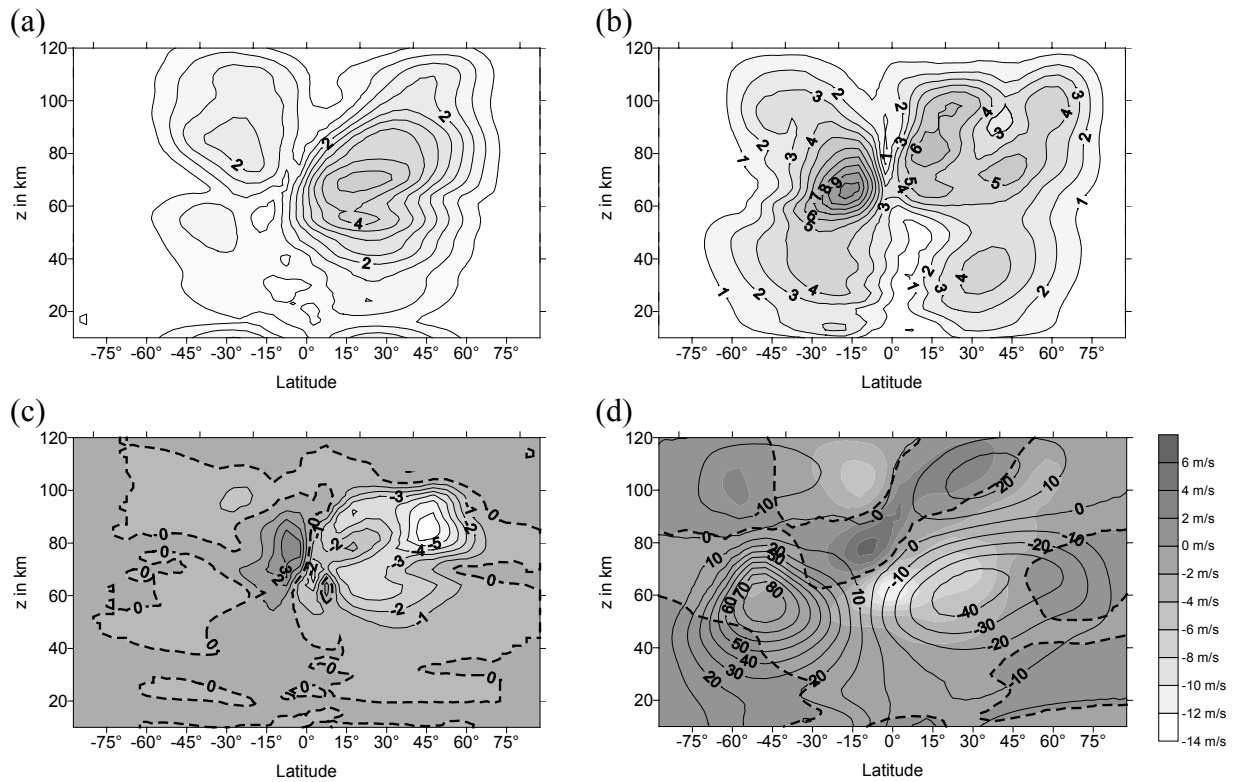


Figure 3: *July mean results of QTDW simulation (a) temperature amplitudes in K, (b) zonal wind amplitudes in m/s, (c) Eliassen-Palm-flux divergence per unit mass in ms⁻¹ day⁻¹ and (d) zonal mean wind in m/s, given as contours together with the differences between the reference run and this result, shown as greyscaling.*

QTDW acceleration of the mean flow increases the mesospheric jet. This is in accordance with measurements (Jacobi, 1998), but from the measurements alone one cannot infer whether the QTDW influences the mean circulation or changes in mean circulation lead to increased forcing of the QTDW. Merzlyakov and Jacobi (2004) have tested the stability of the mean circulation under the assumption of stronger mesospheric jets and found that very strong jets

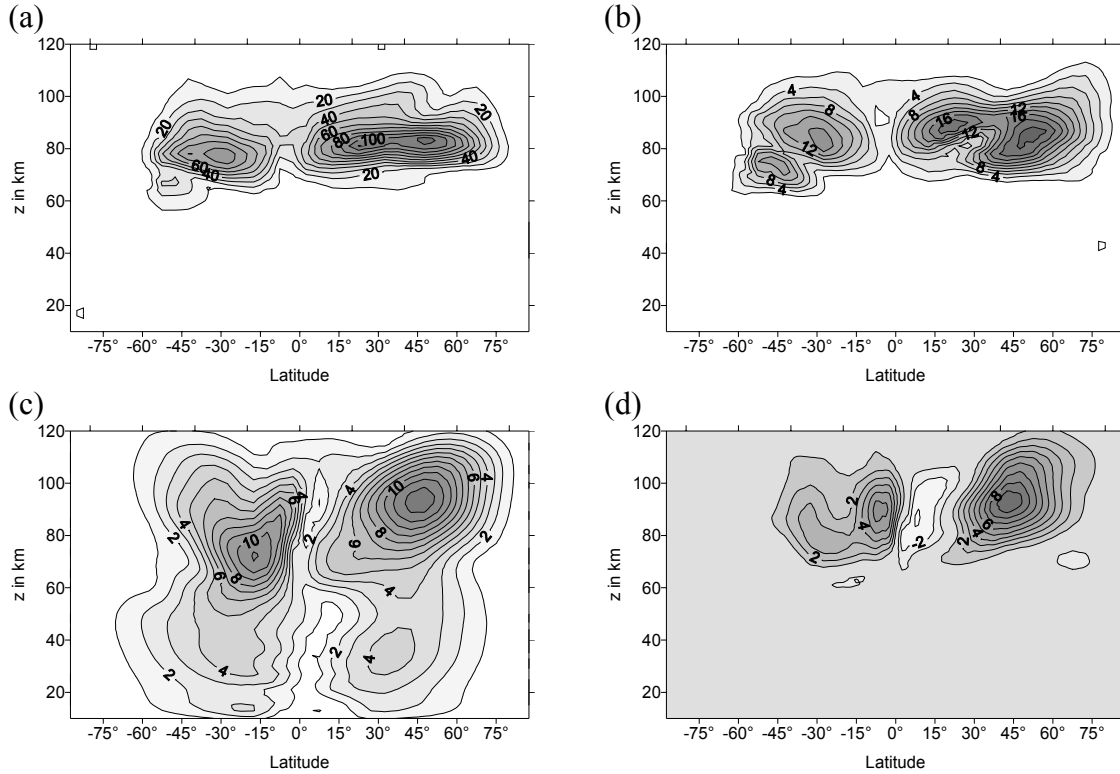


Figure 4: July mean GW flux in m^2s^{-2} (a) and GW flux divergence in $ms^{-1}day^{-1}$ (b). Only the components with $s = 3$ and $P = 52.5$ h are displayed here. Panel (c) displays the QTDW zonal wind amplitude, after the GW acceleration and heating with $s = 3$ was removed after each time step, while (d) shows the differences between (c) and the original amplitude shown in Figure 3(b).

lead to instability resulting in a QTDW. Here, the wave is explicitly forced, and instability does not play a role.

To estimate the GW effect on the propagation of the QTDW, we isolated the component of the GW flux with the same longitudinal and temporal structure of the QTDW, i.e. only the GW planetary wave modulation with $s = 3$ and $P = 52.5$ h is displayed in Figure 4. Panel (a) shows the amplitude of this GW flux modulation. The acceleration of the background flow due to this modulation, given in $ms^{-1}day^{-1}$, is shown in panel (b). Note that this acceleration only acts to increase or decrease the QTDW, or shifts its phase, but has no direct influence on the mean circulation. Panel (c) of Figure 4 shows the zonal wind amplitudes of the QTDW after removing the GW $s = 3$ and $P = 52.5$ h GW flux component in the GW filter run. The amplitudes are considerably stronger than those presented in Figure 3(b).

The differences between the zonal wind amplitudes of the GW filter run and the QTDW run are displayed in Figure 4(d). Except for a small region near the equator the difference is positive, i.e. removing the GW modulation leads to a strong increase of the wave. In turn, this means that the GW flux modulation and subsequent GW breaking in the mesosphere decreases the amplitude of the original wave, which requires that the modulation of the GW flux divergence and the QTDW are in or near antiphase in the region of strong GW breaking. As an example, in Figure 5 we show QTDW phases and the phase of the GW $s = 3$ and $P = 52.5$ h GW flux component at $32.5^\circ N$ for 2 different heights, representing the 2 maximum

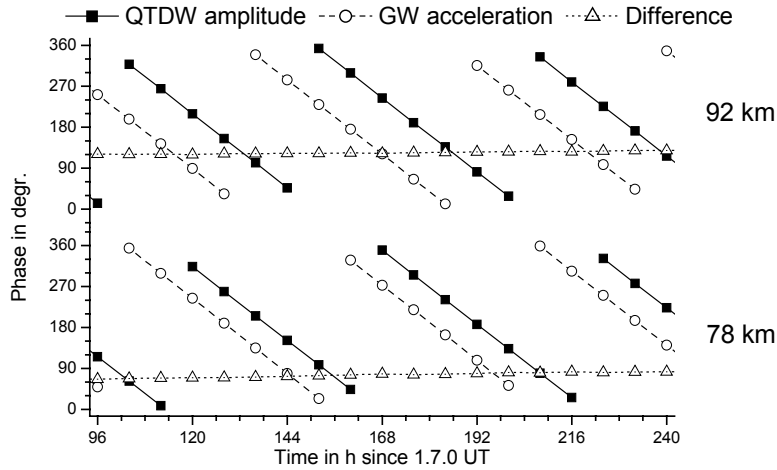


Figure 5: *Phases of QTDW amplitudes (black squares), GW acceleration (open circles) and their differences (open triangles) at 92 km (upper panel) and 78 km (lower panel), at 32.5°N.*

heights of GW divergence visible in Figure 4(b). The two “waves” are not in phase, but while the phase difference at 78 km is near quadrature, it is clearly above 90° near 92 km. Therefore, we may conclude that at least near 90 km the QTDW is suppressed by the modulated GW forcing.

We present the time series for 32.5°N in Figure 6. Panel (a) shows the result for the QTDW run, with the GW flux and GW acceleration shown in panels (b) and (c). The two maxima of GW flux divergence are visible in panel (c). The phase differences for all heights are shown in Figure 6(d). In the lower mesosphere, QTDW and GW acceleration are in phase, while the differences increase with height. Above about 70 km the phase difference exceeds 90°, so that the modulated GW flux divergence leads to a suppression of the wave. Figure 6(e) shows the QTDW zonal wind amplitude in the GW filter run. The amplitudes are considerably larger than in the QTDW run, see also Figure 4(b). The differences amount to up to 9 ms⁻¹ (Figure 6(f)). Note that only the $s = 3$ part of the GWs is responsible for the wave suppression, while the GW-spectrum in total provides a waveguide for the QTDW via interaction with the zonal mean wind. If the GW parameterisation is replaced by pure Rayleigh friction (not shown here) the QTDW reaches only mesospheric heights and is not able to propagate into the thermosphere. Also, the experiments of Norton and Thuburn (1999) showed that the development of the QTDW depended on the parameterisation of gravity waves. Similar results were obtained by Meyer (1999); however he concluded that the QTDW in the thermosphere develops from interaction between GWs and the mesospheric QTDW.

4. Conclusions

Using a simple circulation model with an updated Lindzen-type GW parameterisation, we analysed the propagation of the QTDW into the mesosphere. We forced the QTDW as a heating disturbance near the tropopause. Therefore, the wave interacts with the gravity waves, and modulate the GW flux with the wavenumber and period of the QTDW. Comparing the modulation of the GW flux and the QTDW phases, it is evident that the modulated GW acceleration of the mean flow suppresses the QTDW in the mesosphere.

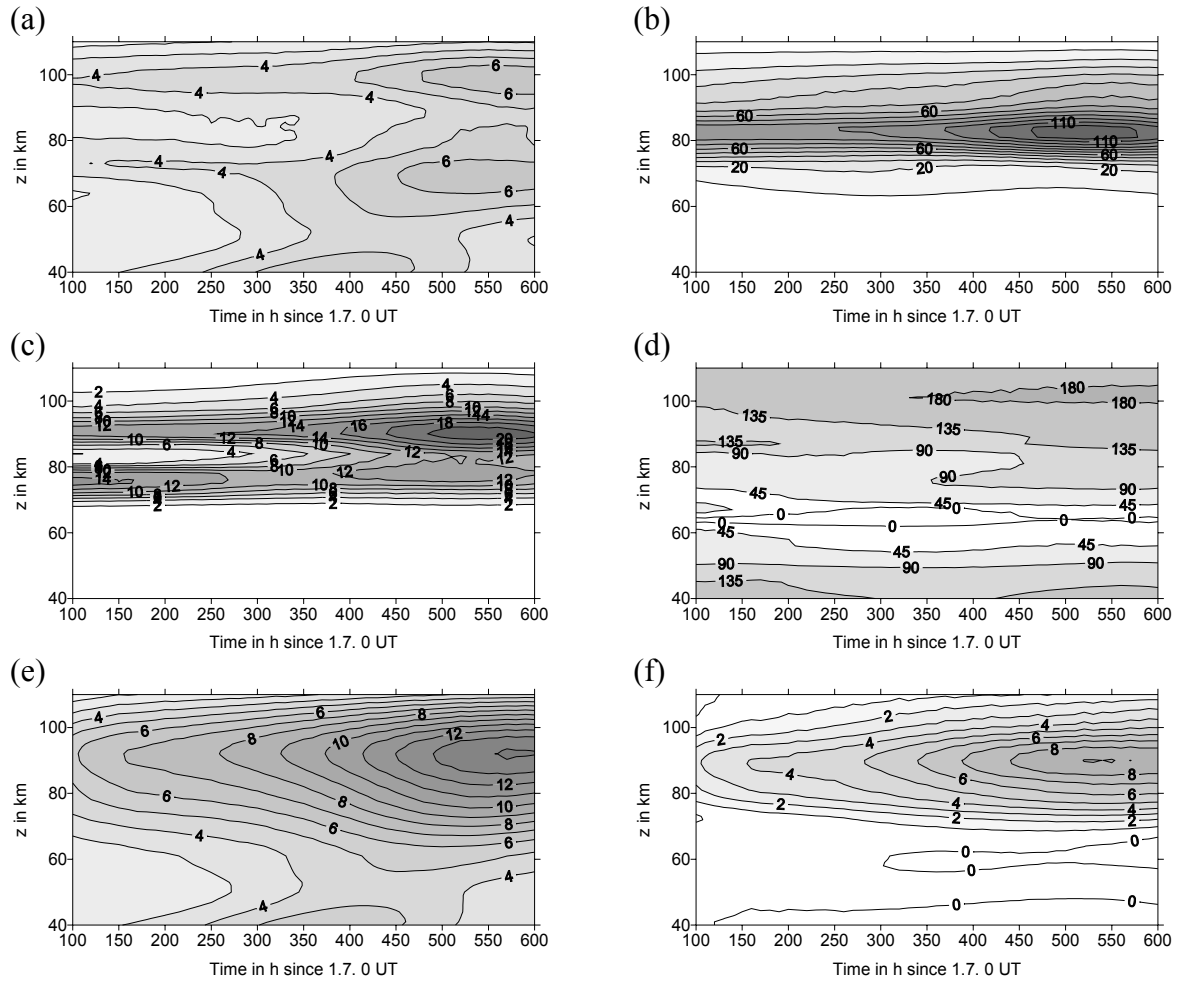


Figure 6: *Time series at 32.5°N: (a) zonal wind amplitude of the QTDW in ms^{-1} , (b) GW flux component with $s = 3$ and $P = 52.5$ in m^2s^{-2} , (c) GW acceleration component with $s = 3$ and $P = 52.5$ in $ms^{-1}day^{-1}$, (d) phase difference in degree between zonal wind amplitude and GW acceleration, (e) same as (a), but after the $s = 3, P = 52.5$ h component was filtered from the GW acceleration and heating, (f) difference between (d) and (a).*

We have to take into account that the approach chosen is somewhat arbitrary. First, from theory and observations it is not necessarily justified that the QTDW is forced in the lower model regions. However, if we introduce a forcing in situ, GW-QTDW interaction will not take place or will be reduced. Second, the interaction of the waves is described using a GW parameterisation with partly unrealistic assumptions, as instantaneous propagation. On the other hand, measurements (Manson et al., 2003) show that a QTDW modulation of GW exists in the mesosphere. Therefore we may conclude that the suppression of planetary waves propagating from below through modulated GW breaking is a possible factor that may affect planetary wave propagation.

Acknowledgements

This study was supported by Bundesministerium für Bildung und Forschung within AFO2000 under grant 07ATF10 (MEDEC). We thank the COMMA working group, Cologne, for providing us with the basic version of the model.

References

- Akmaev, R.A., 2001. Simulation of large scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere with Doppler-spread parameterization of gravity waves. 2. Eddy mixing and the Diurnal Tide. *Journal of Geophysical Research* 102, 1203-1205.
- Andrews, R.A., Holton, J., Leovy, C., 1987. *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, Orlando.
- Asselin, R., 1972. Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.* 100, 487-490.
- Berger, U., Dameris, M., 1993. Cooling of the upper atmosphere due to CO₂ increases: a model study. *Annales Geophysicae* 11, 809-819.
- Craig, R.L., Vincent, L.A., Fraser, G.J., Smith, M.J., 1980. The quasi 2-day wave near 90 km altitude at Adelaide (350S). *Nature* 287, 319-320.
- Fedulina I.N., Pogoreltsev, A.I., Vaughan, G., 2004. Seasonal, interannual and short-term variability of planetary waves in Met Office stratospheric assimilated fields. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 130, 2445-2458.
- Fritts, D.C., Isler, J.R., Lieberman, R.S., Burrage, M.D., Marsh, D.R., Nakamura, T., Tsuda, T., Vincent, R.A., Reid, I.M., 1999. Two-day wave structure and mean flow interactions observed by radar and High resolution Doppler Imager. *Journal of Geophysical Research*, 104, 3953-3969.
- Fröhlich, K., Pogoreltsev, A., Jacobi, Ch., 2003. Numerical simulation of tides, Rossby and Kelvin waves with the COMMA-LIM model. *Advances in Space Research* 32, 863-868, doi:10.1016/S0273-1177(03)00416-2.
- Gavrilov, N.M., Yudin, V.A., 1992. Model for coefficients of turbulence and effective Prandtl Number produced by breaking gravity waves in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research* 97, 7619-7624.
- Gavrilov, N.M., Fukao, S., 1999. A comparison of seasonal variations of gravity wave intensity observed with the middle and upper atmosphere radar with a theoretical model. *Journal of Atmospheric Sciences* 56, 3485-3494.
- Jacobi, Ch., 1998: On the solar cycle dependence of winds and planetary waves as seen from midlatitude D1 LF mesopause region wind measurements. *Annales Geophysicae* 16, 1534-1543.
- Jacobi, Ch., Yu.I. Portnyagin, E.G. Merzlyakov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, D. Kürschner, N.J. Mitchell, H.R. Middleton, H.G. Muller and V.E. Comley, 2001: Mesosphere/lower thermosphere wind measurements over Europe in summer 1998. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63, 1017-1031.
- Jakobs, H.J., Bischof, M., Ebel, A., Speth, P., 1986. Simulation of gravity wave effects under solstice conditions using a 3-D circulation model of the middle atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 48, 1203-1223.
- Kalchenko, B.V., Bulgakov S.V., 1973. Study of periodic components of wind velocity in the lower thermosphere above the equator. *Geomagnetism Aeronomy* 13, 955-956.
- Lange, M., 2001. Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluss des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion. *Reports of the Institute for Meteorology* 25, University of Leipzig, 121 p.
- Lieberman, R.S., 1999. Eliassen-Palm fluxes of the two-day wave. *Journal of the Atmospheric Sciences* 56, 2846-2861.
- Lindzen, R.S., 1981. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *Journal of Geophysical Research* 86, 9709-9714.

- Manson, A.H., Meek, C.E., Luo, Y., Hocking, W.K., MacDougall, J., Riggin, D., Fritts, D.C., Vincent, R.A., 2003. Modulation of gravity waves by planetary waves (2 and 16 d): observations with the North American-Pacific MLT-MFR radar network. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62, 85-104.
- Mayr, H.G., Mengel, J.G., Chan, K.L., Porter, H.S., 2001. Mesosphere dynamics with gravity wave forcing: Part II. Planetary waves. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63, 1865-1881.
- Meyer, C.K., 1999. Gravity wave interactions with mesospheric planetary waves: A mechanism for penetration into the thermosphere-ionosphere system. *Journal of Geophysical Research* 104, 28181-28196.
- Merzlyakov, E.G., Jacobi, Ch., 2004. Quasi-two-day wave in an unstable summer atmosphere – some numerical results on excitation and propagation. *Annales Geophysicae* 22, 1917-1929.
- Muller, H.G., 1972. Long-period meteor wind oscillations, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A271 (1217)*, 585-598.
- Norton, W.A., Thuburn, J., 1999. Sensitivity of mesospheric mean flow, planetary waves and tides to strength of gravity wave drag. *Journal of Geophysical Research* 104, 30897-30911.
- Palo, S.E., Roble, R.G., Hagan, M.E., 1999. Middle atmosphere effects of the quasi-two-day wave determined from a General Circulation Model. *Earth, Planets, and Space* 51 (7-8), 629-647.
- Plumb, R.A., 1983a. Baroclinic instability of the summer mesosphere: A mechanism for the quasi-two-day wave? *Journal of Atmospheric Sciences* 40, 262-270.
- Plumb, R.A., 1983b. A new look on the energy cycle. *Journal of the Atmospheric Sciences* 40, 1669-1688.
- Pogoreltsev, A.I., Pertsev, N.N., 1995. The influence of background wind on the formation of the acoustic-gravity wave structure in the thermosphere. *Izvestiya Akademii Nauk Fizika Atmosfery i Okeana* 31 (6), 755-760.
- Rose, K., 1983: On the influence of non-linear wave-wave interaction in a 3-d primitive equation model for sudden stratospheric warmings. *Beitr. Phys. Atm.* 56, 14-41.
- Salby, M.L., Callaghan, P.F., 2001. Seasonal amplification of the 2-day wave: relationship between normal mode and instability. *Journal of the Atmospheric Sciences* 58, 1858-1869.
- Schoeberl, M.F., Strobel, D.F., Apruzese, J.P., 1983. A numerical model of gravity wave breaking and stress in the mesosphere. *Journal of Geophysical Research* 88, 5249-5259.
- Smith, A.K., 1996. Longitudinal variations in mesospheric winds: evidence for gravity wave filtering by planetary waves. *Journal of the Atmospheric Sciences* 53, 156-1173.
- Wu, D.L., Fishbein, E.F., Read, W.G., Waters, J.W., 1996. Excitation and evolution of the quasi-2-day wave observed in UARS/MLS temperature measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences* 53, 728-738.

Addresses:

Christoph Jacobi, Kristina Fröhlich, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, Germany, jacobi@uni-leipzig.de

Alexander I Pogoreltsev, Russian State Hydrometeorological University, Malohtinsky 98, St. Petersburg 195196, Russia

Time-spatial parameters of internal gravity waves in the mesosphere-lower thermosphere region derived from meteor radar wind measurements

A.N. Oleynikov, Ch. Jacobi, D.M. Sosnovchik

Zusammenfassung

Eine verbesserte Methode zur Erfassung der Parameter interner Schwerewellen mit Hilfe von Winddaten eines Meteorradars wird vorgestellt. Die Analyse basiert auf der Einteilung des Messvolumens in Untervolumina und der Waveletanalyse der Windmessungen in diesen, mit anschließender Bestimmung der Phasenlage der spektralen Maxima. Auf diese Weise ist zum ersten Mal eine Statistik von Schwerewellenparametern aus Meteorradardaten unter Einschluss der horizontalen und vertikalen Wellenlängen und Ausbreitungsrichtungen erstellt worden. Es zeigte sich, dass sich der größte Teil der Schwerewellen nach oben ausbreitet. Hochfrequente Wellen mit Periodendauern unter 2 Stunden dominieren. Die Verteilung der erfassten Wellen innerhalb eines Tages zeigt eine geringe Struktur, mit Maxima am Morgen und Abend.

Summary

In this paper a modified procedure of revealing the parameters of internal gravity waves from meteor radar wind data is described. The method bases on dividing the measuring volume into different volumes, and, using wavelet analysis, calculating phase progression of frequency peaks in height and in the horizontal. Thus, for the first time the distribution of vertical and horizontal wavelengths and directions of IGW energy propagation using meteor radar data has been obtained. The majority of waves have been found to propagate upwards. High-frequency waves are dominating. The distribution of waves in the course of the day is only weakly structured, with weak maxima in the morning and evening.

1 Introduction

Studies of the wind regime in the mesosphere/lower thermosphere (MLT) regions have shown the essential influence of internal gravity waves (IGW) on dynamic processes and energy transport and dissipation in these height layers (e.g. Gavrilov, 1974; McLandress, 1998). Propagating from below, but partially also originating in the middle and upper atmosphere, they can produce turbulence and substantially deposit momentum and energy, and they can influence the general circulation, thermal regime, and composition of the middle and upper atmosphere (Gavrilov et al., 2000, 2002).

During the last decades, radar measurements have successfully been used to provide information about IGW. These measurements have been carried out using the Japanese middle and upper atmosphere (MU) radar at Shigaraki (Yamamoto et al., 1987; Gavrilov et al., 1996, 1997, 2002), medium frequency (MF) radar (Gavrilov et al., 1995; Manson et al., 1999, 2003), and even the low frequency (LF) ionospheric E-region drift measuring method (Gavrilov and Jacobi, 2004). In addition, meteor radar measurements have been used to derive IGW information (Kalchenko et al., 1985; Williams et al., 1999; Oleynikov and Kashcheyev, 2002; Xiong et al., 2003; Manson et al., 2004). However, thus far detailed

parameters of IGW, as horizontal wavelength and energy propagation direction has not been available from meteor radars, but only from more sophisticated Mesosphere-Stratosphere-Troposphere (MST) radars with controllable beam direction.

In this paper results of a meteor radar study carried out using an automatic goniometer of a meteor radar station at the Kharkiv National University of Radioengineering (49°30' N, 36°51' E) are presented with the purpose to obtain the individual time-spatial parameters of IGW and to determine features of their statistical distribution. The automatic goniometer of the Kharkiv meteor radar station (AG MRS) is intended to study dynamic parameters of the Earth atmosphere at altitudes 80-105 km with the opportunity of revealing the high-altitude structure of wind motions. AG MRS, operating on 36.9 MHz, consists of a five-element antenna array that is directed to the East, and makes Doppler measurements of the radial drift velocity, angular data (azimuth and elevation), and slant distance up to the reflecting area of meteoric trails (Oleynikov, and Kashcheyev, 2002).

2 Technique of data processing

The algorithm to process the meteor radar data to obtain information about IGW parameters bases on that described by Gavrilov (1981) and Kalov and Gavrilov (1985). The zone that is surveyed by the meteor radar is divided into several regions of 6 km height and 60 km (in some cases 80 km) width, to ensure a sufficient number of meteors in each subvolume. These subvolumes are constructed for the entire height layer under consideration (80-100 km), with a height shift of 2 km, i.e. with 4 km overlap. Similarly, in the horizontal the zone between 80 and 220 km distance is considered, with a horizontal step of 10 km or 20 km. We use horizontal wind velocities, which have been band-pass filtered before further processing. From the spectra calculated by Fourier transform for each separate region, mean spectra for each altitude range has been obtained. Simultaneously, the spectrum is divided into a coherent component of spectral density, and a noise component. The presence of a maximum in the spectrum is a necessary condition for detecting an IGW with the respective frequency. The identification of the IGW is then carried out as follows, and after the following criteria:

- the maximum in the average spectrum must be visible in several consecutive altitude layers, and the maximum must be found in the spectra of different ranges at one height,
- a close to linear phase change of the wave with distance and altitude is necessary,
- a S/N ratio > 1 ,
- the width of the maxima in the spectrum does not exceed the frequency filter width.

The cases selected by these criteria then are analysed to determine time-spatial and energetic IGW parameters. Some lacks have been revealed during the study of this algorithm:

- the algorithm does not take into account deterioration of IGW during the time window for the Fourier transform,
- the Fourier transform may add harmonics to the spectrum, which complicates revealing the nearby waves.
- The least square fitting, which is used for estimating range–phase and an altitude–phase dependencies, is very sensitive to possible outliers in the processed data.

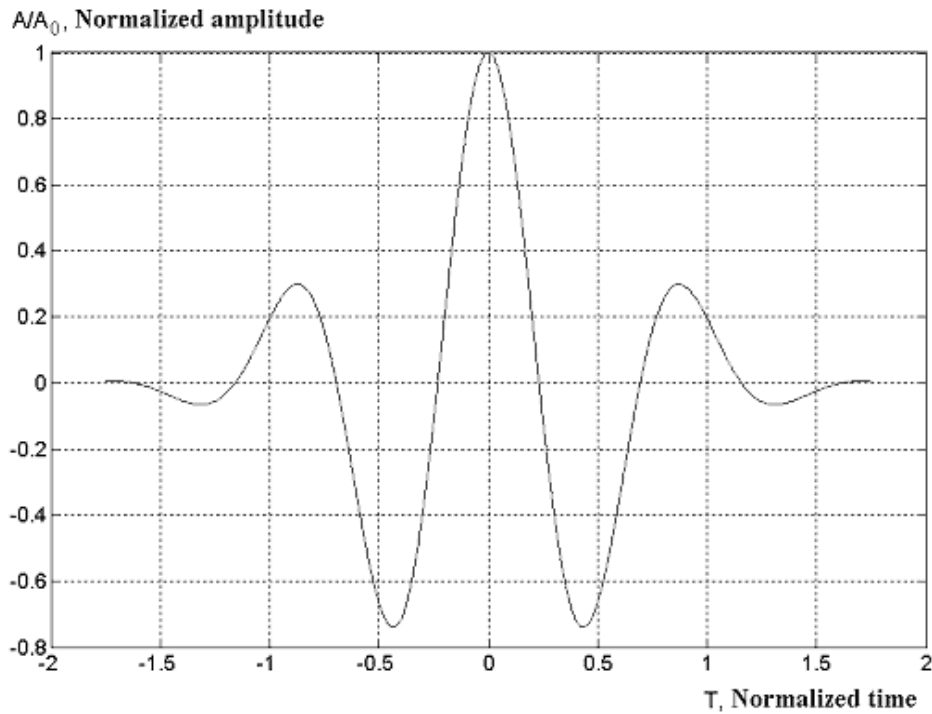
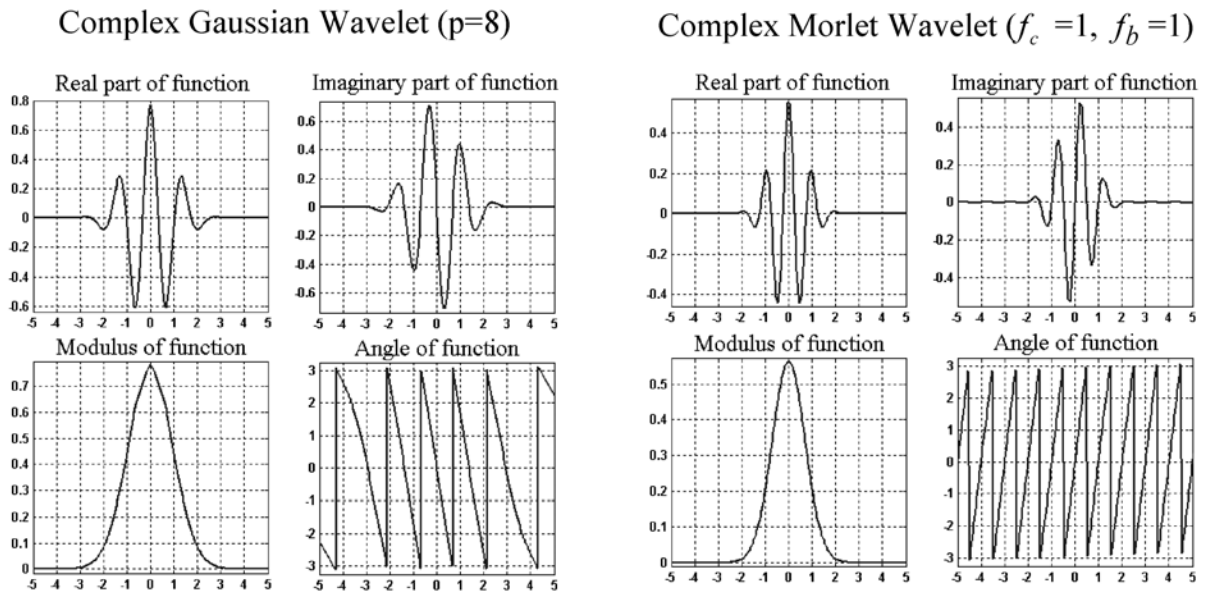


Figure 1: Characteristic amplitude development for IGW.



$$\psi_p(x) = C_p \left(e^{-jx} e^{-\frac{x^2}{2}} \right)^{(p)}$$

– p – wavelet order
 – C_p – constant

(a)

$$\psi(x) = \sqrt{\pi f_b} \cdot e^{j2\pi f_c x} e^{-\frac{x^2}{f_b}}$$

– f_c – wavelet center frequency
 – f_b – bandwidth parameter

(b)

Figure 2: Characteristics of the complex Gaussian (a) and Morlet (b) wavelet.

A review of the available dataset showed that IGW amplitude variations can be described using a temporal development of the amplitudes as shown in Figure 1. Therefore, to eliminate the abovementioned lacks in the IWG detecting algorithm, a modified process is used, including wavelet analysis to obtain amplitude and phase spectrum. This way of spectrum analysis is preferable for two reasons. Firstly, the wavelet analysis can be carried out with mother wavelet functions that are similar to original IGW structure (see Figure 2). Secondly, there is no necessity to choose the time window for spectrum analysis, because the wavelet analysis "is adapted" to finding signals with various duration. Two mother wavelet functions applied here for detecting IGWs and their analytical expressions are shown in Figure 2.

The next step in processing the data is a robust least square fitting for detecting phase dependences. It is usually assumed that errors can be described by a normal distribution, and that extreme values are rare. However, extreme values, so-called outliers, do occur. The main disadvantage of simple least squares fitting is its sensitivity to those outliers, because squaring the residuals magnifies the effects of these extreme data points. To minimize the influence of outliers, it is therefore offered to use a robust least squares regression method. Robust fitting allows reducing miscalculation of horizontal and vertical length of the gravity wave with outlier in a dataset (Holland and Welsch, 1977; Huber, 1981; Street et al., 1988; DuMouchel and O'Brien, 1989).

Taking into account the arguments stated above, the following algorithm of detecting IGW parameters using the meteor radar wind data is used. First, the measuring volume is divided into several height layers and range zones, with mean values h_i and d_i . Then a sliding window low-pass filter is applied to suppress random errors in the high frequency component of the meteor radar wind time series. The size of the sliding time window is 10 minutes, so that frequency component with periods less than 5 minutes will be suppressed. From the time series 5-minute averages are calculated; this allows detecting IGW with periods of more than about 30 minutes. A continuous wavelet transform with complex 8-order Gaussian or complex Morlet wavelet with parameters $f_c = 1$ and $f_b = 1$ was carried out. These complex mother wavelets have been found to be the most suitable for IGW modelling. Using the horizontal wind velocity wavelet spectra for separate range zones d_i , an average wavelet spectrum is computed for each altitude layer h_i , and times and frequencies of wavelet spectrum maxima are determined.

The range–phase dependence of the IGW is constructed from the spectra in each range and height zone using robust least square fitting, with check of a hypothesis about a linear regression for the range–phase dependence data (Brandt, 1975), and the horizontal wavelength and phase speed of the IGW is calculated. The altitude area, in which the calculated horizontal wavelengths do not deviate more than the rms deviation from their mean value, is accepted to be the spatial area where the wave is present. A vertical IGW structure check is applied. For each altitude layer h_i the mean values of phase and altitude are calculated, from that the vertical phase dependence is constructed, again using robust least square fitting and the hypothesis about linear regression. Finally, the dispersion relation is checked, i.e. it is tested whether the IGW phase velocity satisfies the expression (Gavrilov and Medvedev, 1997):

$$c \leq c_{\max} = 2NH ,$$

with c as horizontal phase speed, N as Brunt–Väisälä frequency, and H as the scale height.

3 Results

The above-described algorithm was applied to the meteor radar wind data that was obtained during 2 summer campaigns in July–August 1998 and 1999. Background winds and long-period waves during these campaigns have been presented in Jacobi et al. (2001) and Pancheva et al. (2002a,b, 2003). Using data of these 124 days, more than 1500 waves and their time-spatial parameters are determined.

Histograms of vertical and horizontal IGW wavelength are shown in Figure 3. For convenience, positive wavelength values correspond to upward and westward propagation of IGW energy, while negative values – to downward and eastward propagation of IGW energy. The most probable values of the vertical wavelength λ_z are 10-30 km, for any direction of IGW propagation. Upward propagating waves are more frequent (65% of all waves) than downward propagating (35%), which is in accordance with the theory of IGWs (Hines, 1975, Andrews et al., 1987). The dominant horizontal wavelengths lie between $\lambda_x=100$ -500 km. There is no pronounced difference between the frequency of occurrence of eastward and westward propagating waves (56 % vs. 44 %).

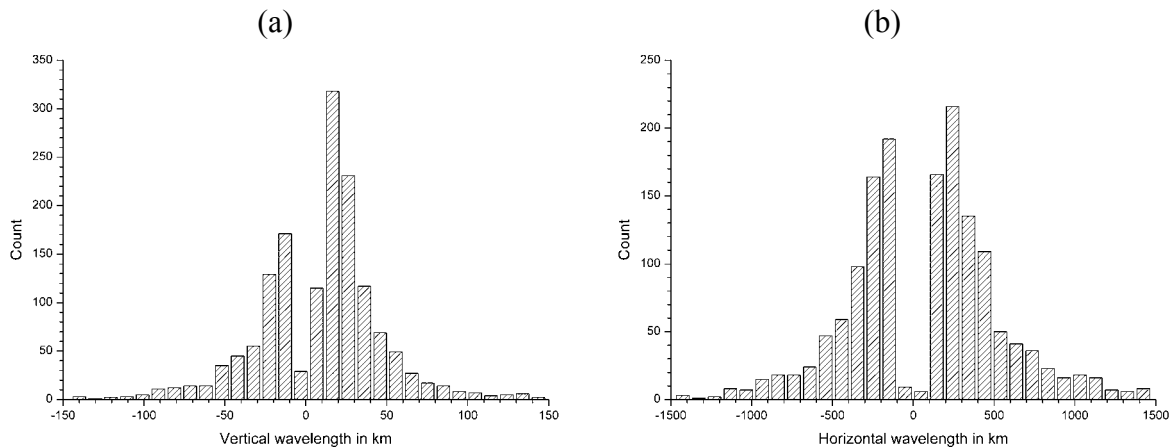


Figure 3: Histograms of vertical (a) and horizontal (b) IGW wavelength.

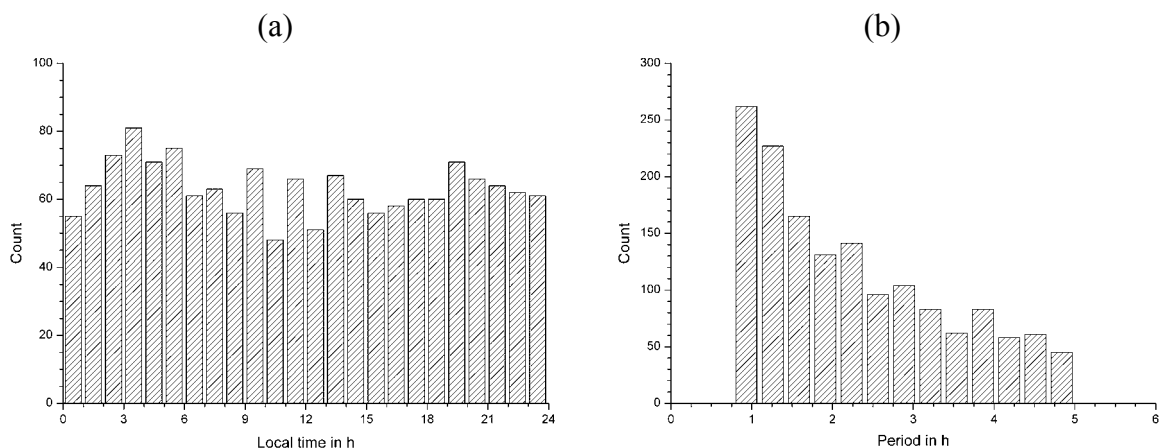


Figure 4: Histograms of IGW occurrence during the day (a) and period distribution (b) of IGWs. The upper and lower limits in panel (b) are due to the resolution limitations of measurements and data analysis procedure.

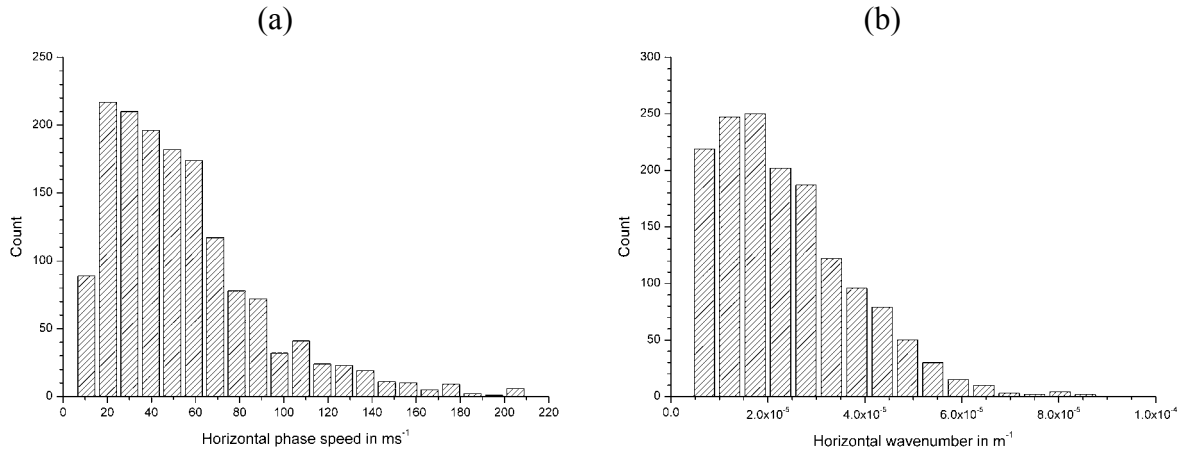


Figure 5: Histograms of horizontal phase velocity (a) and horizontal wave number (b).

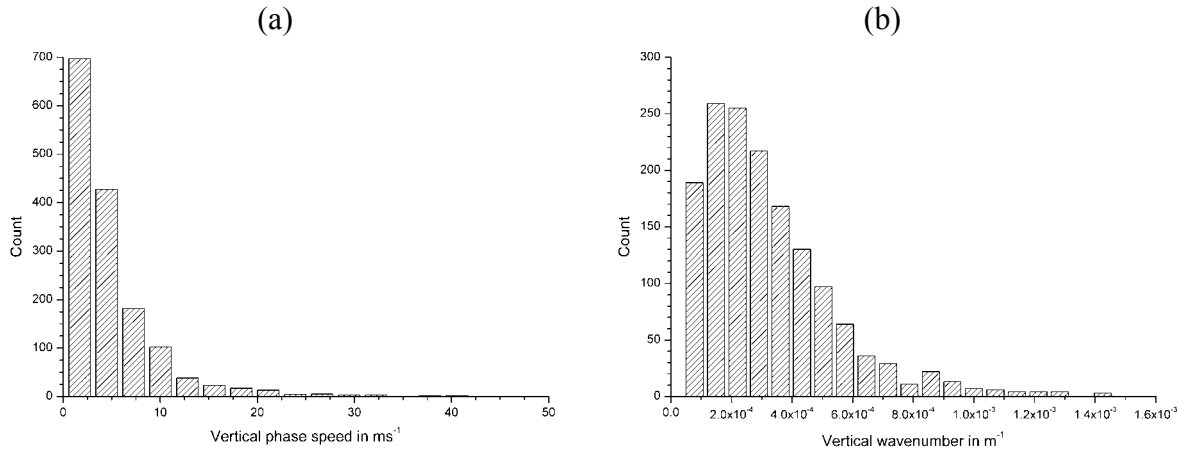


Figure 6: Histograms of vertical phase velocity (a) and vertical wave number (b).

In Fig. 4, histograms of IGW periods and the time of day of their occurrence are shown. The histogram of the IGW daily cycle (Fig. 4a) has two weak maxima at early morning and early evening. The histogram of IGW periods (Fig. 4b) displays an exponential dependence. Prevailing are high-frequency IGW with the periods 0,8-2 hours are prevailing. The probability of occurrence IGW decreases with increasing period.

Histograms of horizontal phase velocity and horizontal wave number are shown in Fig. 5, while histograms of vertical phase velocity and vertical wave number are shown in Fig. 6. From the wavenumber distribution it can be seen that the maximum of occurrence is found near 400 km for the horizontal wavelength (horizontal wavenumber of about $1.5 \cdot 10^{-5} \text{m}^{-1}$), and 30 km for the vertical wavelength (vertical wavenumber of about $0.2 \cdot 10^{-3} \text{m}^{-1}$).

In Figure 8 and Figure 8 the dependences of horizontal and vertical phase velocities and wavenumbers on IGW frequency are shown. IGW phase velocities increase with frequency, which is true for both the horizontal and the vertical component. The correlation is significant at the 99% level. A similar situation is observed for the wavenumber dependence on frequency, however, the correlation between vertical wavenumber and frequency is very weak.

The obtained distributions of time-spatial IGW parameters agree well with the results of other authors. In earlier works (Gavrilov et al., 1996, 1997; Kalov and Gavrilov, 1985; Gavrilov and Medvedev, 1997) results about a horizontal IGW structure are received. Their distribution of horizontal IGW phase velocity, distribution of horizontal wave number, and also their dependence on IGW frequency, have similar character and are quantitatively of the same order of magnitude, as has been shown here. However, Kalchenko et al. (1985) and

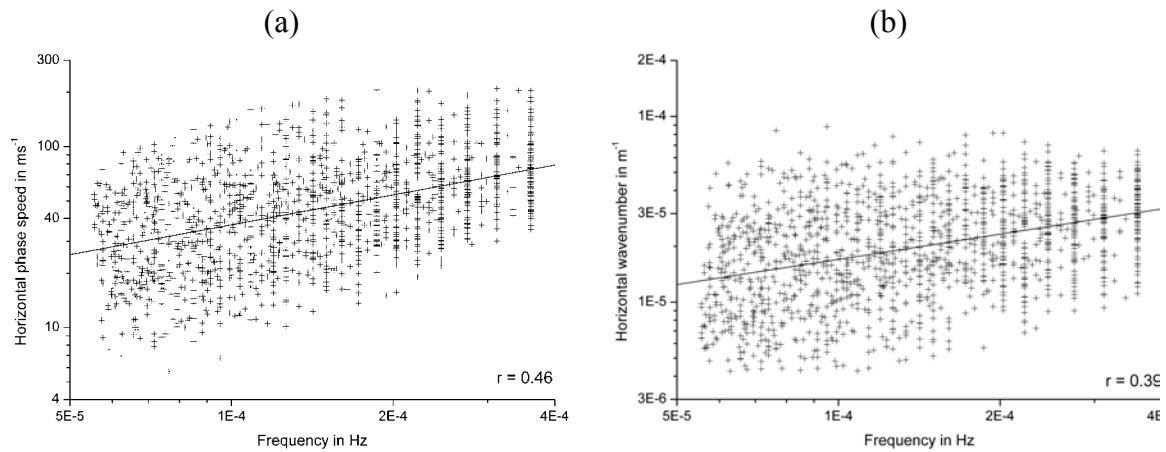


Figure 8: Dependence of the horizontal phase velocity (a) and wavenumber (b) on IGW frequency. Upper and lower frequency limits are due to limitations in data analysis and measurements.

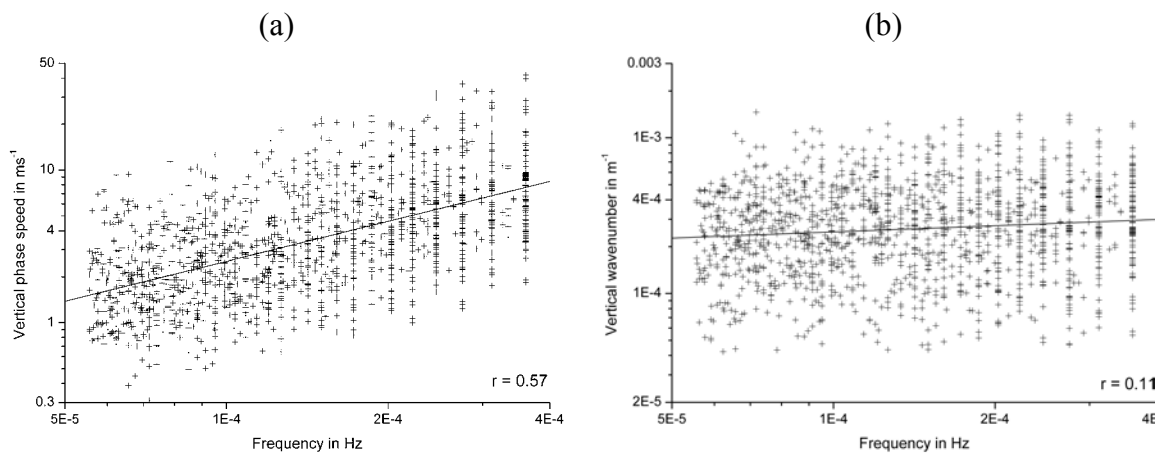


Figure 8: As in Figure 8, but for the vertical wave characteristics.

Gavrilov et al. (1996, 1997) showed a more uniform IGW frequency distribution, while the received distribution of IGW periods shown in Figure 4, shows a clear domination of high-frequency IGW, i.e. of short-period waves.

4 Conclusion

In this paper a procedure of revealing the parameters of internal gravity waves from meteor radar wind data using wavelet analysis is described. The use of the described algorithm has allowed us to identify waves and determine time-spatial IGW parameters. For the first time the distribution of horizontal and vertical wavelengths and directions of IGW energy propagation using meteor radar data has been obtained. Considering the fact that meteor radars with interferometric meteor position finding are frequently and increasingly used in upper mesosphere/lower thermosphere studies this gives the potential of analysing IGWs and their impact on the background circulation on a global scale.

The majority of waves have been found to propagate upwards, although the portion of downward propagating waves is non-negligible. High-frequency waves are dominating. The

distribution of waves in the course of the day is only weakly structured, with weak maxima in the morning and evening.

The dataset used is limited to the 2-month campaign in summer 1998. Therefore in this study no information on the seasonal cycle of gravity wave activity and the potential variation of IGW parameters with season could be obtained. Further studies will be performed using a larger set of AG MRS data.

Acknowledgements: The Kharkiv meteor radar dataset has been obtained during a campaign supported by INTAS under grant INTAS 96-1669. D. Sosnovchick acknowledges the support through DAAD under grant A03/17567.

References:

- Andrews, D.G., Holton, J.R., Leovy, C.B., 1987: Middle Atmosphere Dynamics, Academic Press, Orlando, 1987.
- Brandt, Z., 1975: The statistical methods of the observations analysis (in russ.), Monography, 98p.
- DuMouchel, W.H., and F.L. O'Brien, 1989: Integrating a robust option into a multiple regression computing environment. Computer Science and Statistics: Proceedings of the 21st Symposium on the Interface, American Statistical Association, Alexandria, VA.
- Gavrilov, N.M., 1974: The thermal effect of internal gravity waves in the upper atmosphere, - Atmos. Oceanic Phys., Izv. USSR Acad. Sci., Engl. Transl., 10(1), 45 - 46, 1974. Complete text deposited at All-Union Institute of Scientific and Technical Information (VINITI), No. 7187-73 Dep.
- Gavrilov, N.M., 1981: Algorithm for determining parameters of internal gravity waves in the meteor zone (in russ.), Atmos. Oceanic Phys., Izv. USSR Acad. Sci., 17(7), 560.
- Gavrilov, N.M., and A.S. Medvedev, 1997: Statistical model of internal gravity waves in the meteor zone (in russ.), Atmos. Oceanic Phys., Izv. USSR Acad. Sci., 33, No. 1, 77-81.
- Gavrilov, N.M., A.H. Manson, and C.E. Meek, 1995: Climatological monthly characteristics of middle atmosphere gravity waves (10 min - 10 h) during 1979-1993 at Saskatoon, Ann. Geophysicae 13, 285-295.
- Gavrilov, N.M., S. Fukao, T. Nakamura, T. Tsuda, M. D. Yamanaka, and M. Yamamoto, 1996: Statistical analysis of gravity waves observed with the middle and upper atmosphere radar in the middle atmosphere: 1. Method and general characteristics, J. Geophys. Res., 101, 29511-29521.
- Gavrilov N. M., S. Fukao, T. Nakamura, and T. Tsuda, 1997: Statistical analysis of gravity waves observed with the MU radar in the middle atmosphere: 2. Waves propagating in different directions, J. Geophys. Res., 102, 13433-13440.
- Gavrilov, N.M., S. Fukao, T. Nakamura, 2000: Gravity wave intensity and momentum fluxes in the mesosphere over Shigaraki, Japan (35oN, 136oE) during 1986-1997, Ann. Geophysicae 18, 834-843.
- Gavrilov, N.M., S. Fukao, T. Nakamura, Ch. Jacobi, D. Kürschner, A.H. Manson and C.E. Meek, 2002: Comparative study of interannual changes of the mean winds and gravity wave activity in the middle atmosphere over Japan, Central Europe and Canada, J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 64, 1003-1010.

- Gavrilov, N.M., and Ch. Jacobi, 2004: A study of seasonal variations of gravity wave intensity in the lower thermosphere using LF D1 wind observations and a numerical model, *Ann. Geophysicae*, 22, 35-45.
- Holland, P.W., and R.E. Welsch, 1977: Robust regression using iteratively reweighted least-squares, *Communications in Statistics: Theory and Methods*, A6, 813-827.
- Hines C.O., 1975: Atmospheric gravity waves. In: W.L. Webb (Ed.): *Thermospheric circulation*, 120-177.
- Huber, P.J., 1981: *Robust Statistics*, Wiley, New York .
- Jacobi, Ch, Yu.I. Portnyagin, E.G. Merzlyakov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, D. Kürschner, N.J. Mitchell, H.R. Middleton, H.G. Muller and V.E. Comley, 2001: Mesosphere/lower thermosphere wind measurements over Europe in summer 1998, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 1017–1031.
- Kalov, Ye.D., and N.M. Gavrilov, 1985: Investigation of seasonal changes of gravity wave parameters in the meteor zone, *Atmos. Oceanic Phys., Izv. USSR Acad. Sci., Engl. Transl.*, 21(10), 791-795.
- Manson, A.H., C.E. Meek, C. Hall, W.K. Hocking, J. MacDougall, S. Franke, K. Igarashi, D. Riggan, D.C. Fritts, and R.A. Vincent, 1999: Gravity wave spectra, direction and wave interactions: Global MLT-MFR network, *Earth Planets Space*, 51, 543-562.
- Manson, A.H., C.E. Meek, Y. Luo, W.K. Hocking, J. MacDougall, D. Riggan, D.C. Fritts, and R.A. Vincent, 2003: Modulation of gravity waves by planetary waves (2 and 16 d): observations with the North American-Pacific MLT-MFR radar network, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 62, 85-104.
- Manson, A.H., C.E. Meek, C.M. Hall, S. Nozava, N.J. Mitchell, D. Pancheva, W. Singer, and P. Hoffmann, 2004: Mesopause dynamics from the Scandinavian triangle of radars within the PSMOS-DATAR Project. *Ann. Geophysicae* 22, 367-386.
- McLandress, C., 1998: On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 60, 1357-1383.
- Kalchenko B.V., B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, 1985: Radiometric studies of the vertical structure internal gravity waves and irregular motion (in russ), *Atmos. Oceanic. Phys., Izv. USSR Acad. Sci.*, 21, 2, 123.
- Oleynikov, A.N., and B.L. Kashcheyev, 2002: Study of the atmospheric dynamic processes in the mesopause – lower thermosphere field by radiolocation of meteoric trails (in russ.). In: *Remote methods and facility of the study a processes in the Earth atmosphere*, Eds: B.L. Kashcheyev, E.G. Proshkin, M.F. Lagutin. Kharkiv, Kharkiv National University of Radioelectronics; *Business Inf.*, 426p.
- Pancheva D., N.J. Mitchell, M.E. Hagan, A.H. Manson, C.E. Meek, Yi. Luo, Ch. Jacobi, D. Kürschner, R.R. Clark, W.K. Hocking, J. MacDougall, G.O.L. Jones, R.A. Vincent, I.M. Reid, W. Singer, K. Igarashi, G.I. Fraser, T. Nakamura, T. Tsuda, Yu. Portnyagin, E. Merzlyakov, A.N. Fahrutdinova, A.M. Stepanov, L.M.G. Poole, S.B. Malinga, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov and D.M. Riggan, 2002a: Global-scale tidal structure in the mesosphere & lower thermosphere during the PSMOS campaign of June-August 1999 and comparison with the Global Scale Wave Model, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 64, 1011-1035.

- Pancheva, D., E. Merzlyakov, N.J. Mitchell, Y. Portnyagin, A.H. Manson, C. Jacobi, C.E. Meek, Y. Luo, R.R. Clark, W.K. Hocking, J. MacDougall, H.G. Muller, D. Kürschner, G.O.L. Jones, R.A. Vincent, I.M. Reid, W. Singer, K. Igarashi, G.I. Fraser, A.N. Fahrutdinova, A.M. Stepanov, L.M.G. Poole, S.B. Malinga, B.L. Kashcheyev and A.N. Oleynikov, 2002b: Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June-August 1999: interaction with planetary waves, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 64, 1865-1896.
- Pancheva, D., N.J. Mitchell, A.H. Manson, C.E. Meek, Ch. Jacobi, Yu. Portnyagin, E. Merzlyakov, W.K. Hocking, J. MacDougall, W. Singer, K. Igarashi, R.R. Clark, D.M. Riggan, S.J. Franke, D. Kürschner, A.N. Fahrutdinova, A.M. Stepanov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, and H.G. Muller, 2004: Variability of the quasi-2-day wave observed in the MLT region during the PSMOS campaign of June–August 1999, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 66, 539-565.
- Street, J.O., R.J. Carroll, and D. Ruppert, 1988: A note on computing robust regression estimates via iteratively reweighted least squares, *The American Statistician*, 42, 152-154.
- Williams, P.J.S, Mitchell, N.J, Beard, A.G, Howells, V.S, and Muller H.G., 1999: The coupling of planetary waves, tides and gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere, *Adv. Space Res.*, 24, 1571-1576,
- Yamamoto, M., T. Tsuda, S. Kato, T. Sato and S. Fukao, 1987: A saturated inertia gravity wave in the mesosphere observed by the middle and upper atmosphere radar, *J. Geophys. Res.*, 92, 11,993-11,999.
- Xiong, J.-G., W.-X. Wan, B.-Q. Ning, and L.-B. Liu, 2003: Gravity waves in the mesosphere observed with Wuhan meteor radar: a preliminary result, *Adv. Space Res.*, 32, 831-836.

Addresses of authors:

A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik: Educational Research Center of Radioengineering, Kharkiv National University of Radioengineering, 14, Lenin Av., 61166 Kharkiv, Ukraine (ortoan@rambler.ru)

Ch. Jacobi: University of Leipzig, Institute for Meteorology, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, Germany (jacobi@uni-leipzig.de)

Gravity wave climatology and trends at 85-110 km deduced from Collm low-frequency ionospheric E-region drift measurements 1984-2003

Christoph Jacobi, Dierk Kürschner, Nikolai M. Gavrilov

Zusammenfassung

Die Schwerewellenaktivität in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre wird mit Hilfe von ionosphärischen Driftmessungen im Zeitraum 1984-2003 unter Verwendung eines kommerziellen Rundfunksenders untersucht. Der Reflexionspunkt in der unteren Ionosphäre ist bei 52.1°N, 13.2°E, die Messhöhe ist 85-110 km. Die Ergebnisse zeigen maximale Aktivität in der sommerlichen Mesosphäre, wobei sich das Maximum in größeren Höhen zu den Äquinoktien hin verschiebt. Dieser Bereich maximaler Schwerewellenamplituden deckt sich mit demjenigen der größten vertikalen Scherung des Hintergrundwindes. Die Ausbreitungsrichtung ist vorzugsweise west-östlich, mit einer südöstlichen Komponente im Winter in der Mesosphäre und einer nordöstlichen Komponente im Sommer in der unteren Thermosphäre. Die Zeitreihen der 3-monatig gemittelten Schwerewellenaktivität zeigen maximale Amplituden um 1989-2001 und 2000-2002, was auf einen möglichen Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auf die dynamische Aktivität der Mesosphäre und unteren Thermosphäre hinweist.

Summary

Gravity wave activity obtained from lower ionospheric drift measurements in the height range 85-110 km at 52.1°N, 13.2°E during 1984-2003 are presented. The results show maximum activity in the mesosphere in summer, with a shift to equinoxes at higher altitudes. Maximum gravity wave amplitudes are found near the regions of strongest vertical mean wind shear. The propagation direction is generally close to E-W, however, during winter at lower heights a more South-Easterly direction is preferred, while at greater heights during summer a North-Easterly direction is visible. Time series of seasonal (3-monthly) mean zonal drift variances show maximum amplitudes around 1989-1991 and 2000-2002, which is concomitant with the solar activity maxima within the 11-year solar cycle.

Introduction

Internal gravity waves (GW) are the important process that controls the dynamics and temperature field of the mesosphere and lower thermosphere (MLT). GW are filtered by the mean circulation in the stratosphere and mesosphere, and accelerate the mean flow in the mesosphere, which leads to the lower thermospheric zonal wind reversal, meridional circulation and low summer MLT temperatures that cannot be explained without taking into account the effect of breaking gravity waves. Successful modelling of MLT dynamics therefore requires knowledge of GW fluxes and their seasonal and vertical distribution. While some first global climatologies of stratospheric GW activity are available from satellite measurements (Tsuda et al., 2000; McLandress et al., 2000; Venkat Ratnam et al., 2004), analyses of GW activity in the MLT essentially relies on ground-based measurements so that basically local climatologies are available. Fewer studies involve regional or global variability (Manson et al., 2002, 2004). The relative sparseness of multi-instrument studies is, among others, due to peculiarities of the different measuring systems (radars of different wavelength, optical) that allow the detection of GW in different spectral ranges or in different parameters.

Nevertheless, comparatively many publications have dealt with the seasonal variations of GW as obtained from radar measurements (Gavrilov et al., 1995, 2001, 2002; Manson et al., 1997, 1999, 2003; Gavrilov and Jacobi, 2004), and also with the comparison of GW activity in the course of the year over different stations. These works may provide an average climatology of GW although the spectral ranges considered depend on the measuring principle used. For example, medium frequency (MF) radars are able to measure winds with a time resolution of few minutes, while the low-frequency (LF) method only provides wind variances in a period window between 0.7 and 3 hours (Gavrilov et al., 2001). Therefore, if a global picture is constructed from the individual radar measurements, the result may be somewhat qualitative. At midlatitudes, in the mesosphere a semiannual oscillation (SAO) of GW activity with maxima in winter and summer is usually found, with the summer maximum being more pronounced for longer GW periods (Gavrilov et al., 2002). The SAO may be explained by the middle atmosphere jets that lead to large intrinsic phase speeds and therefore larger wind variances (Manson et al., 1997). One of the most powerful methods of detecting GW in the mesosphere is using MF radar measurements, owing to their high temporal resolution and long-term reliability with few data gaps. However, MF radars usually measure up to altitudes around 95 km, so that above that level measurements are sparse. Analyses of low-frequency (LF) drifts have shown that near 100 km the SAO phase shifts with GW amplitude maxima near solstices (Gavrilov et al., 2001).

GW measured at MLT heights are on the one hand dependent on their sources, which are mainly situated in the troposphere (Nastrom and Fritts, 1992a,b), although e.g. Gavrilov and Jacobi (2004) have shown that middle atmosphere GW sources may play an important role in establishing the observed seasonal distribution. On the other hand in particular GW with small phase speeds are sensitive to wind filtering in the middle atmosphere (Taylor et al., 1993). This is especially true for middle and high latitudes, where the stratospheric and mesospheric zonal winds are strong, while the low-latitude MLT GW activity seems to be more strongly controlled by the GW sources in the lower atmosphere (Manson et al., 1999). Nevertheless, even for midlatitudes especially considering long-period GW their MLT activity and (spatial and temporal) variability is resulting from a mixture of source distribution and middle atmosphere filtering.

One method of revealing the relative influence of GW sources and mean wind filtering on the MLT wind variance distribution is analysing long-term variability of GW and comparison with atmospheric mean circulation or characteristic circulation patterns at different heights. Long-term analyses of GW activity in the MLT, however, are sparse. Gavrilov et al. (1995) analysed 15 years of midlatitude MF radar data. Gavrilov et al. (1999) analysed 12 years of data measured over Japan, while low-latitude measurements over Hawaii (11 years) have been presented by Gavrilov et al. (2004). Major focus of these studies is the presentation of the seasonal and vertical variation of GW over the respective stations. Only few studies explicitly included the analysis of interannual variability on time scales of few years, in particular since the time series available are short, so that conclusions are preliminary. A possible 11-year solar cycle effect was mentioned by Gavrilov et al. (1995), however, comparison of 3 midlatitude stations by Gavrilov et al. (2002) showed that there are substantial differences between longitudes. A relatively strong effect of the Southern Oscillation (SO) was shown by Gavrilov et al. (2004) for Hawaii MF radar data, while the interannual variation of GW over Japan also indicated a possible, although less pronounced, influence of the SO (Gavrilov and Fukao, 2001).

Notwithstanding the great number of publications showing GW climatologies and comparisons between stations, one of the major results is the strong variability of GW activity and

parameters as propagation direction also across relatively short distances, which is assumed to be connected either with different wind filtering or local sources (Manson et al., 2003, 2004). Therefore, further long-term measurements are required. Here we present GW analyses using a 20-year database measured at Collm, Germany, using the LF method. The dataset represents an update of that one presented by Gavrilov et al. (2001) that was also used in the comparison study by Gavrilov et al. (2002) and have been compared to model results by Gavrilov and Jacobi (2004). Including roughly another half of a solar cycle enables us to draw more substantial conclusions on interannual variability of GW over Central Europe.

Database

The wind field of the upper mesopause region is continually observed by daily radio drift and reflection height measurements in the LF range, using the ionospherically reflected sky wave of commercial radio transmitters on 177, 225 and 270 kHz. The measurements are carried out according to the closely-spaced receiver technique. A modified form of the similar-fade method is used to interpret the wind measurements (Kürschner, 1975; Schminder and Kürschner, 1994). The procedure is based on the estimation of time differences between corresponding fading extrema for three measuring points forming a right angled triangle over the ground with small sides of 300 m in direction N and E, respectively. The individual pairs of time differences which allow the calculation of individual wind vectors are measured at a temporal resolution of 0.25 s.

The data are combined to half-hourly zonal (u) and meridional (v) mean drift values on each frequency, with a mean value being averaged over 30-60 data points. The $1-\sigma$ variation of the half-hourly mean, with σ being the standard deviation, is in the order of 20 ms^{-1} , caused by the real wind variations, the resolution and number of the individual wind measurements, and some statistic uncertainties connected with properties of ionospheric irregularities and additionally turbulent motions.

The virtual reflection height h' is measured on 177 kHz (transmitter Zehlendorf, reflection point at 52.1°N , 13.2°E) using travel time differences between the ground wave and the sky wave. The differences are obtained using side-band phase comparisons of both wave components in the modulation frequency range near 1.8 kHz (Kürschner et al., 1987). The uncertainty of an individual reflection height measurement is nearly 2 km. The half-hourly means consist of 6000 individual values on an average. Essentially caused by the variability of reflection heights the $1-\sigma$ variation of the half-hourly mean is in the order of 3 km below 95 km and 5 km near 100 km height.

Gravity wave analysis

The LF method delivers measurements of zonal, u , and meridional, v , drift velocities at one height at a time, with data gaps during daylight hours essentially caused by D region absorption especially in the summer months. The height is changing systematically during the day (e.g. Kürschner, 1987), so that the construction of a time series and deviations from the daily mean value is not possible. Therefore the basis of the gravity wave analysis are the differences of the two consecutively measured half-hourly mean drift velocities on 177 kHz:

$$u'(t) = u\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) - u\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right), \quad (1)$$

$$v'(t) = v\left(t + \frac{\Delta t}{2}\right) - v\left(t - \frac{\Delta t}{2}\right), \quad (2)$$

with $\Delta t = 30$ min. These values are only used if the height difference Δh between the two drift velocities used is 2 km or less. The u'^2 and v'^2 data are then averaged over a height range of 10 km and the respective time interval under consideration. The procedure described in Eq. 2 is equivalent to a numerical filter with the filter function

$$H^2 = \sin^4 \left\{ \frac{\omega \cdot \Delta t}{2} \right\} / \left(\frac{\omega \cdot \Delta t}{2} \right)^2, \quad (3)$$

with ω as the angular frequency. The filter function, a hypothetical $-5/3$ energy distribution and the energy seen by the analysis described are shown in Figure 1. Assuming that the gravity wave energy is really distributed according to the $-5/3$ law (e.g. Manson et al., 1997), the Collm measurements see about 20% of the energy in the period range 0.5-6 h, which is equivalent to the ratio between the areas below the solid and dashed lines in Figure 1.

From the analysis of variances at one point the propagation direction of single waves cannot be inferred, but it is possible, to estimate the preferred propagation direction (e.g. Gavrilov et al., 1995). If we write:

$$\xi' = u' \sin \varphi + v' \cos \varphi, \quad (4)$$

with φ being the direction vs. North, we obtain for the total variance ξ'^2 in the direction φ :

$$\overline{\xi'^2} = \overline{u'^2} \sin^2 \varphi + \overline{v'^2} \cos^2 \varphi + r \sqrt{\overline{u'^2 v'^2}} \sin 2\varphi, \quad (5)$$

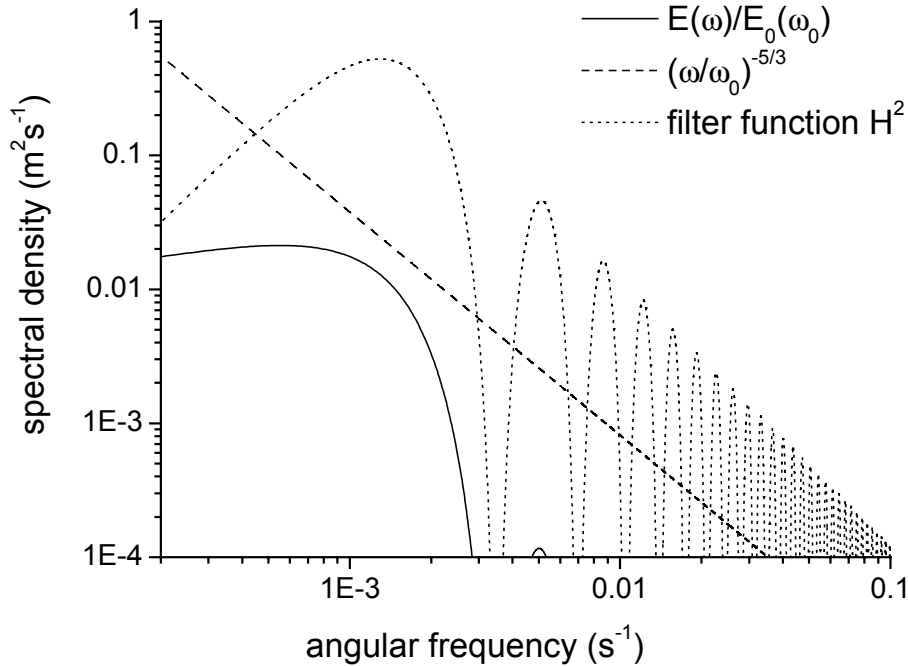


Figure 1: Filter function H^2 given in Eq. 3. A $-5/3$ energy distribution is added, scaled to an energy E_0 at $\omega_0 = 12.5$ h, and the contribution E/E_0 that is seen by the measurements and data analysis.

with r as the correlation coefficient between u' and v' . Eq. 5 describes an ellipse, with the direction of the main axis as the preferred propagation direction to be calculated by differentiating Eq. 5 with respect to φ .

$$\varphi_{pref} = \frac{1}{2} \left(n\pi + a \tan \frac{2r\sqrt{u'^2 v'^2}}{v'^2 - u'^2} \right), \quad (6)$$

with $n = 1$ if the denominator in Eq. 6 is negative, and $n = 0$ for $r > 0$ or $n = 2$ for $r < 0$, respectively, if the denominator in Eq. 6 is positive. One should keep in mind that Eq. 6 gives the angle of inclination of the main axis of the wind variance oval, which corresponds to the line of propagation of main wave component. These components may propagate in both directions along this line, therefore, this analysis can not give information about their actual directions.

Height measurements are available since September 1982, but during the first year of measurements the data density was low so that only hourly means have been constructed that do not allow to check the precondition of $\Delta h \leq 2$ km. Therefore we use data between 12/1983 and 11/2003 for the analysis. The number of data points with $\Delta h \leq 2$ km during 12/1983 and 11/2003 binned in months, and each value representing a 10 km height interval, is shown in Figure 2. Since during daylight hours especially in summer months data gaps appear due to the strong D-region absorption, the total number of GW data is larger in winter.

For comparison, the mean background drift velocities u_0 and v_0 are calculated as the average u and v during the respective time intervals. Note that these mean winds are not equivalent to the prevailing winds shown e.g. by Schminder and Kürschner (1994) or Schminder et al. (1997), since here we do not perform a decomposition into mean and tidal winds and the data are unevenly distributed during the day so that the average of the measured winds not necessarily equals the real mean.

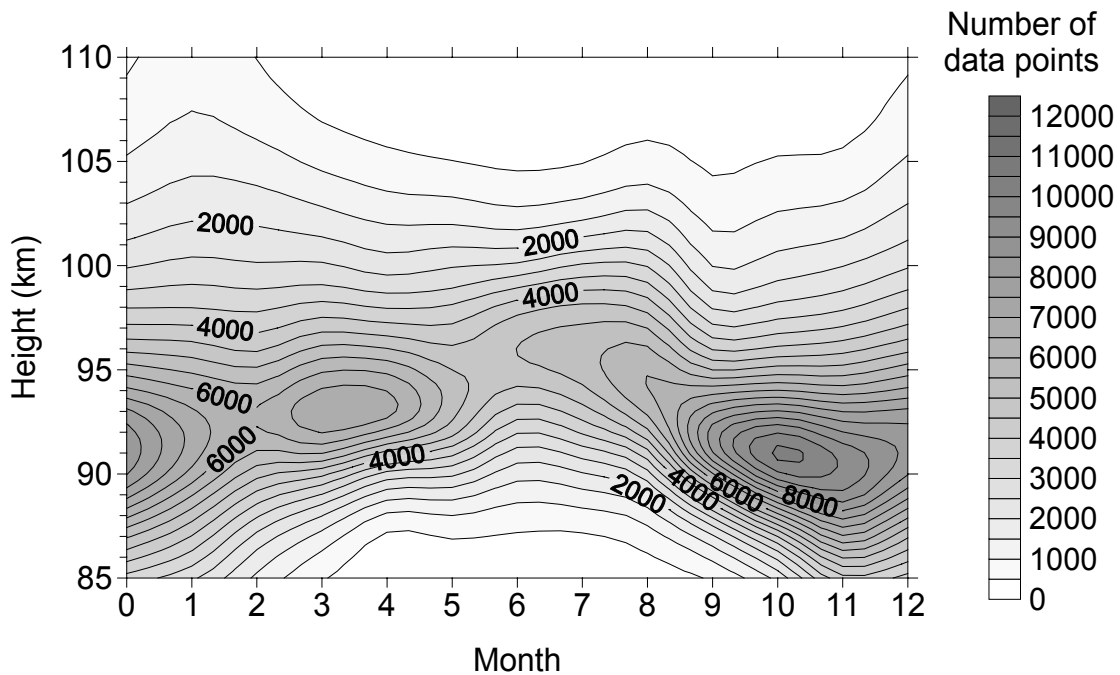


Figure 2: Number of data points per 10 km height range during the 20-year time interval 12/1983-11/2003 in the respective month .

20-year mean results

The 20-year averages of the variance u'^2 of the zonal drift component for each month of the year are shown in the left panel of Figure 3. The respective background drift velocities u_0 , i.e. the 20-year averages of u for each month are added as contour lines. The results for u'^2 confirm earlier results presented by Gavrilov et al. (2001) using the same dataset, but for a shorter time interval. The mean variances show a summer maximum in the upper mesosphere, which is replaced by a SAO with minima near the solstices in the lower thermosphere. Note that in the uppermost and the lowermost layers the measuring density is small (cf. Figure 2), however, the standard deviation of the individual monthly means (not shown here) is still smaller than the seasonal cycle at these heights, so that the results are least qualitatively reliable. The mesospheric summer maximum may be explained by the strong mean zonal winds there, which lead to large intrinsic phase velocities and hence, assuming a saturated gravity wave spectrum, to larger amplitudes (Manson et al., 1997). While the long-term mean winter mesospheric jets are weaker (see e.g. Schminder et al., 1997), the winter GW amplitudes are smaller than the summer ones. However, literature results even for similar latitudes show that there generally is a SAO in the upper mesosphere (Manson and Meek, 1993; Manson et al., 1999, 2003, 2004), which is more or less absent in the variances over Collm. The weaker winter GW activity over Collm may be consistent with weaker mean winter zonal winds there than over Canada (Jacobi et al., 2001).

Comparison of u'^2 and u_0 in Figure 3 show the correlation of the u'^2 maximum with the time of maximum vertical background wind gradient seen in summer near altitude 85 km. The Figure, however, is constructed from monthly profiles of u'^2 and u_0 so that the similarity of the structures is mainly owing to the May profile. During the other summer months both u'^2 and the vertical background wind gradients decrease monotonically with height so that no final conclusion can be drawn on a possible correlation.

Figure 3 shows also the mainly annual cycle of u_0 at altitudes 85–90 km and its semiannual variation above 100 km with maxima of eastward flow in winter and summer. This is connected with penetration of westward circulation of the middle atmosphere up to altitudes of 110 km in March–April. Semiannual variations of u_0 and related wind gradients above 100 km may cause semiannual variations of u'^2 seen in the upper part of Figure 3. Similar altitude variations of u_0 and u'^2 were observed by Gavrilov et al. (2004) over Hawaii, but there the semiannual variations are found at lower altitudes.

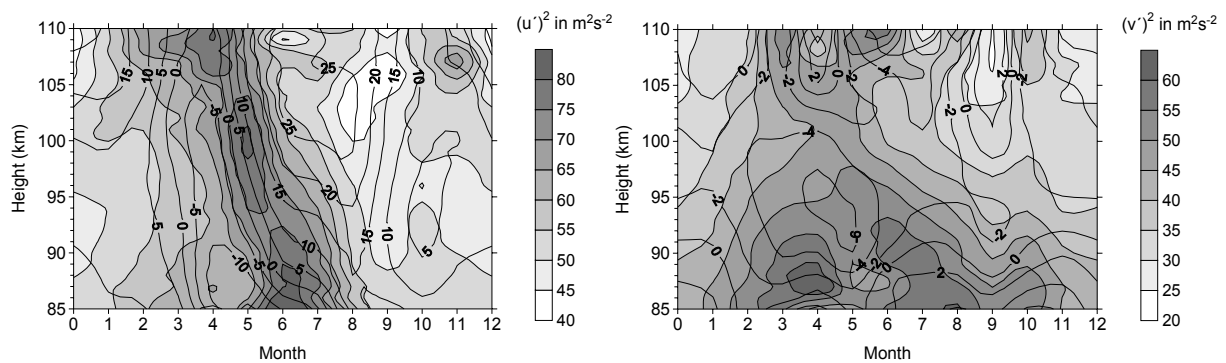


Figure 3: Height-time cross-section of 20-year mean variances for each month of the year (grey scaling). Contours show the 20-year mean background winds. Left panel: zonal component. Right panel: meridional component.

A limitation of LF measurements has to be mentioned here. During the half-hour intervals used for the analysis we average over about 60 individual measurements of wind, and attribute the resulting mean to the mean height analysed then. Therefore, in the presence of strong vertical wind shear and simultaneously stronger short-periodic variations of the reflection height the variance of half hourly drift means increases, which could be responsible for somewhat increased variance between two consecutive measurements also. This may lead to overestimated summer values of variances. However, the seasonal peculiarities, in particular the nonexistent second maximum in winter, cannot be explained by that, since vertical background wind gradients are smallest during equinoxes. Therefore we may conclude that the results should be correct at least qualitatively.

The mean meridional drift v_θ and its variance v'^2 are shown in the right panel of Figure 3. No clear correlation of v'^2 with the background meridional wind profile is visible here. This is due to the fact that strong zonal winds also increase the intrinsic phase speeds of waves with a meridional component, so that a more close correlation is expected with the zonal background winds. As expected, the general seasonal and altitudinal distribution of v'^2 in Figure 3 is similar to the climatology of the zonal variance component show in the left panel.

From the statistics of wind variability perturbation ellipses have been calculated using Eq. 5 and they are presented in are shown in Figure 4. The inclination angles ϕ_{pref} of lines of preferred propagation of major waves obtained after Eq. 6 are also added. Nominal centres of the height intervals considered are 85, 90, 95, 100, and 105 km. Due to the uneven distribution of the data the real mean heights, presented on the right of each curve, are different from these nominal heights.

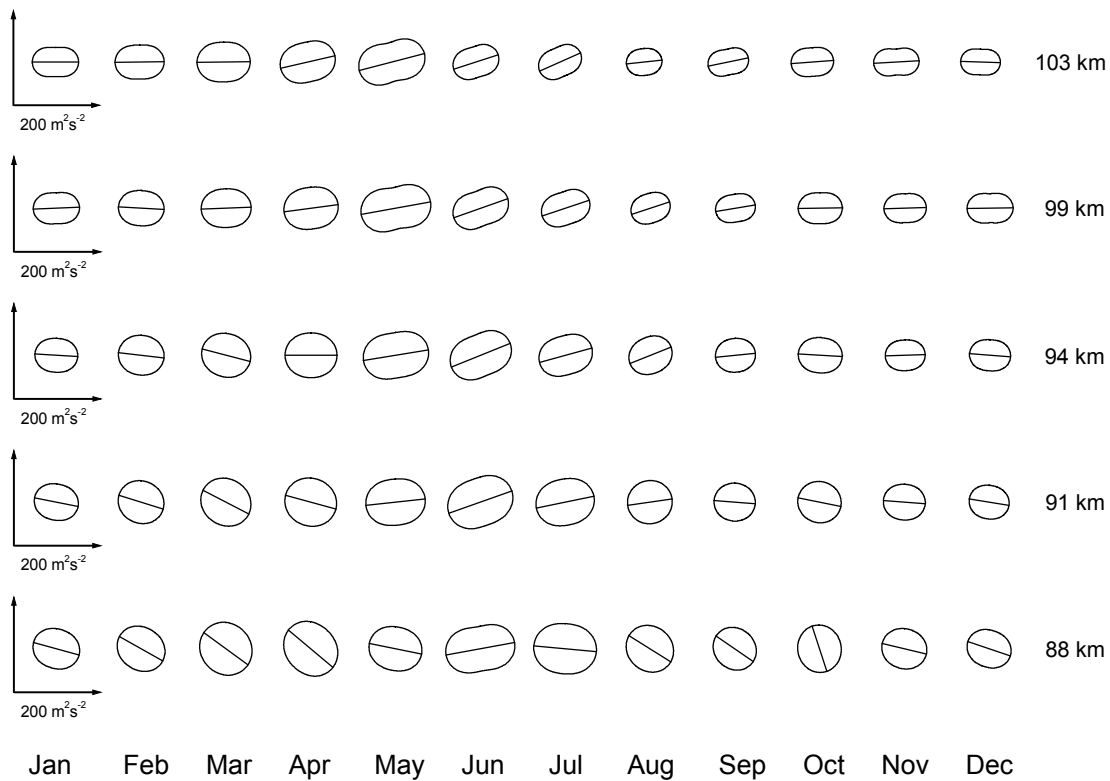


Figure 4: *Perturbation ellipses for each month of the year for different 10 km height intervals centred at 85, 90, 95, 100, and 105 km. The numbers given on the right of the respective row show the real mean heights of the data used. The length of the arrows shown on the left-hand side of the panels indicate a variance of $200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$.*

The propagation direction as is shown in Figure 4 is generally E-W, however, during winter at lower heights a more South-Easterly direction is preferred, while at greater heights during summer a North-Easterly direction is visible. At the upper heights regarded here the aspect ratio of the ovals increases, indicating a stronger orientation of GW towards their preferred propagation direction. The annual direction variation is comparable to some of the values presented in literature. Manson et al. (2003) showed mean ellipses for Saskatoon (52°N , 107°E) for the time interval July 2000 through December 2001. Their longer period (2-6 hrs) GW show a similar behaviour as we find for our lower heights. However, the filters they used are somewhat different from the one shown in Figure 1, and only qualitative agreement may be stated. Perturbation ellipses over Saskatoon shown for other years (Manson et al., 1997), however, reveal a more pronounced N-S orientation. The same is the case with data from Scandinavian radars taken during summer months (Hall et al., 2003; Manson et al., 2004). However, long-term analyses of Saskatoon data performed by Gavrilov et al. (1995) had shown preferred E-W orientation for the upper layers covered by MF radar. It may be concluded that comparison of long-term analyses with single or few-years results is not suitable, and GW directions may show strong interannual variations.

Interannual and decadal variability

Time series of seasonal (3-monthly) mean zonal drift variances are shown in Figure 5. Here, each “monthly” value refers to a 3-monthly mean, i.e. “December 1983” means 11/83-01/84, etc. The respective meridional variance values are shown in Figure 6. To avoid a possible influence of geomagnetic disturbances on the results, only data measured during days with the daily index of magnetic disturbance, $A_p < 20$ has been considered here. Maximum values are visible around 1989-1991 and 2000-2002, which is concomitant with the solar activity maxima within the 11-year solar cycle. This correspondence is visible in each season and for both horizontal variance components. This confirms results obtained with the MU radar over Shigaraki, Japan (Gavrilov et al., 1999), however, Gavrilov et al. (1995) have found negative correlation between the solar flux and GW activity over Saskatoon, Canada, for the same latitude. This difference of interannual variability over two stations very similar in latitude but different in longitude has already been stressed by Gavrilov et al. (2002).

A possible explanation of GW decadal variability may be the different mean winds and wind shear in the mesosphere. Bremer et al. (1997) and Jacobi (1998) have shown that during solar maximum the lower thermosphere easterly mean winds are weaker, while the vertical positive wind gradient is stronger, which is equivalent to a stronger mesospheric easterly jet (Schminder et al., 1997). This is confirmed by modelling results (Balachandran and Rind, 1995; Kodera et al., 2003; Fröhlich et al., 2004) who showed that during solar maximum both the summer and winter middle atmosphere jets are stronger than during solar minimum. Little is known, however, whether the spring and autumn middle atmosphere circulation also shows similar solar effect. MLT wind measurements indicate that the April and May zonal winds are negatively correlated with the sunspot number (Bremer et al., 1997; Jacobi, 1998). Strictly speaking, however, the month of May cannot be considered as a spring month, and the three-monthly MAM data in Figure 5 and Figure 6 represent a mixture of late winter, spring and early summer, the latter again with a considerable zonal wind jet in the mesosphere. No clear solar cycle effect has been reported for Collm autumn zonal mean winds (Bremer et al., 1997; Jacobi, 1998), however, again the 3-monthly means presented here include data with summer, autumn, and winter characteristics.

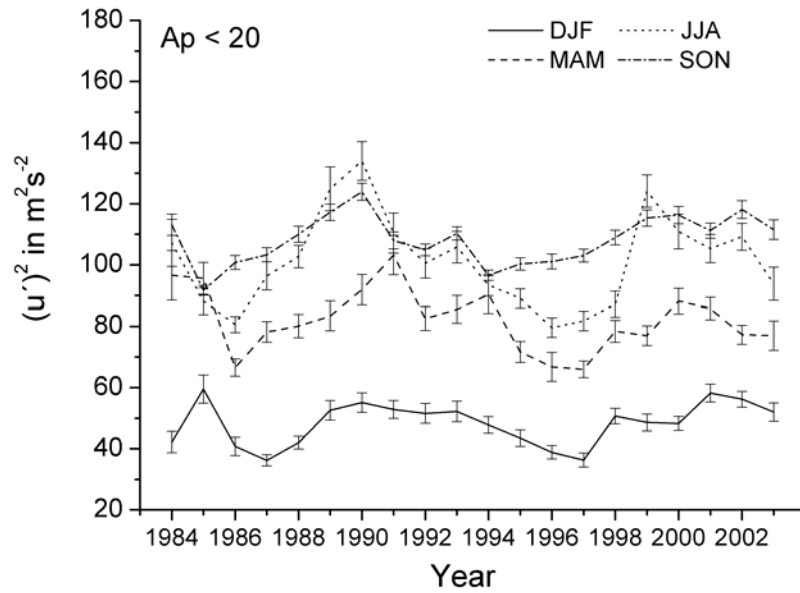


Figure 5: Time series of seasonal mean zonal wind variance u'^2 for 4 seasons. Nominal height is 90 km, mean height is 91.3 km. DJF values refer to the year of the respective December. Only data from days with $A_p < 20$ has been used. DJF values are correct, MAM, JJA and SON data are shifted by $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ each.

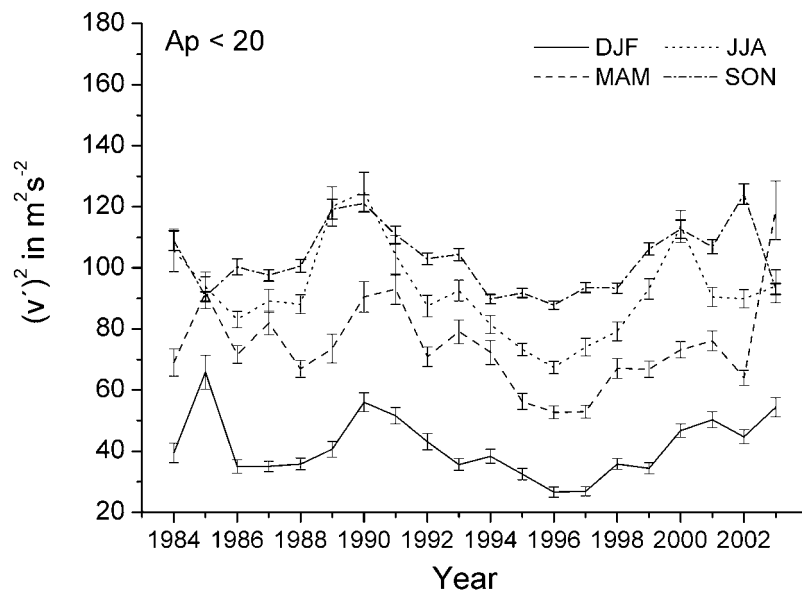


Figure 6: As in Figure 5, but for the meridional wind variance component.

In any case, if we consider the decadal GW activity changes as a signal of the 11-year solar cycle, we find that this signal is obviously stronger than the relatively weak solar signal in the MLT winds. This may be explained by applying simple linear theory (e.g. Andrews et al., 1987) for a saturated wave. In this case the geopotential amplitude is proportional to the inverse vertical wavenumber squared and hence to the intrinsic phase speed squared. Therefore the small solar signal in the background circulation is magnified when GW time series are considered. Correlation coefficients of the total variance $u'^2 + v'^2$ vs. sunspot number are given in Table 1 (2nd column). The correlation is significant at the 95% level except for MAM.

Table 1: Correlation coefficients between $u'^2+v'^2$ and the 3-monthly mean sunspot number for 4 seasons for undisturbed ($A_p < 20$), disturbed ($A_p \geq 20$) and all days. Database is 12/1983-11/2003. The long-term mean, calculated from the 20 seasonal means is also added. * In 1996 and 1997 less than 10 values were obtained in JJA, so these years were not included in the analysis. ** modified values without including 1996 and 1997.

Season	undisturbed		all data		disturbed	
	r	Mean	r	Mean	r	Mean
DJF	0.55	89.7	0.63	91.3	0.51	99.0
MAM	0.44	116.6	0.51	118.8	0.64	125.2
JJA	0.82	113.5 (118.2**)	0.83	115.3 (120.1**)	0.51	131.6*
SON	0.76	91.1	0.73	92.5	0.63	98.2

When analysing solar variability on MLT wind variances, one has to take into account possible effects of the solar cycle especially during strong magnetospheric storms on reflection heights within the half-hourly sampling intervals, which, in the presence of vertical wind gradients may give rise to apparent wind variances. This cannot be excluded even when only quiet or moderate geomagnetic conditions are considered. However, increased height variance will affect the half-hourly mean wind variance above all in the presence of large vertical gradients and large absolute wind values. Since the vertical gradient of the zonal mean winds are much stronger than the gradients of the meridional wind, this would mean that the apparent solar cycle would be more expressed in the zonal component than in the meridional one. However, from Figure 5 and Figure 6 one can infer that this is not the case, so we may conclude that the decadal variation of drift variance is not due to background wind vertical gradients.

In addition, earlier analyses of vertical soundings (Weiss, 1973) had shown that a tendency of the ionospheric layers to disintegrate (which enhances strong scatter of reflection height) has a seasonal cycle with minima in spring and autumn, which is not reflected in the correlations given in Table 1. To obtain an idea about the possible influence of geomagnetic disturbances on measured drift variances, in Table 1 correlation coefficients are also given for disturbed conditions ($A_p \geq 20$) and the entire dataset. The solar cycle variability is preserved and no obvious dependence on geomagnetic disturbance is visible, so we may conclude that the solar cycle effects visible in the data may, at least qualitatively, be owing to GW activity. However, Table 1 also shows that during geomagnetically disturbed days the mean variance is somewhat larger on average. We cannot distinguish whether this is an effect of increased GW, or an effect within the half-hourly time scale. Hall et al. (2002) showed a weak increase of turbulence during geomagnetically disturbed conditions, which may influence our results.

Considering interannual variations at shorter time scales, Gavrilov et al. (1999) have presented GW analyses from MU radar data. In their analysis some indication of an influence of El Nino on the interannual variability of GW activity are visible. A more pronounced correlation of GW activity with the Southern Oscillation Index (SOI) was presented by Gavrilov et al. (2004) using MF radar data over Hawaii. Visual inspection of the interannual variability of GW over Collm in Figure 5 and Figure 6 reveals some local maxima in the years 1992–1994 and 1998, which could correlate with strong El-Nino events. However, the decadal variability

of drift variances is obviously stronger than other interannual variations, and there is no significant correlation of SOI with Collm GW activity near 91 km. This may indicate that a possible SO influence on the MLT GW activity is stronger at low latitudes, which is consistent with a stronger GW control by their lower atmosphere sources at low latitudes (Manson et al., 1999). Possible weaker signals of SO influence on GW activity in the upper atmosphere of middle latitudes requires further analysis.

Conclusions

We have used a dataset of 20 years of MLT lower E-region drift data to analyse the climatology of atmospheric gravity waves and their seasonal and interannual variability. The seasonal variability to a certain degree confirms results from earlier work and is also in correspondence with literature results for other stations. However, much information on GW in the MLT region is available from medium frequency radars, whose measurements are usually limited in height to a maximum of about 95 km, so that we do not have much information to compare with the upper layers considered here. In turn, the upper mesosphere between 60-80 km that can be covered by other radars is not seen here. Since the seasonal variation of GW is strongly height-dependent, comparisons of the results with data presented in literature have to be made with care.

Clearly, GW activity in the MLT is not only modified through middle atmosphere wind filtering, but also by GW sources. Comparison of the mean climatology with those derived from measurements at other sites must therefore show differences that in many cases cannot be explained as the GW source functions are not known. Global measurements at lower stratospheric heights (e.g. Tsuda et al., 2000; Venkat Ratnam et al., 2004) are therefore necessary if GW climatologies are used e.g. for validation of model results.

Due to the specific limitations of the LF method, analysis of interannual variability is only possible for a limited height range near the maximum measuring density height. The major variation in the interannual and decadal time scale is a clear decadal oscillation in phase with the 11-year solar cycle, which may be explained by the effect of the mesospheric jets on GW propagation and saturation. This 11-year variation signal is stronger than the one that has been visible in MLT prevailing winds (e.g. Jacobi 1998), so that GW variability may be taken as an indicator for middle atmosphere long-term variations.

A significant influence of ENSO is not visible in the data at 85-95 km. Although a possible SO influence on the MLT GW activity may as well be dependent on height, the to a certain degree preliminary results indicate that an ENSO effect on MLT GW may be mainly constrained to lower and lower middle latitudes. To draw more substantial conclusions for middle latitudes, however, requires further investigation of the data in comparison with other measurements and model results.

Acknowledgements: This study has been partly supported by INTAS under grant INTAS 03-51-5380.

References

Balachandran, N.K., and D. Rind, 1995: Modeling the effects of UV variability and the QBO on the troposphere-stratosphere system. Part I: The middle atmosphere. *J. Clim.* 8, 2058-2079.

- Bremer, J., R. Schminder, K.M. Greisiger, P. Hoffmann, D. Kürschner, and W. Singer, 1997: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere/lower thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 59, 497-509.
- Fröhlich, K., und Ch. Jacobi, 2004: The solar cycle in the middle atmosphere: changes of the mean circulation and of propagation conditions for planetary waves. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* 34, 106-117.
- Gavrilov, N.M., A.H. Manson, and C.E. Meek, 1995: Climatological monthly characteristics of middle atmosphere gravity waves (10 min - 10 h) during 1979-1993 at Saskatoon. *Ann. Geophysicae* 13, 285-295.
- Gavrilov, N.M., S. Fukao, and T. Nakamura, 1999: Peculiarities of interannual changes in the mean wind and gravity wave characteristics in the mesosphere over Shigaraki, Japan. *Geophys. Res. Lett.* 26, 2457-2460.
- Gavrilov, N.M., and S. Fukao, 2001: Hydrodynamic tropospheric wave sources and their role in gravity wave climatology of the upper atmosphere from the MU radar observations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 63, 931-943.
- Gavrilov, N.M., Ch. Jacobi and D. Kürschner, 2001: Short-period variations of ionospheric drifts at Collm and their connection with the dynamics of the lower and middle atmosphere. *Phys. Chem. Earth* 26, 459-464.
- Gavrilov, N.M., S. Fukao, T. Nakamura, Ch. Jacobi, D. Kürschner, A.H. Manson and C.E. Meek, 2002: Comparative study of interannual changes of the mean winds and gravity wave activity in the middle atmosphere over Japan, Central Europe and Canada. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 64, 1003-1010.
- Gavrilov, N.M., and Ch. Jacobi, 2004: A study of seasonal variations of gravity wave intensity in the lower thermosphere using LF D1 wind observations and a numerical model. *Ann. Geophysicae* 22, 35-45.
- Gavrilov, N.M., D.M. Riggin, and D.C. Fritts, 2004: Interannual variations of the mean wind and gravity wave variances in the middle atmosphere over Hawaii. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 66, 637-645.
- Hall, C.M., S. Nozawa, C.E. Meek, and A.H. Manson, 2002: On the response of fading times of upper homosphere radar echoes to solar and geomagnetic disturbances. *Earth Planets Space* 54, 699-705.
- Hall, C.M., T. Aso, A.H. Manson, C.E. Meek, S. Nozawa, and M. Tsutsumi, 2003: High-latitude mesospheric mean winds: A comparison between Tromsø (69°N) and Svalbard (78°N). *J. Geophys. Res.* 108, 4598, doi: 10.1029/2003JD003509.
- Jacobi, Ch., 1998: On the solar cycle dependence of winds and planetary waves as seen from midlatitude D1 LF mesopause region wind measurements. *Ann. Geophysicae* 16, 1534-1543.
- Jacobi, Ch., M. Lange, D. Kürschner, A.H. Manson and C.E. Meek, 2001: A long-term comparison of Saskatoon MF radar and Collm LF D1 mesosphere-lower thermosphere wind measurements. *Phys. Chem. Earth* 26, 419-424.
- Kodera, K., K. Matthes, K. Shibata, U. Langematz, and Y. Kodera, 2003: Solar impact on the lower mesospheric subtropical jet: A comparative study with general circulation model simulations. *Geophys. Res. Lett.* 30, 1315, doi: 10.1029/2002GL016124.
- Kürschner, D., 1975: Konzeption und Realisierung eines vollautomatischen Registriersystems zur Durchführung von nach der D1-Methode angelegten Routinebeobachtungen ionosphärischer Driftparameter am Observatorium Collm. *Z. Meteorol.* 25, 218-221.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* 37, 322-332.

- Manson, A.H., and C.E. Meek, 1993: Characteristics of gravity waves (10min-6h) at Saskatoon (52°N, 107°W): Observations by the phase coherent medium frequency radar. *J. Geophys. Res.* 98, 20357-20367.
- Manson, A.H., C. E. Meek and Q. Zhan, 1997: Gravity wave spectra and direction statistics for the mesosphere as observed by MF radars in the Canadian prairies (49°N-52°N) and at Tromsø (69°N). *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 59, 993-1009.
- Manson, A.H. C.E. Meek, C. Hall, W.K. Hocking, J. MacDougall, S. Franke, K. Igarashi, D. Riggan, D.C. Fritts, and R.A. Vincent, 1999: Gravity wave spectra, directions and wave interactions: Global MLT-MFR network. *Earth Planets Space* 51, 543–562.
- Manson, A.H., C.E. Meek, S.K. Avery, and D. Thorsen, 2003: Ionospheric and dynamical characteristics of the mesosphere-lower thermosphere region over Platteville (40°N, 105°W) and comparisons with the region over Saskatoon (52°N; 107°W). *J. Geophys. Res.* 108, doi: 10.1029/2002JD002835.
- Manson, A.H., C.E. Meek, C.M. Hall, S. Nozava, N.J. Mitchell, D. Pancheva, W. Singer, and P. Hoffmann, 2004: Mesopause dynamics from the Scandinavian triangle of radars within the PSMOS-DATAR Project. *Ann. Geophysicae* 22, 367-386.
- McLandress, C., M.J. Alexander, and D.L. Wu, 2000: Microwave Limb Sounder observations of gravity waves in the stratosphere: A climatology and interpretation. *J. Geophys. Res.* 105, 11947-11967.
- Nastrom, G.D., and D.C. Fritts, 1992a: Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part I: Topographic excitation. *J. Atmos. Sci.* 49, 101-110.
- Nastrom, G.D., and D.C. Fritts, 1992b: Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part II: Frontal, convective, and jet stream excitation. *J. Atmos. Sci.* 49, 111-127.
- Schminder, R., and D. Kürschner, 1994: Permanent monitoring of the upper mesosphere and lower thermosphere wind fields (prevailing and semidiurnal tidal components) obtained from LF D1 measurements in 1991 at the Collm Geophysical Observatory. *J. Atmos. Terr. Phys.* 56, 1263–1269.
- Schminder, R., Ch. Jacobi, D. Kürschner, P. Hoffmann, D. Keuer and W. Singer, 1997: The upper mesosphere and lower thermosphere wind field over Central Europe from 1994 through 1996 obtained from a joint analysis of LF windprofiler and MF radar measurements. *Meteorol. Zeitschrift*, N.F. 6, 225-229.
- Taylor, M.J., E.H. Ryan, T.F. Tuan, and R. Edwards, 1993: Evidence of preferential directions for gravity wave propagation due to wind filtering in the middle atmosphere. *J. Geophys. Res.* 98, 6047-6057.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, and R.H. Ware, 2000: A global morphology of gravity waves by GPS/MET data. *J. Geophys. Res.* 105, 7252 - 7273.
- Venkat Ratnam, M., G. Tetzlaff and Ch. Jacobi, 2004: Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHALLENGING Minisatellite Payload (CHAMP)-GPS Satellite. *J. Atmos. Sci.* 61, 1610-1620.
- Weiß, E., 1973 : Methode und Ergebnisse der ionosphärischen Impulsotung mittels elektromagnetischer Wellen auf 314.5 und 185 kHz, Diss. Univ. Rostock.

Addresses of Authors:

- Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de
- Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Observatorium Collm, 04779 Wernsdorf, kuersch@uni-leipzig.de
- Nikolai M. Gavrilov, Atmospheric Physics Department, Physical Research Institute, Saint-Petersburg State University, 1 Ul'yanovskaya Street, Petrodvorets, Saint Petersburg, 198904, Russland, gavrilov@pobox.spbu.ru

Climatological Relevance of Leading Seasonal Singular Vectors. Part I: Energy, Enstrophy and Spatio - Temporal Variability

A.Will, U.Harlander and W.Metz

Zusammenfassung

Schnell wachsende atmosphärische Rossbywellenzüge (RWT Moden) sind Lösungen der Singulärvektoranalyse (SV-analyse) der gedämpften barotropen Vorticitygleichung für Nord-Winter Grundströme. Bei Verwendung von 40 DJF Grundströmen treten die RWT Moden in nur vier Regionen auf der Welt auf. Ihre Ausbreitungspfade sind bemerkenswert konstant für Entwicklungszeiten bis zu 96h und streuen für längere Zeiten.

Die am schnellsten wachsende RWT Mode breitet sich (innerhalb von 4 Tagen) in der Region des Nordpazifiks (NPAC) aus für jeden der betrachteten DJF Grundströme. Wir bezeichnen sie deshalb als NPAC Mode. Klimatologisch hängt ihr Ausbreitungspfad vom Grundstrom ab und kaum von der jeweiligen Anfangsstruktur. Der Wachstumsfaktor der NPAC mode beträgt zwischen 10 und 20 für fast alle Grundströme und erreicht 30 für einige wenige. Es gibt viele Anfangsstrukturen, die sich auch zu einer NPAC Mode entwickeln. Ihre Wachstumsfaktoren sind jedoch kleiner. Es konnte gezeigt werden, daß die NPAC Moden mit moderaten Wachstumsfaktoren auch näherungsweise Lösungen der nichtlinearen Modellgleichung sind. Hierzu wurde eine neue Formulierung des Advektionstermes verwendet, die im Rahmen der Energie-Wirbel-Theorie abgeleitet wurde.

Die Konstanz der Ausbreitungspfade, die großen Wachstumsfaktoren und die Gültigkeit der Linearisierungsannahme für Entwicklungszeiten bis zu 96h machen die NPAC Mode zu einer dynamischen Struktur, die wichtige Teile der großräumigen interannuellen Variabilität in der Region des Nordpazifiks erklären könnte.

Abstract

Fast growing atmospheric Rossby wave trains (RWT modes) are solutions of a Singular Vector (SV) analysis of a damped barotropic vorticity equation for northern winter basic flows. Using 40 DJF basic flows RWT modes are found over four regions of the globe only. Their propagation paths are remarkably constant for development times up to 96h, but spread for longer times.

The fastest growing RWT mode develops over the North-Pacific (NPAC) region (within 4 days) for each of the observed DJF basic flows considered. Therefore this mode is referred to as NPAC-mode. Climatologically its development path is dominated by the basic flow

rather than its particular initial structure. The growth factors of the NPAC mode range from 10 to 20 for nearly all of the basic flows. In some exceptional years they are close to 30. There exist several initial structures developing to an NPAC mode. However, they have smaller growth factors. The NPAC modes with moderate growth factors could be shown to be approximately solutions of the nonlinear model equation too. Hereto a new formulation of the advection term provided by the energy-vortex theory was used.

It appears that the constancy of propagation paths, large growth factors and the validity of the linearisation assumption up to development times of 96h make the NPAC mode a candidate to explain substantial parts of large scale interannual atmospheric variability in the North Pacific region.

1 Introduction

The discussion of interannual to interdecadal atmospheric variability is still rather broad. Important aspects of the variability like the Pacific North America teleconnection remind on local Rossby wave trains. The latter have been shown to be solutions of theoretical and empirical linear models.

In this context the discussion of relevant mechanisms spans from the excitation of Rossby wave trains (RWTs) by local orographic and thermal forcing (Hoskins and Karoly, 1981) to RWT propagation in zonally asymmetric basic flows (Simmons *et al.*, 1983; Hoskins and Ambrizzi, 1997; Branstator, 2002). For the latter, possible mechanisms are barotropic and baroclinic instability, non-modal growth of Neutral Vectors (Metz, 1994; Goodman and Marshall, 2002) and of Singular Vectors (SVs) (Li and Ji, 1997).

SVs can be characterised as optimally growing perturbations in a finite time interval $[0, t_{\text{opt}}]$. They can be calculated for different linear models, basic flows, and optimisation times. Which SVs (if any) explain important phenomena on long time scales is still under discussion. In the present paper we aim to contribute to this discussion.

As pointed out by Buizza and Palmer (1995) and stated by Hoskins *et al.* (2000), RWTs are closely related to SVs. Together with the fact that RWTs are also important for the organisation of important aspects of interannual variability it appears obvious to try to connect both. Borges and Sardeshmukh (1995) investigated a damped barotropic model and showed that even under realistic damping SVs strongly growing within some days exist. It is also well known that leading SVs of a damped barotropic model for northern winter 300 hPa basic flows and optimisation times of approximately 4 to 7 days evolve into RWTs with shapes similar to the PNA pattern (see e.g. Borges and Hartmann, 1992; Borges and Sardeshmukh, 1995). In addition Li and Ji (1997) investigated a damped barotropic model with an additional forcing term. They used a climatological basic flow computed from DJF 1980-1989 and calculated optimally forced SVs assuming the energy of the perturbation at initial time to be zero. The two leading optimally forced SVs of their analysis are similar to the leading SVs of the unforced equation. This indicates that the shapes and development paths of leading SVs of a damped barotropic model are rather independent of additional forcing.

Winkler *et al.* (2001) calculated SVs of an empirical model, developed from 7-day smoothed

streamfunction and tropical diabatic heating DJF anomalies. The development of the leading SVs of this empirical model depends strongly on the tropical heating and provides maximal growth for optimisation times of approximately three weeks. Its nearly stationary shape showing a meridional dipole in the North Pacific reminds on a baroclinic Rossby wave also found by Klingspohn (2000) by a Multiple Singular Spectrum Analysis. Interestingly, the third pair of SVs of the empirical model develops a RWT similar to the leading SVs of the damped barotropic model independent of the tropical heating. It reaches maximal growth for optimisation times of 8 days.

As summarised above, climatologically relevant SVs have been calculated for seasonal to climatological and stationary basic flows and optimisation times of several days to weeks. As pointed out by Sardeshmukh *et al.* (1997) the similarity of the shapes of observed RWTs and leading SVs is not a proof of the suggestion that the SVs explain the observed RWTs. The growth and propagation velocity of the observed RWTs have to be compared with the theoretical values also. From theoretical point of view, the validity of the assumptions underlying the SV analysis for such long optimisation times is questionable.

In this and in the forthcoming paper we aim to contribute to the discussion of climatological relevance of SVs of a damped barotropic vorticity equation at 300 hPa. In comparison to empirical models, which are capable to give an efficient description of observations, the results of theoretically based models are more appropriate for physical interpretation. We concentrate on the leading SVs of the North winter, which have been shown to develop Rossby wave trains with climatologically relevant shapes rather independent of different additional forcing terms for optimisation times of 3 to 7 days.

In this paper we discuss in section 2 the basic assumptions of the SV analysis with emphasis on the linearisation assumption. We analyse the validity of the linearisation using a new formulation of the vorticity advection depending on the conserved quantities energy and enstrophy. In section 4 we discuss the properties of the leading SVs for 40 DJF basic flows providing theoretical evidence for the climatological relevance of the leading SVs.

2 Model and Method

Our analysis is based on the damped barotropic vorticity equation

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathcal{J}(\psi, \zeta + f) - \gamma \zeta - K \nabla^4 \zeta. \quad (1)$$

Here ψ denotes the streamfunction and ζ the vorticity field in 300 hPa. The linear damping term $\gamma \zeta$ is a parameterisation of the baroclinic effect of Ekman pumping and $K \nabla^4 \zeta$ is a hyper-diffusion parameterisation of the neglected contribution of subscale interaction to the resolved scales (Reynolds-term). For our purpose, it is a reasonable model for synoptic dynamics on the 300 hPa level. We used the same model parameters $\gamma = 1/7\text{d}$ and $K = 2.239 \cdot 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$ as in Li and Ji (1997). \mathcal{J} denotes the Jacobian operator.

The basic flows used to calculate the SVs are derived from 0h streamfunction of the NCEP reanalysis data $\Psi_o(i, j)$ on the 300 hPa level. Here i denotes the 90 days in each of the DJF seasons 58/59 ($j = 58$) to 97/98 ($j = 97$) considered. The DJF averages $\overline{\psi_o}(j)$ are used as

basic flows. The index $()_o$ denotes observations. Due to the linear damping used (Lau, 1979) all basic flows considered are barotropically stable.

In general $\bar{\zeta}_o$ is not an exact solution of (1). We introduce a correction term $\mathcal{R}_3 = -\mathcal{F}_{\bar{\zeta}_o}$ and obtain:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}_o}{\partial t} = -\mathcal{J}(\bar{\psi}_o, \bar{\zeta}_o + f) - (\gamma + K \nabla^4) \bar{\zeta}_o - \underbrace{\mathcal{F}_{\bar{\zeta}_o}}_{\mathcal{R}_3} \quad (2)$$

Inserting $\psi = \bar{\psi}_o + \psi'$ in (1), using (2) and neglecting $\mathcal{R}_3 = -\mathcal{F}_{\bar{\zeta}_o}$ we obtain the following barotropic vorticity perturbation equation:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = \underbrace{-\mathcal{J}(\psi', \bar{\zeta}_o + f) - \mathcal{J}(\bar{\psi}_o, \zeta') - \gamma \zeta' - K \nabla^4 \zeta'}_{R_1} - \underbrace{\mathcal{J}(\psi', \zeta')}_{R_2}. \quad (3)$$

We neglected R_2 in (3) and solved the remaining linearised perturbation equation:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\mathcal{J}(\psi', \bar{\zeta}_o + f) - \mathcal{J}(\bar{\psi}_o, \zeta') - \gamma \zeta' - K \nabla^4 \zeta'. \quad (4)$$

2.1 Singular Vector Analysis

Equation (4) is solved in spectral space using the transform method on a T21 grid. The state vector $\Psi(t)$ has dimension 480 and is made of the spherical harmonics coefficients. The solution of (4) is given by

$$\Psi(t) = \mathbb{P}_j(t) \Psi(0). \quad (5)$$

The linear operator $\mathbb{P}_j(t)$ is called propagator and depends on the basic flow $\bar{\zeta}_o$ chosen.

The first Singular Vector $\mathbf{s}_1(t)$ is that solution of (4), which maximally grows in a given period of time t_{opt} with respect to the scalar product $(\Psi, \Psi)_{\mathcal{S}}$ (see Borges and Hartmann (1992), Buizza and Palmer (1995), Li and Ji (1997) and Ehrendorfer and Tribbia (1997) for details). The choice of kinetic energy scalar product ($\mathcal{S} = \mathcal{H}$) is motivated by a result of turbulence theory: From dimensional arguments an upscale energy cascade is expected in a 2D turbulent flow (see Boer and Shepherd, 1983; Buizza and Palmer, 1995). The kinetic energy scalar product is given as:

$$\mathcal{H}(t) = \|\Psi(t)\|_{\mathcal{H}}^2 = (\Psi(t), \Psi(t))_{\mathcal{H}} = \Psi^T(t) \mathbb{D} \Psi(t). \quad (6)$$

The diagonal matrix \mathbb{D} depends on the total wavenumber n of the spherical harmonics and contains the coefficients $n(n+1)$. Assuming the energy at initial time $\|\Psi(0)\|_{\mathcal{H}}^2 = 1$ the solution of the optimisation problem is given by the solution of the following eigenvalue equation (see Borges and Hartmann (1992)):

$$(\mathbb{P}^T(t_{opt}) \mathbb{D} \mathbb{P}(t_{opt}) - \sigma_k^2 \mathbb{D}) \mathbf{s}_k(0) = 0. \quad (7)$$

Using (5) the development of the SV $\mathbf{s}_k(0)$ in time can be calculated. The real eigenvalues $\sigma_k^2 = \|\mathbf{s}_k(t_{opt})\|_{\mathcal{H}}^2 / \|\mathbf{s}_k(0)\|_{\mathcal{H}}^2$ are the growth factors of the kinetic energy of the SVs after t_{opt} . They are ranked in terms of magnitude (i.e., the first SV has maximal energy growth). In general, the SVs and the eigenvalues depend on the optimisation time chosen. Here, we present results for $t_{opt} = 96\text{h}$ only.

The SVs form a complete orthogonal basis for $t = 0$ and $t = t_{opt}$. For other development times t the energy scalar product of two different SVs is in general not zero ($(\mathbf{s}_k(t), \mathbf{s}_l(t))_{\mathcal{H}} \neq 0$). The SVs at initial time $\mathbf{s}_k(0)$ are normalised to have kinetic energy $\|\mathbf{s}_k(0)\|_{\mathcal{H}} = 1$.

3 Basic Assumptions of Singular Vector Analysis

In the present paper we discuss the properties of the two leading SVs denoting this vorticity disturbance by ζ' . However, it can not explain the total disturbance vorticity field of the atmosphere. The nonlinear interaction of ζ' with the remaining atmospheric disturbances ζ'' will be discussed in the second part of the paper. The validity of the assumptions $\mathcal{R}_2 \ll \mathcal{R}_1$ and $\mathcal{R}_3 \ll \mathcal{R}_1$ in (4) depends on $\overline{\zeta_o}$ and ζ' . It will be discussed in the following.

The term \mathcal{R}_3 may be regarded as a low frequency additional forcing term in (4) and may be assumed constant on the time scale of SV development. It is unknown within the model considered and can not be discussed theoretically. However, there is some empirical evidence for neglecting \mathcal{R}_3 introduced in (2) in comparison to \mathcal{R}_1 introduced in (3) analysing the two leading SVs of DJF basic flows. Figure 1 shows the leading SV of eq.(4) for DJF basic flow of season $j = 78$. It is similar to the optimally forced leading SV presented by Li and Ji (1997) and to the third SV of the empirical linear model presented by Winkler *et al.* (2001) (already discussed in section 1), which is nearly independent of the SST forcing considered. The shape and propagation path of the leading SVs seem to be rather independent of the low frequency forcing term \mathcal{R}_3 .

Usually the validity of a linearised model is limited by the classical limit of linearisation given by the time at which the nonlinear term of the model becomes important for the development of the initial disturbance. At that time we expect a divergence of the trajectories calculated by the linearised and the nonlinear model. In numerical experiments with SVs the optimisation time has to be chosen close to the classical limit of linearisation.

It is well known that the SVs of forecast models efficiently describe the development of the forecast error for optimisation times between 24 and 48 h (see Buizza and Palmer (1995), Ehrendorfer and Tribbia (1997) and Coutinho and Hoskins (2004) for details). Initial amplitudes larger than observed or longer optimisation times violate the linearisation condition. As will be shown in more detail in the second part of the paper, we found the same for the leading SVs of the damped barotropic model and DJF basic flows. At longer development times the nonlinear term is not one order of magnitude smaller than the linear terms anymore and this cannot be neglected.

The classical limit of linearisation is not relevant if the disturbance may be shown to be a solution of the linear and of the nonlinear model as well. We name such disturbances free disturbances. It is well known, that the zonally propagating Rossby-Haurwitz waves

$\psi'(\lambda, \varphi) = \psi_{kl} \cos(l\varphi) \cos(k\lambda - \omega t)$ with arbitrary constant amplitudes ψ_{kl} are free disturbances of the disturbance barotropic vorticity equation on the beta plane with a zonal basic flow $\bar{\psi}(\varphi) = \psi_0 - m\varphi$ having a constant meridional gradient of the streamfunction field.

In general, a disturbance field ζ' , which solves the linearised equation (3) is a free disturbance if the disturbance vorticity ζ' may be written as a function of the disturbance streamfunction ψ' (see Branstator and Opsteegh (1989) and Lange (2002, p.557) for details):

$$\zeta' = f(\psi') \Rightarrow \mathcal{J}(\psi', \zeta') = 0. \quad (8)$$

For Rossby-Haurwitz waves on the beta plane the relation reads

$$\zeta' = -(k^2 + l^2)\psi'. \quad (9)$$

In practice it is rather difficult to find free disturbances for realistic basic flows. However, (8) may be used to analyse the functional dependence of vorticity and streamfunction of a disturbance being solution of the linearised model equation. In the case of SVs, which have a time dependent shape and amplitude a more suitable formulation of (8) may be used, resulting from the energy-vortex theory (Névir, 2004). For the barotropic vorticity equation it has been shown by Névir and Blender (1993) (see also Lange, 2002, p.544), that the Jacobian in (1) may be written as

$$\mathcal{J}(\psi, \zeta_a) = -\mathcal{J}(\zeta_a, \psi) = \mathcal{J}\left(\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \zeta_a}, \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \zeta_a}\right) \quad (10)$$

$$\text{with } \frac{\delta}{\delta \zeta_a} \mathcal{E}[\zeta_a] = \frac{\delta}{\delta \zeta_a} \left[\iint_{\Omega} \frac{1}{2} \zeta_a^2 d\Omega \right] = \zeta_a$$

$$\text{and } \frac{\delta}{\delta \zeta_a} \mathcal{H}[\zeta_a] = \frac{\delta}{\delta \zeta_a} \left[- \iint_{\Omega} \frac{1}{2} \psi \zeta_a d\Omega \right] = -\psi$$

Here δ denotes functional derivative, $[\]$ denotes the dependence of a function and \iint_{Ω} the integral over the sphere and $\zeta_a = \zeta + f$ the absolute vorticity. Equation (10) conveys important new insights into barotropic dynamics: it makes evident, that the enstrophy \mathcal{E} is as important as the global kinetic energy \mathcal{H} . They determine the conservative barotropic dynamics. Furthermore, from the antisymmetric structure of the Jacobian it follows that the term becomes zero if the kinetic energy may be written as a function of the enstrophy:

$$\mathcal{H}(t) = f(\mathcal{E}(t)) \Rightarrow \mathcal{J}(\psi, \zeta_a) = 0. \quad (11)$$

This may be seen as follows:

$$\frac{\delta \mathcal{H}[\zeta_a]}{\delta \zeta_a} = \frac{df}{d\mathcal{E}} \frac{\delta \mathcal{E}[\zeta_a]}{\delta \zeta_a} = \frac{df}{d\mathcal{E}} \zeta_a \quad (12)$$

Inserting (12) in (10) we get

$$\mathcal{J}\left(\frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \zeta_a}, \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \zeta_a}\right) = \mathcal{J}\left(\zeta_a, \frac{df}{d\mathcal{E}} \zeta_a\right) = \frac{df}{d\mathcal{E}} \mathcal{J}(\zeta_a, \zeta_a) = 0. \quad (13)$$

The term R_2 in (3) neglected in the linear model (4) has the same structure as the Jacobian in (10). Furthermore, the kinetic energy $\mathcal{H}' = \mathcal{H}[\zeta']$ of the leading SVs is time dependent. This opens the possibility to analyse the much simpler relation between \mathcal{H}' and $\mathcal{E}' = \mathcal{E}[\zeta']$ (depending on time only) instead of analysing the relation of ψ' and ζ' (depending on space and time).

The most simple functional dependence of \mathcal{H}' and \mathcal{E}' is their linear dependence:

$$\mathcal{H}'(t) = a + b\mathcal{E}'(t) \Rightarrow \frac{\partial \mathcal{H}'}{\partial \zeta'} = b \frac{\partial \mathcal{E}'}{\partial \zeta'} \Rightarrow -\psi'(\mathbf{x}, t) = b\zeta'(\mathbf{x}, t) \quad (14)$$

From physical reasons the integration constant a should be zero. Analogous to the relation (9) valid for the Rossby-Haurwitz waves the coefficient b may be interpreted as a function of the dominant wavenumber \hat{n} of the RWT mode. On the sphere it is adjacent to suggest: $b^{-1} = \hat{n}(\hat{n} + 1)$.

The functional dependence of energy and enstrophy introduced in (14) can be analysed for all SVs exhibiting a significant dependence of energy and enstrophy on time. The enstrophy of a SV can be calculated using the enstrophy scalar product:

$$\mathcal{E}(t) = \|\Psi(t)\|_{\mathcal{E}}^2 = (\Psi(t), \Psi(t))_{\mathcal{E}} = \Psi^T(t) \mathbb{D}^2 \Psi(t). \quad (15)$$

For obvious reasons, we can not expect to find exact relationship (14) between \mathcal{H}' and \mathcal{E}' . In comparison to the known free disturbances like the Rossby-Haurwitz waves on the β -plane in a constant basic flow, the SVs have time dependent amplitudes and group velocities and the basic flows considered depend on longitude and latitude in a complicated manner.

4 Properties of Leading Singular Vectors

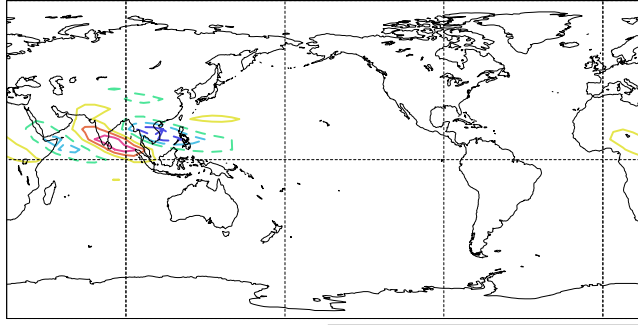
In the following we discuss the properties of the leading two SVs of 40 DJF basic flows. If not stated else the optimisation time is $t_{opt} = 96$ h. We denote the k -th SV of season j at development time t as $\mathbf{s}_k(t, j)$.

Fig.1 shows the SV $\mathbf{s}_1(t, 78)$ at development times 0, 24 and $t_{opt} = 96$ h. At initial time about 70% of the SVs energy is concentrated within a Rossby wave train (RWT) with a dominant zonal wave number $k \simeq 6$ in the region 5°E to 140°E and 5°N to 45°N . The other 30% of SVs energy are spread over half of the globe. At development times $24 < t < 96$ the shape of the leading SV reminds on a local RWT with zonal wave number $k \simeq 5$. More than 90% of the SVs kinetic energy is concentrated now within the RWT located in the region 120°E to 220°E and 24°N to 66°N . The group velocity and propagation path are consistent with RWT theory (Buizza and Palmer, 1995; Hoskins *et al.*, 2000). The second SV is in phase quadrature to the first (see also Li and Ji, 1997) and has a very similar eigenvalue ($\sigma_1^2(78) = 11.8$ and $\sigma_2^2(78) = 11.3$). As will be shown in the following the pair of SVs 1 and 2 in all other seasons $j = 58$ to $j = 97$ have very similar properties as those of season $j = 78$. We therefore name the SVs 1 and 2 "NPAC mode".

The NPAC modes of all seasons considered are located in the same region as in season $j = 78$. Fig.2 shows the dependence of the propagation path of the NPAC mode on the basic flow. It

SV1 NCEP SF300 basic flow:DJF-mean 1978

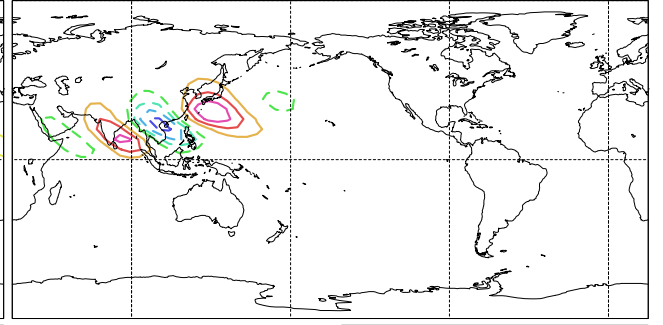
SV1 NCEP SF300 basic flow:DJF-mean 1978



t=0 h

SV1 NCEP SF300 basic flow:DJF-mean 1978

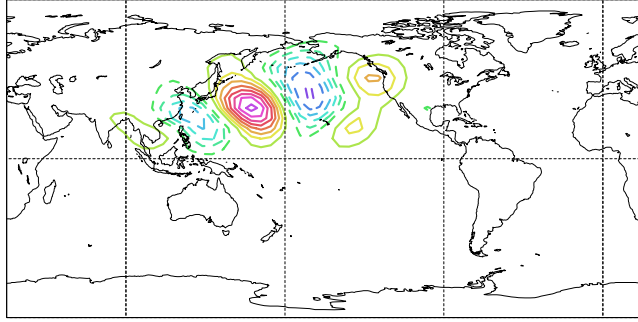
CONTOUR FROM -0.6 TO 0.6 BY 0.2



t=24 h

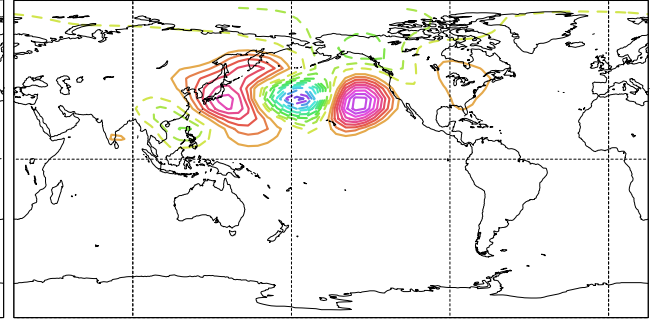
SV2 NCEP SF300 basic flow:DJF-mean 1976

CONTOUR FROM -1.6 TO 1.2 BY 0.4



t=96 h

CONTOUR FROM -3.6 TO 4.8 BY 0.6



t=96 h

CONTOUR FROM -7.2 TO 5.4 BY 0.6

Figure 1: First SV $s_1(t, 78)$ for development times $t = 0h$, $t = 24h$ and $t_{opt} = 96h$ and DJF basic flow of season $j = 78$ and the SV $s_1(96, 76)$ for $t = 96h$ and $j = 76$.

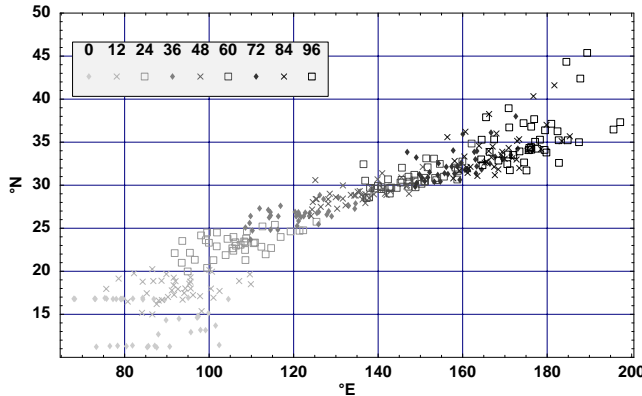


Figure 2: Centers of location at development times $t = 0$ to $t = 96h$ (in 12h steps) for all seasons j of $s_1(t, j)$. The centers of location are given by the position of the maximum of the Gaussian envelope of $s_1(t, j)$.

shows the centers of location of the NPAC mode for all seasons j and development times up to $t = 96h$. The center of location is given by the location of the maximum of the Gaussian envelope. The parameters of the envelopes are calculated as least square fits to the kinetic energy of the wave train. The development paths of the NPAC mode for different seasons j spread much more for times $t > 96h$, for which the RWT modes energy begins to dissipate (not shown). Furthermore, we investigated the sensitivity of propagation paths to initial structures calculating the development paths of $\mathbf{r}_{1,l}(t, j)$ ($l \in \{58, 59, 65, 67, 79, 81, 86, 91\}$) which is the first SV $\mathbf{s}_1(0, l)$ of season l at initial time developing in the basic flow of season j (not shown). However, for $l = j$ it holds $\mathbf{r}_{1,j}(t, j) = \mathbf{s}_1(t, j)$. No significant differences could be found in comparison to results presented in figure 2.

The eigenvalues of the 1st and 2nd SV are close to each other for every DJF basic flow and range for different seasons j from 10 to 30. Fig.3 shows the eigenvalues of SV 1 $\sigma_1^2(j)$. The growth of the NPAC mode is dominated by the basic flow and by initial structures. Figure 3 shows the eigenvalues $\sigma_1^2(j)$ in comparison to the growth factors $g =$

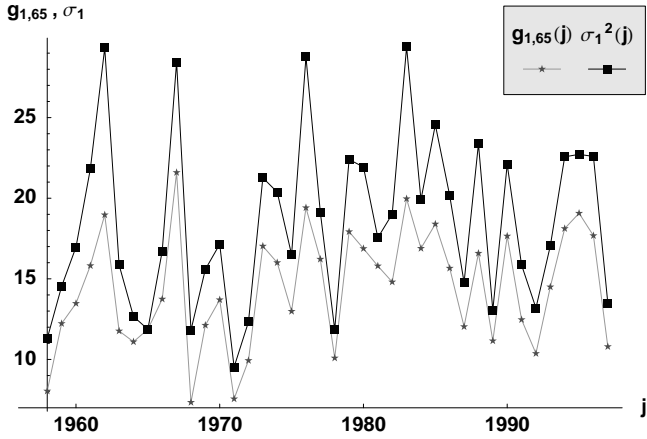


Figure 3: Eigenvalues $\sigma_1^2(j)$ and the growth factor $g_{1,65}(j)$ for all seasons j . $g_{1,65}(j)$ is the growth of $\mathbf{s}_1(0, 65)$ in the basic flow of season j .

$\|\mathbf{r}_{1,65}(96, j)\|/\|\mathbf{r}_{1,65}(0, j)\|$ of the first SV of season $l = 65$ developing in all seasons j . The high correlation between both time series shows the influence of the basic flow. The quotient of the eigenvalues and growth factors $g_{1,65}$ ranges between 1 and 2 and exhibits the influence of initial structures.

The shape of the NPAC mode at a given development time t is rather constant for development times up to 96 h. The first SV $\mathbf{s}_1(96, 78)$ of season $j = 78$ is rather typical. It is also similar to the first SV of the climatological basic flow $\tilde{\psi}$, to the leading SV presented by Li and Ji (1997) and to the third SV presented by Winkler *et al.* (2001) calculated for much longer optimisation times.

The shape of the NPAC mode depends weakly on the natural variability of the basic flow and practically not on the natural variability of the initial structures. We found the most significant differences in shape for SVs with maximal eigenvalues. One example is the first SV of season $j = 76$ (also shown in Fig. 1) with $\sigma_1^2(76) = 28.8$. The stronger influence of the basic flow than of initial structures on the shape is shown by significantly higher correlation of $\mathbf{s}_1(t, 76)$ with $\mathbf{r}_{1,78}(t, 76)$ (not shown) for development times $24 \leq t \leq 96$ h than of the SVs $\mathbf{s}_1(t, 78)$ with $\mathbf{s}_1(t, 76)$.

In all seasons considered there exist just four other pairs of SVs with properties comparable to the NPAC mode but located at different spots of the globe. They will be discussed elsewhere.¹ The other SVs (out of 480 for each basic flow) do not develop a growing, localised and propagating wave train with a decreasing dominant wave number.

The properties of the NPAC mode presented make it a candidate to explain important parts of interannual to interdecadal atmospheric variability in the region of the North Pacific. Any disturbance field existing in the region of $\mathbf{s}_1(0, j)$ develops an NPAC mode with a path and shape typical for the basic flow in the linear model. Its growth and propagation velocity may be expected to be dominated by the basic flow and disturbed by the variability of the initial disturbance field.

The properties of the NPAC mode presented do not answer the question, whether the NPAC mode may be expected to occur in the real atmosphere. However, this should be the case if the assumptions of the SV analysis are valid for the NPAC mode. In the following we analyse the validity of the linearisation assumption.

As shown in (10) the enstrophy and the kinetic energy of the motion determine the conservative barotropic dynamics. The disturbance enstrophy \mathcal{E}' and disturbance energy \mathcal{H}' determine

¹Examples are given at www.uni-leipzig.de/~meteo/AWILL/anima.html.

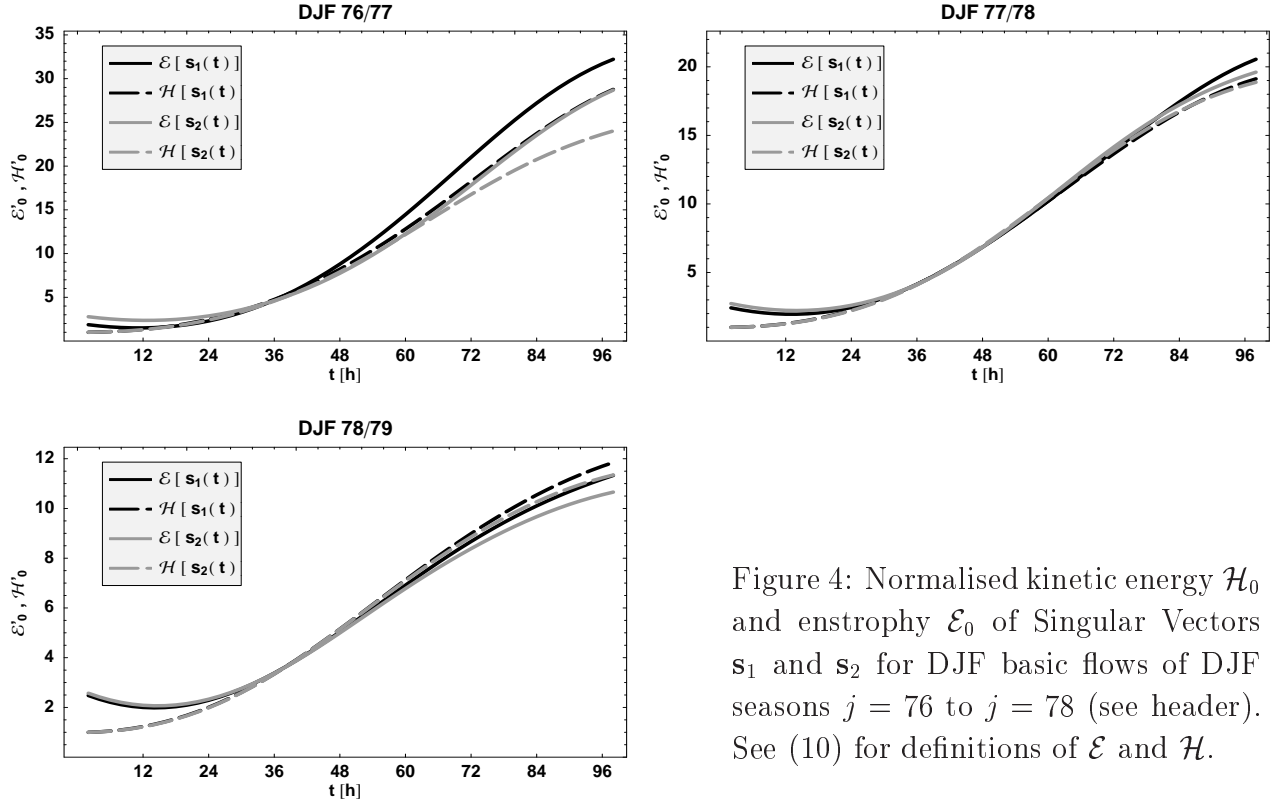


Figure 4: Normalised kinetic energy \mathcal{H}_0 and enstrophy \mathcal{E}_0 of Singular Vectors \mathbf{s}_1 and \mathbf{s}_2 for DJF basic flows of DJF seasons $j = 76$ to $j = 78$ (see header). See (10) for definitions of \mathcal{E} and \mathcal{H} .

the nonlinear interaction of the disturbance. Fig.4 shows the development of kinetic energy and enstrophy of SVs 1 and 2 for seasons $j = 76$ to $j = 78$. The energy is normalised to one at initial time and the enstrophy is normalised in such a way, that at $t = 36$ h the normalised kinetic energy and the normalised enstrophy have the same values. The kinetic energy is strictly monotonic increasing, while the enstrophy decreases at the beginning. It reaches its initial value after approximately 30h (first period) and develops hereafter very similar to the energy (second period). The flow of energy and of enstrophy to the large scales during the first period comes along with a loss of enstrophy. Significant differences are found between the developments of energy and enstrophy of the leading SVs of seasons $j = 76$ and $j = 78$ during the second period of development. In season $j = 78$, for which the eigenvalue is $\sigma_1^2(78) = \mathcal{H}[s_1(96, 78)] = 11,8$ the enstrophy growth is very similar to the energy growth. The leading SVs of $j = 76$ having high eigenvalues ($\sigma_1^2(76) = \mathcal{H}[s_1(96, 76)] = 28,8$) exhibit a significantly stronger growth of enstrophy. This may be understood qualitatively as a pirouette effect known from figure skating. The figure skater tucks up his legs increasing his kinetic energy and his angular velocity. In hydrodynamics the basic flows wave guiding effect contracts the volume of the SV. This increases its vorticity even if the kinetic energy remains constant. The work done by the basic flow on the SV increases the kinetic energy and enstrophy of the SV. This effect is confirmed by direct comparison of SVs at optimisation time of seasons $j = 78$ ($\sigma_1^2(78) = 11.9$) and $j = 76$ ($\sigma_1^2(76) = 28.8$) shown in fig.1. Here the diameter of the vortex is smaller for $j = 76$ than for $j = 78$. The behavior of the enstrophy in season $j = 76$ could be found in all other seasons j with high eigenvalues ($\sigma_1^2(j) \geq 20$).

We investigated the linear dependence of $\mathcal{H}[s_i(t, j)]$ and enstrophy $\mathcal{E}[s_i(t, j)]$ introduced in (14) of the SVs 1 and 2 for all DJF basic flows considered. In Fig.5 we show the inverse of the normalised coefficients $b_i(t)$ in dependence of the development time of the NPAC mode for seasons $j = 76$ to $j = 78$. Here b_1 and b_2 denote the coefficients for $\mathbf{s}_1(t, j)$ and $\mathbf{s}_2(t, j)$. The coefficient of the sum ($\mathbf{s}_1(t, j) + \mathbf{s}_2(t, j)$) is denoted by b_{12} . Two periods may be identified. In

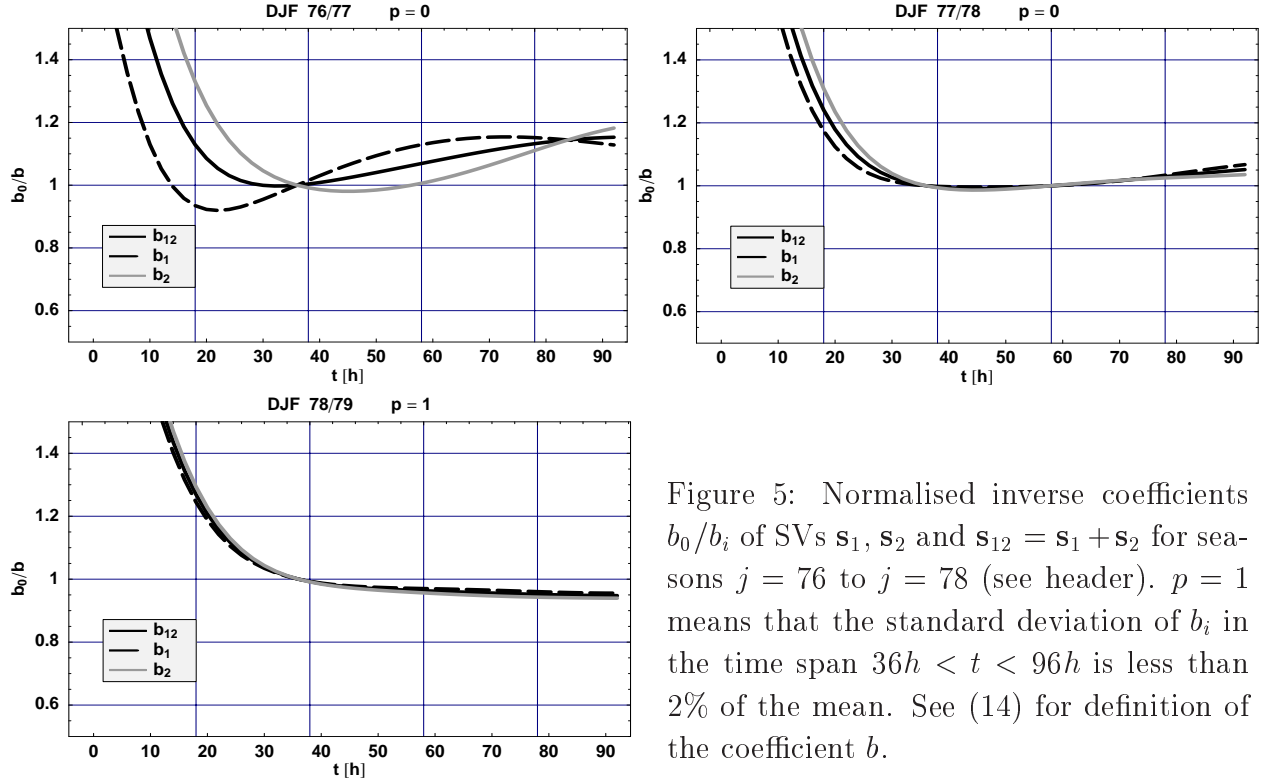


Figure 5: Normalised inverse coefficients b_0/b_i of SVs \mathbf{s}_1 , \mathbf{s}_2 and $\mathbf{s}_{12} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ for seasons $j = 76$ to $j = 78$ (see header). $p = 1$ means that the standard deviation of b_i in the time span $36h < t < 96h$ is less than 2% of the mean. See (14) for definition of the coefficient b .

the first period ($t < 36h$) a strong increase of b_i is observed (notice that the inverse normalised coefficient is shown in Fig.5). It describes the decrease of the dominant wavenumber of the NPAC-mode. In the second period ($36h < t < 96h$) we found a moderate time dependence of b_i . Following (13) this indicates that the NPAC mode is approximately a solution of the (nonlinear) barotropic vorticity perturbation equation (3) too. The results for seasons $j = 76$ to $j = 78$ shown in Fig.5 represent three typical cases. Season $j = 78$ reveals coefficients $b_0/b_1(t) = b_0/b_2(t) = 0.92 \pm 0.02$, which are nearly constant. Investigating 40 seasons we found 14 exhibiting nearly constant coefficients b_i in the second period. This property is noted in the header of the figure by $p = 1$. In season $j = 77$ we still find $b_1(t) \simeq b_2(t)$ with a moderate decrease of the coefficient of 5%. Season $j = 76$ exhibits a strong time dependence of the coefficients b_1 and b_2 . The same was found for the coefficients of the leading SVs of the other 3 seasons with high eigenvalues ($\sigma_1^2(j) \geq 20$).

The means $\widehat{b_i(j)}$ of the coefficient $b_i(t, j)$ over the second period ($36 \leq t \leq 96$) exhibit a high correlation c with the eigenvalues of the leading SVs ($c(\sigma_{12}^2, \widehat{b_{12}}) = -0.75$). High eigenvalues co-vary with dominant wavenumbers. This result is consistent with the discussion of the development of energy/enstrophy and the pirouette effect of the wave guide.

The NPAC mode could be identified to be nearly a free solution of the damped barotropic vorticity equation during the second period of development for a substantial part of the DJF basic flows considered. Together with the classical limit of linearisation being valid during the first period of development (see section 3) the results justify the linearisation assumption for development times up to 96 h for many of the basic flows considered. It may therefore be expected to find the NPAC mode in observations as if the growth factor is expected to show a substantial variability.

5 Summary and Conclusions

The leading SVs of the damped barotropic vorticity equation for North winter seasonal and climatological basic flows are known to develop Rossby wave trains in the North Pacific region well observed in the atmosphere for optimisation times of several days to weeks. However, it is still an open question, whether such SVs can explain these observations. We address the question in two steps. In this paper we examined the space-time variability of the leading SVs for 40 DJF basic flows on 300 hPa level derived from NCEP data in more detail than has been done before. Additionally the underlying linearisation assumption of the SV analysis has been investigated. In a forthcoming paper, the calculated space-time variability is compared with observations.

It was found that the two leading SVs (NPAC mode) for each basic flow are in phase quadrature and exhibit a remarkably constant propagation path in the North Pacific region for development times of 96h independent of the natural variability of the basic flow and small changes of initial structures. They exhibit remarkable energy growth factors of 10 to 30 within 96h. This makes the NPAC mode a candidate to explain important parts of interannual to interdecadal atmospheric variability.

Beyond the development time of 96h we found a spread of propagation paths and of the shape of the Rossby wave trains for all of the 40 DJF seasonal basic flows considered indicating the end of the Rossby wave guide. We therefore concentrated our analysis on the NPAC mode for optimisation times up to 96h. This time has to be regarded as model dependent. Outside of the wave guide neglected processes like baroclinic instability and nonlinear interaction become important for further development of the Rossby wave trains.

The shape of the NPAC mode could be shown to be practically independent of small changes of initial structures. However, four extremely growing NPAC modes ($\sigma^2 > 20$) exhibit significantly increased wave numbers and small changes of the shapes (see Fig.1). Small changes of initial structures diminish the growth factor up to a factor of two. We therefore expect a substantial spread of the growth factors in observations due to the spatial variability of initial structures.

It could be shown that the leading SVs (NPAC mode) are approximately solutions of the nonlinear equation for development times up to 96h for the most of the basic state flows considered. Hereto a new formulation of the nonlinear term was used (Névir and Blender, 1993) depending on energy and enstrophy of the vorticity field. We found two periods of development of the NPAC-mode. During the first period of development (approx. 36h) the NPAC mode develops a Rossby wave train with increasing energy and wave length accompanied by loss of enstrophy. Assuming amplitudes near statistical expectation value at initial time, the classical limit of linearisation is reached at the end of this period of development. During the second period of development the NPAC mode is still propagating but shape preserving and its energy and enstrophy are growing with nearly equal rates. We found approximately a linear dependence of disturbance kinetic energy and disturbance enstrophy for development times $36 < t < 96$. This characterizes the leading SVs approximately as solutions of the nonlinear model perturbation equation also, which we name free disturbances. This is remarkable since up to now no free disturbances with time dependent energy could

be found. What is most important now, it may be expected to find these free disturbances in observations. Other disturbances do not reach sufficiently large amplitudes to become dominant in the atmosphere and/or do not have a unique propagation path.

Notice that the limit of validity of the linearisation coincides with the predictability limit of the model used and may be regarded as model dependent too.

However, even if it may be expected to find the NPAC mode in observations it is still an open question due to further assumptions of the model. This is investigated in the second part of the paper.

References

- Boer, G. and Shepherd, T. (1983). Large-Scale Two-Dimensional Turbulence in the Atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **40**, 164–184.
- Borges, M. D. and Hartmann, D. L. (1992). Barotropic instability and optimal perturbations of observed nonzonal flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **49**(4), 335–354.
- Borges, M. D. and Sardeshmukh, P. D. (1995). Barotropic Rossby Wave Dynamics of Zonally Varying Upper-Level Flows During Northern Winter. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**(21), 3779–3796.
- Branstator, G. (2002). Circumglobal Teleconnections, the Jet Stream Waveguide, and the North Atlantic Oscillation. *Journal of Climate*, **15**, 1893–1910.
- Branstator, G. and Opsteegh, J. (1989). Free solutions of the barotropic vorticity equation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**(12), 1799–1814.
- Buizza, R. and Palmer, T. (1995). The Singular-Vector Structure of the Atmospheric Global Circulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **52**, 1434–1456.
- Coutinho, M. and Hoskins, B. (2004). The Influence of Physical Processes on Extratropical Singular Vectors. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61**, 195–209.
- Ehrendorfer, M. and Tribbia, J. J. (1997). Optimal Reduction of Forecast Error Covariances through Singular Vectors. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**(2), 286–313.
- Goodman, J. C. and Marshall, J. (2002). Using Neutral Vectors to Study Low-Frequency Atmospheric Variability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**, 3206–3222.
- Hoskins, B., Buizza, R., and Badger, J. (2000). The Nature of Singular Vector Growth and Structure. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126**, 1565–1580.
- Hoskins, B. J. and Ambrizzi, T. (1997). Stationary Rossby-Wave Propagation in a Baroclinic Atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 919–928.
- Hoskins, B. J. and Karoly, D. J. (1981). The Steady Linear Response of a Spherical Atmosphere to Thermal and Orographic Forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38**, 1179–1196.

- Klingspohn, M. (2000). Interdekadische Klimavariabilität über dem Nordatlantik—Statistische Analysen und Modellstudien. *Wiss. Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*, **21**, 104pp.
- Lange, H.-J. (2002). *Die Physik des Wetters und des Klimas*. Dietrich Reimer Verlag Berlin.
- Lau, N.-C. (1979). The Observed Structure of Tropospheric Stationary Waves and the Local Balance of Vorticity and Heat. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36**, 996–1016.
- Li, Z. and Ji, L. (1997). Efficient Forcing and Atmospheric Teleconnections. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 2401–2423.
- Metz, W. (1994). Singular Modes and Low-Frequency Atmospheric Variability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 1740–1753.
- Névir, P. (2004). Ertel’s Vorticity Theorems, the Particle Relabeling Symmetry and the Energy-Vorticity Theory of Fluid Mechanics. *Meteorologische Zeitschrift*, **6**, 485–499.
- Névir, P. and Blender, R. (1993). A Nambu Representation of Incompressible Hydrodynamics Using Helicity and Enstrophy. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, **26**, L1189–L1193.
- Sardeshmukh, P. D., Newman, M., and Borges, M. D. (1997). Free Barotropic Rossby Wave Dynamics of the Wintertime Low-Frequency Flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**(1), 5–23.
- Simmons, A. J., Wallace, J. M., and Branstator, G. W. (1983). Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363–1392.
- Winkler, C. R., Newman, M., and Sardeshmukh, P. D. (2001). A Linear Model of Wintertime Low-Frequency Variability. Part I: Formulation and Forecast Skill. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **14**, 4474–4494.

Jahresbericht des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig 2004

1. Bearbeitete Forschungsprojekte

Quantifizierung topographischer Effekte in der Niederschlagsvorhersage bezogen auf typische Wassereinzugsgebiete der Elbe im Erzgebirge

J. Zimmer, Prof. Dr. G. Tetzlaff, Dr. A. Raabe

Finanzierung: DFG SPP1167

Die extremen Niederschlagsereignisse im Jahr 2002 zeigten, dass meteorologische Wettervorhersagemodelle nicht in der Lage waren, die Niederschlagsmengen quantitativ zu prognostizieren. Als unzureichend erwies sich die Berechnung der Niederschlagsanteile beim Aufgleiten der Luft auf die Gebirgshänge. Dabei können die entsprechenden Wassereinzugsgebiete ganz unterschiedlich betroffen sein. Da sich die hydrologischen Abflussmodell alle an Wassereinzugsgebieten orientieren werden die meteorologischen Prognoseverfahren hier bezüglich solcher Landflächen angewendet, was deren Einbeziehung in hydrologische Fragenstellungen erleichtert.

SST Korrelationen zwischen verschiedenen Ozeanbecken aufgrund großskaliger Rossbywellenausbreitung

Dr. Andreas Will, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz

Finanzierung: BMBF, DEKLIM (FKZ 01 LD 0023)

Rossbywellen sind für die Organisation von großskaligen Strukturen in geophysikalischen Fluiden von fundamentaler Bedeutung. Eine lokale Anregung wird durch Rossbywellenzüge in globale Störungsmuster überführt, welche für die Variabilität des Klimas und auch für eine mögliche Klimaänderung besonders wichtig sind. Das geplante Projekt soll untersuchen, inwieweit atmosphärische Rossbywellen als ein Informationsüberträger zwischen verschiedenen Ozeanbecken fungieren. Aus der Verteilung der

Variabilität der Meeresoberflächentemperatur (SST) und typischer oszillierender SST-Anomalie-muster lässt sich schließen, dass sich SST-Anomalien in eigentlich getrennten Ozeanbecken nicht unabhängig voneinander entwickeln. Die plausibelste Erklärung für solch eine synchrone SST-Anomalieentwicklung ist eine Kopplung der Ozeanbecken durch organisierte atmosphärische Wellenzüge, die durch eine lokale Anregung ausgelöst wurden. Das Ziel des geplanten Projekts ist erstens, eine Untersuchung der Anregungsmuster, die besonders geeignet sind, lokale kinetische Störungsenergie aus der kinetischen Energie des Grundstromes zu ziehen. Solche lokalen Muster regen in der Regel relativ schnell wachsende Rossbywellenzüge an, die geeignet sind, verschiedene Ozeanbecken zu koppeln. Zweitens soll untersucht werden, welche Struktur SST-Anomalien haben, die von solchen atmosphärischen Wellenzügen verursacht werden. Dazu wird ein numerisches Ozeanmodell verwendet. Von besonderer Bedeutung ist der Zusammenhang dieser welleninduzierten SST-Anomalien mit den anfänglichen lokalen Störungen. Nur wenn die SST-Anomalien diese lokalen Muster unterstützen, sind instabile Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkungen möglich. Es wird vermutet, dass Wechselwirkungen dieser Art für interdekadische Schwingungen verschiedener Variablen des Systems Ozean-Atmosphäre verantwortlich sind.

Voraussetzungen für die Nutzung der GPS-Tomographie zur Assimilation von Wasserdampfverteilungen in Wettermodelle

Dr. A. Raabe, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. M. Bender
Finanzierung: DFG (RA 569/12-1)

Die Analyse von GPS-Daten liefert entlang der Sender-Empfänger-Achsen integrierte Wasserdampfprofile in der Atmosphäre. Mit Hilfe von tomographischen Verfahren kann daraus die räumliche Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre rekonstruiert werden. Im Rahmen dieses Projekts wird untersucht, mit welcher Auflösung die Wasserdampfverteilung bei einer gegebenen Dichte von GPS-Satelliten, Empfangsstationen und LEO-Satelliten rekonstruiert werden kann, bzw. welche Zahl von Empfangsstationen und LEO-Satelliten notwendig wäre, um eine ausreichende Auflösung für die Datenassimilation in Wettermodelle zu erreichen. Die Untersuchungen beziehen sich auf den europäischen Raum. Das Geoforschungszentrum Potsdam und die DLR Neustrelitz stellen im Rahmen der Zusammenarbeit die Satellitendaten und die Wasserdampfprofile zur Verfügung.

Kopplung von Stratosphäre, Mesosphäre und unterer Thermosphäre durch die quasi 2-Tage-Welle

Prof. Dr. G. Tetzlaff, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. A. Pogoreltsev, K. Fröhlich, Dr. E.G. Merzlyakov
Finanzierung: BMBF, AFO2000 (FKZ 07ATF10)

Die mittlere Zirkulation der Stratosphäre und Mesosphäre wird durch die Variabilität der solaren Strahlung innerhalb des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus entscheidend beeinflusst. In Zeiten hoher solarer Aktivität wird, hauptsächlich durch die erhöhte Absorption im UV-Bereich, der stratosphärische und mesosphärische sommerliche Ostwind verstärkt. Dies kann über den Prozess einer erhöhten baroklinen Instabilität zu einer verstärkten Anregung der quasi 2-Tage-Welle führen, welche in der unteren Thermosphäre maximale Amplituden erreicht. Es ist daher möglich, dass über den "Downward Control"-Mechanismus die polaren Regionen der Mesosphäre und oberen Stratosphäre zusätzlich erwärmt werden, was zu einer weiteren Verstärkung des Mesosphärenjets und somit zu einer positiven Rückkopplung führt. Über diesen Mechanismus kann - zumindest für die Sommermonate - erklärt werden, wieso das Signal des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus in der mittleren Atmosphäre sehr stark ist, obwohl die Variation solarer Strahlung relativ gering ist.

Untersuchung der Koppelungsprozesse zwischen Stratosphäre /Troposphäre und der Meteorzone (80-100 km) der Atmosphäre

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. A.N. Oleynikov, V.N. Mukha (Kharkiv National University of Radio Electronics, Radio engineering faculty)
Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Anhand verschiedener Radarwindmessungen in Charkiw, Ukraine, in den 3 Höhenbereichen Troposphäre, untere Stratosphäre und Mesopausenregion werden Koppelungsprozesse zwischen den verschiedenen Schichten der Atmosphäre anhand der Korrelation auf unterschiedlichen Zeitskalen von wenigen Minuten bis Tagen untersucht. Die Ergebnisse sollen mit Literaturangaben, aber insbesondere mit denjenigen am Observatorium Collm der Universität Leipzig gemessenen Winden in diesem Höhenbereich verglichen werden. Numerische Simulationen mit dem COMMA-LIM Modell der Universität Leipzig ergänzen die Untersuchungen.

Meteoradaruntersuchungen der hochatmosphärischen Struktur interner Schwerewellen

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. V.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik (Kharkiv National University of Radio Electronics, Radio engineering faculty)

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Anhand der Radarwindmessungen in Charkiw, Ukraine, Im Höhenbereich 80-100 km werden die Parameter interner Schwerewellen untersucht. Die Ergebnisse sollen mit Literaturangaben, aber insbesondere mit denjenigen am Observatorium Collm der Universität Leipzig gemessenen Winden in diesem Höhenbereich verglichen werden.

Prozesse der Heizung durch Produkte der O₂ und O₃ Photodissoziation in der mittleren Atmosphäre

Prof. Dr. Ch. Jacobi; Prof V. Yankovsky, Prof. G. Shved, V.A. Kuleshova (St. Petersburg State University)

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Innerhalb des Projekts soll an der Universität St. Petersburg ein Modell erstellt werden, mit dessen Hilfe die Photodissoziation von molekularem Sauerstoff und Ozon beschrieben wird, und Erwärmungsraten der mittleren Atmosphäre durch diese Prozesse berechnet werden. Die Arbeiten werden in eine Masterarbeit münden. Im Rahmen eines Besuchs einer Stipendiatin in Leipzig werden die Ergebnisse anhand der numerischen Experimente mit dem COMMA-LIM Modell der Universität Leipzig überprüft.

Empirische und semiempirische Modelle des Windes in der mittleren Atmosphäre und seiner Variabilität

Prof. Dr. Ch. Jacobi; Prof. Y. I. Portnyagin (Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk, Russland); Dr. A. N. Fahrutdinova (Universität Kasan, Radiophysics Department, Kasan, Russland); Dr. D. Rees (Hovemere Ltd, U.K.)

Finanzierung: INTAS (05-51-5380)

UKMO-Analysen des stratosphärischen Windes und der Temperatur, zusammen mit Radarwindmessungen in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre (MLT) und UARS-Satellitendaten werden verwendet, um empirische Modelle des mittleren Windes, der Gezeiten und planetarer Wellen zu erstellen. Im Bereich der unteren Mesosphäre, wo wenige Messdaten vorhanden sind, werden COMMA-Modellsimulationen verwendet um diesen Bereich abzudecken.

Unsicherheitsanalysen zur Parametrisierung von Prozessen der Biosphäre und Hydrosphäre in atmosphärischen Modellen

Prof. Dr. N. Mölders, M. Jankov, L. Prochaska, A. Rulo, M. A. Olson (Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks)

Finanzierung: BMBF, AFO 2000, UnaPrAM

Ziel des Projektes ist es, für verschiedene in Deutschland verwendete Parametrisierungen der hydro-meteorologischen Prozesse an der Grenzfläche 'Biosphäre/Hydrosphäre-Atmosphäre' einen Unsicherheitsbereich für die berechneten Spurenstoff-, Energie- und Wasserflüsse anzugeben, der auf die in den Parametrisierungen notwendigerweise verwendeten festen Werte der pflanzenphysiologischen (z.B. stomatare Widerstände, Blattflächenindex, Albedo, Emissivität) und bodenphysikalischen Parameter (z.B. Albedo, Emissivität, Porengrößenverteilung, Porosität, Wasserpotential bei Sättigung, hydraulische und thermische Leitfähigkeit) zurückzuführen ist. Die wesentlichen Unterschiede in den aktuellen Modellkonzeptionen wurden analysiert und die Modelle in entsprechende, verschiedene Klassen eingeteilt, für die dann Repräsentanten für weitere Untersuchungen gewählt wurden. Für die

Repräsentanten wurden die Gleichungen zur Fehlerberechnung hergeleitet und programmiert. Diese Gleichungen zur Fehlerberechnung werden z.Zt. in die Trägerplattform (MM5) implementiert, um die Fehleranalyse im Rahmen von kompletten 3D-Simulationen durchzuführen. Ein Testfall wurde ausgewählt, zu dem auch experimentelle Daten (zur Evaluation) vorliegen. Zur Zeit werden erste Testsimulationen durchgeführt.

Quantifizierung der Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän

Dr. M. Mudelsee, Prof. Dr. G. Tetzlaff; Prof. Dr. M. Raymo (Boston University, USA)
Finanzierung: DFG (Mu 1595/2-1, 2-2), Forschungsstipendium

Die Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän, vor ca. 3 Millionen Jahren, bedeutete einen Klimawechsel von weltweitem Ausmaß. Sauerstoffisotopenzusammensetzungen, gemessen an Foraminiferenschalen in Tiefseesedimentkernen, dokumentieren die Zunahme des Eisvolumens und die Abnahme der Temperatur. Bisher nur ungenau bestimmt ist jedoch das quantitative Verhältnis dieser Signale, was die Dateninterpretation behindert. Auch existieren mehrere Theorien, welche geologisch-klimatischen Vorgänge zur Nordhemisphärenvereisung geführt haben können. In diesem Projekt wird eine vom Antragsteller in die statistische Praxis eingeführte Regressionstechnik benutzt, um den mittleren Verlauf der Sauerstoffisotopenzusammensetzung im Bereich 2 bis 4 Millionen Jahre vor heute zu quantifizieren. Eine breite Datenbasis (benthisch, planktisch), zusammen mit bestehenden Temperaturrekonstruktionen, erlaubt eine genauere Quantifizierung des Signalverhältnisses Eisvolumen/Temperatur. Statistisch geschätzte Start- und Endzeitpunkte der Nordhemisphärenvereisung gestatten eine bessere Eingrenzung bestehender geologisch-klimatischer Ursachenerklärungen. Angaben der Schätzunsicherheiten, unabdingbar für Klimaanalysen, basieren auf umfangreichen Simulationsrechnungen.

Wahrscheinlichkeiten starker Stürme im Gebiet der Nordsee während der letzten 500 Jahre

Dr. M. Mudelsee
Finanzierung: Risk Prediction Initiative (Bermuda)

In Europe, since 1990 windstorms caused over 430 deaths and economic damages in the order of 30 billion US\$ (Munich Re 2001). An estimation of the time-dependent occurrence rate (probability of event per year versus time) of such extreme events is evidently needed by both researchers studying climatological causes as well as insurance companies needing to quantify the risk. For that purpose, long, homogeneous (unbiased) and high-quality historical records of European windstorms are required and, further, a precise statistical method. Here we propose to use Lamb's (1991) compilation of major windstorms over the North Sea over the last 500 to 600 years. This region shows an unequalled abundance of historical reports. These data shall be homogeneity-controlled using Weikinn's (1958–2002) documentary sources on mid-European climate since A.D. 1500, containing about 20 000 entries. The data are extended to the present using measurements from the DWD (Deutscher Wetterdienst, Offenbach, Germany). Using those references, a 500-year long, homogeneous record of major central European (North Sea region) windstorms shall be produced. Kernel occurrence rate estimation (Cowling et al. 1996) has several advantages over using ordinary histograms: they (1) avoid the problem where to place the class bounds, (2) render a smooth estimate, (3) allow bandwidth selection using cross-validation, and (4) permit confidence band construction using bootstrap techniques. The statistical test after Cox and Lewis (1966) of hypothesis "constant occurrence rate" is used as an additional tool for confirming observed trends. An important aspect of European windstorms is seriality—a whole series of several storms may occur in a season, leading to increased damages. Seriality is taken into account in our analyses by marking each windstorm-year with the number of storms. The time-dependent occurrence rates are estimated for each mark separately. This helps to assess, for example, whether or not seriality is connected with an increased occurrence rate. The proposed method can be used for records of observed extreme events of any kind. Thus, besides the expected results re-

garding European windstorms, we also envision that this study will have impact on the methodology applied to analyze extreme climate and weather events in general.

Erstellung eines Kataloges von Sturmfeldern der Außertropen mittels numerischer Modellierung

K. Radtke, Prof. Dr. G. Tetzlaff

Finanzierung: Reinsurance Company Ltd. Zürich

Ausgehend von historischen Sturmereignissen werden Simulationen mittels eines Mesoskaligen Modells, dem Lokal Modell des DWD, durchgeführt. Durch Variierung der Anfangs- und Randbedingungen wird die Intensivierbarkeit von Sturmzyklonen untersucht. Die Generierung verstärkter Windfelder hat das Ziel, die Abdeckung mit Extremereignissen zu erhöhen. Eine statistische Auswertung der erzeugten Windfelder soll helfen regionale Unterschiede im Risiko von Sturmschäden zu beurteilen.

Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messung und Prognose von Schießlärm

Dr. A. Ziemann, Dr. K. Arnold, Dr. A. Raabe

Finanzierung: Bundesministerium für Verteidigung (E/E 91 S/Z0520/X5144)

Ein operationell anwendbares Verfahren für die Berücksichtigung einer meteorologisch beeinflussten Schallausbreitung auf Messung und Prognose von Schießlärm wird entwickelt. Aus der statistischen Analyse des höhenveränderlichen Windvektors und der Lufttemperatur leiten sich Schallgeschwindigkeitsprofile ab, auf deren Grundlage die Berechnung des atmosphärischen Einflusses auf die Schallausbreitung erfolgt. In einer Datenbank werden die Ergebnisse dieser Berechnungen zusammengefasst und anwenderspezifisch aufbereitet.

Meteorologisches Beratungsverfahren für akustische Messungen bei der Bw

Dr. A. Ziemann, Dr. K. Arnold, K. Balogh, Dr. A. Raabe

Finanzierung: Bundesministerium für Verteidigung (E/E91 S/4A551/3F093)

Zur Beratung der Lärm-Messstellen der Bundeswehr über die von den meteorologischen Bedingungen abhängige Schallausbreitung wurde ein operationell anwendbares Verfahren entwickelt. Im Rahmen dieses Studienauftrages wird nun das existierende Beratungsverfahren wesentlich ausgebaut, indem einerseits die schallklimatologische Regionalisierung statistisch abgesichert wird und andererseits die Visualisierung der Schalldruckpegelverteilungen erweitert wird. Ebenfalls sind physikalische Erweiterungen des Schallausbreitungsmodells SMART sowie Kombinationen mit mesoskaligen Meteorologiemodelldaten vorgesehen. Eine Validierung des Beratungsverfahrens erfolgt im Routinebetrieb in Zusammenarbeit mit einem Lärm-Messtrupp der Bundeswehr.

VERTikaltransporte von Energie und Spurenstoffen an Ankerstationen unter KOMplexen natürlichen Bedingungen (VERTIKO) - Struktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage

Dr. A. Ziemann, Dr. K. Arnold, Dr. A. Raabe; Dr. S. Raasch, Dr. M. Schröter (Institut für Meteorologie und Klimatologie Universität Hannover); Dr. J. Bange, Peter Zittel (TU Braunschweig, Inst. f. Luft- und Raumfahrtssysteme); Th. Conrath (Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig)

Finanzierung: BMBF, AFO 2000 (07ATF37-ULLIM)

Im Rahmen diese Projektes wird, ergänzt durch numerische Simulationen (Univ. Hannover) und unterstützt durch Flugzeugbeobachtungen (TU Braunschweig), experimentell untersucht, wie der verti-

kale turbulente Energieaustausch durch eine heterogene Unterlage modifiziert wird und von welcher Größe der Einfluss horizontaler turbulenter Energieflüsse über einer heterogenen Landschaft ist. Dabei steht die Erfassung horizontaler Wind- und Lufttemperaturfelder mit Hilfe akustischer tomographischer Verfahren im Mittelpunkt. Horizontale Divergenzen im turbulenten Wärmestrom über einem heterogenen Gelände sollen durch die Anwendung einer über einer Fläche verteilten Kombination von Licht- und Schalldurchstrahlungsmesstechniken (akustische Tomographie, optische Scintillometrie, Infrarot-Thermographie) quantifiziert werden.

Entwicklung eines Gerätesystems für akustische Tomographie zur Erfassung umweltrelevanter Daten – mehrdimensionale Datenerfassung und implementierte Echtzeitauswertung

M. Barth, Dr. A. Raabe; G. Papsdorf, Dr. P. Holstein, R. Müller (Sinus Messtechnik GmbH Leipzig)
Finanzierung: SAB (7475/1183)

Das am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig entwickelte akustisch tomographische Verfahren zur in situ Aufnahme umweltrelevanter Daten soll im Hinblick auf eine industrienah produzierbare und einsatzfähige Pilotvariante modifiziert werden. Vorhandene Programmbestandteile werden vereinheitlicht, modular kombiniert und hinsichtlich einer Echtzeitauswertung optimiert. Die Zusammenarbeit mit einem mittelständigen Unternehmen der Region (SINUS Messtechnik GmbH Leipzig) ermöglicht hierbei die Einbettung der Datenauswerteroutinen in die komplexe Hardware (vielkanalige akustische Messsysteme) des Projektpartners.

Akustische Fernerkundungsstudie zum Einfluss interner Gravitationswellen auf die untere Atmosphäre

Dr. K. Arnold, Dr. A. Raabe, Dr. A. Ziemann; Dr. I. Chunchuzov, Dr. S. N. Kulichkov, Dr. V. G. Perepelkin (Russian Academy of Science, Obukhov Institute of Atmospheric Physics)
Finanzierung: DFG (Ra 569/9-1)

Interne Gravitationswellen (IGW), die durch verschiedene Ursachen erzeugt werden, tragen in bedeutendem Umfang zum Power-Spektrum von Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen innerhalb der Atmosphärischen Grenzschicht (AGS) bei. Das Hauptziel des Projektes ist die Untersuchung der räumlichen Struktur und statistischen Eigenschaften der meso- und mikroskaligen Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen in der AGS innerhalb von Raum-Zeit-Skalen, die für die IGWs bedeutsam sind. Dabei werden verschiedene akustische Fernerkundungsverfahren eingesetzt, welche vertikale und horizontale Schnittbilder durch Temperatur- und Windfelder liefern. Die erzielten Ergebnisse sollen zur Entwicklung von Parametrisierungen der stabilen AGS in numerischen Modellen der Atmosphäre beitragen.

Die Rolle der Biomassenverbrennung für das regionale und globale Klima: Simulation des Strahlungstransports für Chemie und Dynamik in der regionalen und globalen Skala

K. Hungershofer; Prof. Dr. Th. Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen); Dr. J. Trentmann (Department of Atmospheric Sciences, University of Washington, Seattle, USA)
Finanzierung: BMBF AFO 200 (07ATF46-TP3) Verbund EFEU

Das Projekt befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses von Biomassenfeuer auf Strahlungstransport und Photochemie. Eingang in die Berechnungen finden die optischen Eigenschaften von Aerosolteilchen, die bei der Verbrennung von Biomasse entstehen. Dazu werden experimentelle Daten für die physiko-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen verwendet. Es wird eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften für das Biomassenaerosol entwickelt. Mit Hilfe eines flexiblen Strahlungscode werden sowohl die für die Photochemie zentralen aktinischen Strahlungsflussdichten als auch die für den dynamischen Antrieb wichtigen Strahlungserwärmungsraten ermittelt. Ein weite-

rer wichtiger Punkt widmet sich 3D-Effekten auf das Strahlungsfeld im Einflussbereich von Verbrennungswolken. Für diese Fragestellung wird das räumlich hochauflösende Mesoskalenmodell ATHAM gemeinsam mit mehrdimensionalen Strahlungstransportmodellen eingesetzt.

Modellierung des Strahlungstransports in 3D-inhomogener Bewölkung und die Entwicklung von Parametrisierungen

S. Gimeno García; Prof. Dr. Th. Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen); Dr. B. Früh (Institut für Physik der Atmosphäre, Universität Mainz); PD Dr. J. Steppeler (Deutscher Wetterdienst, Offenbach)

Finanzierung: BMBF AFO 2000 (07ATF24-TP4) Verbund 4DWOLKEN

Die Wolken stellen die wichtigsten Modulatoren für das solare und terrestrische Strahlungsfeld dar und steuern die Austauschprozesse zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre. Bislang wird die Strahlung in Wettervorhersage- und Klimamodellen mit stark vereinfachten Versionen der klassischen eindimensionalen Strahlungstransporttheorie beschrieben. Diese 1D-Theorie erweist sich jedoch als unzulänglich, wenn man das Strahlungsfeld und die daraus ableitbaren energetischen Antriebe in realistischer, horizontal und vertikal inhomogener Bewölkung genau beschreiben möchte. In diesem Projekt werden dreidimensionale Strahlungstransportmodelle zur Bestimmung von Strahlungsflussdichten und Strahlungserwärmungsraten eingesetzt, um die räumliche und zeitliche Inhomogenität der Bewölkung besser erfassen zu können. Zur Validierung dieser Modelle dienen Feldmessungen der räumlichen Verteilung des Wolkenwassers sowie vom Flugzeug aus gemessene spektrale Strahlungsflussdichten im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot. Darauf aufbauend sollen Parametrisierungsansätze entwickelt werden, mit denen der Strahlungstransfer in nicht-hydrostatischen und hydrostatischen Mesoskalenmodellen bei Anwesenheit von Wolken genauer als bisher behandelt werden kann.

Einfluss von Aerosol-, Wolken- und Bodenbedoinhomogenitäten auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre

A. Kniffka, Prof. Dr. G. Tetzlaff; Prof. Dr. Th. Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen); Dr. Manfred Wendisch, Prof. Dr. Jost Heintzenberg (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig)

Finanzierung: DFG (TR 315/3-1,2)

Ziel des Projektes ist die Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten in den Aerosolpartikel- und Wolkeneigenschaften sowie der Bodenbedo auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Dazu soll ein flugzeuggetragenes System zur Messung spektraler aktinischer Strahlungsflussdichten neu aufgebaut und zusammen mit mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkennessgeräten bei zwei Messkampagnen eingesetzt werden. Parallel dazu soll ein Modellpaket entwickelt werden zur theoretischen Beschreibung des dreidimensionalen aktinischen Strahlungsfeldes in der Atmosphäre. Auf der Basis der mit dem neuen Sensorsystem ausgeführten Messungen der aktinischen Strahlung in wolkenlosen und bewölkten Verhältnissen und gleichzeitigen Messungen von mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkeneigenschaften sollen Vergleiche mit den Ergebnissen des neuen Strahlungsmodells vorgenommen und der Einfluss von Inhomogenitäten von Aerosol und Wolken sowie der Bodenbedo auf die aktinische Strahlung quantifiziert werden.

Photochemisch relevante Strahlung und Photolysefrequenzen in Vegetationsbeständen

Prof. Dr. Th. Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen)
Finanzierung: Werkvertrag Forschungszentrum Jülich (Kennz. 23210216)

Eine probate Methode zur Behandlung des Strahlungstransportes in Vegetationsbeständen besteht darin, dass die Vegetation als ein trübes Medium aufgefasst wird. In diesem Medium werden den Vegetationselementen Absorptions- und Streueigenschaften zugewiesen werden, ähnlich also wie man für Luftbestandteile bei der Lösung der Strahlungstransportgleichung vorgeht. Die Vegetation wird im Allgemeinen mit dem sog. Blattflächenindex (LAI, leaf area index) und der Blattflächendichte (LAD, leaf area density) beschrieben und wird als horizontal homogen angenommen. Diese Methode kann für dichte Vegetation angewandt werden.

Das vom BMBF geförderte Verbundvorhaben ECHO (Emission und Chemische Umwandlung biogener flüchtiger Organischer Verbindungen: Untersuchungen in und über einem Mischwaldbestand) stellt für die geplanten Modellsimulationen einen Datensatz bereit, mit welchem der Einfluss der Vegetation auf die Höhenabhängigkeit und spektrale Zusammensetzung der aktinischen Strahlung einer genauen Prüfung unterzogen werden kann.

2. Wissenschaftliche Veröffentlichungen

- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, G. Spindler, 2004: Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **85**, 175-186.
- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, M. Barth, D. Daniel, 2004: Acoustic tomographic measurements in the atmospheric surface layer, *Bull. Amer. Met. Soc.*, **85**, No. 10, 1477.
- Arnold, K., D. Daniel, 2004: Der Einfluss der Temperatur und Feuchte auf das Verhältnis der Spezifischen Wärmen von Luft. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 71-77.
- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, D. Daniel, 2004: Spatial mapping of temperature and wind fields using sound propagation. *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg, Frankreich*, 1167-1168.
- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, M. Barth, D. Daniel, 2004: Capabilities and limitations of acoustic tomographic measurements in the atmospheric surface layer. *Proceedings 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans*, Cambridge, UK, 71-75.
- Arnold, K., F. Beyrich, A. Raabe, A. Ziemann, 2004: Untersuchungen zum Einfluss mikro-skaliger Inhomogenitäten auf den Vertikalaustausch mittels Tomographie und Scintillometrie. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Balogh, K., A. Ziemann, K. Arnold, A. Raabe, 2004: Excess attenuation of sound due to the atmospheric influence on sound propagation, *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg, Frankreich*, 1169-1170.
- Balogh, K., A. Ziemann, K. Arnold, A. Raabe, 2004: Meteorologischer Einfluss auf die Schallausbreitung in einem bestimmten Gebiet. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Barth, M., A. Ziemann, A. Raabe, K. Arnold, 2004: Acoustic travel time tomography as a method to observe turbulent structures in the atmospheric boundary layer. *Acoustical Imaging, Kluwer Academic Publishers, Conference Proceedings, Vol. 27*, 281-288.
- Barth, M., P. Holstein, A. Raabe, M. Seliger, 2004: An Educational Model for Acoustic Tomographic Imaging. *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg, Frankreich*, 1183-1184.
- Barth, M., A. Raabe, P. Holstein, R. Müller, A. Ziemann, K. Arnold., M. Mackenzie, E. Starke, M. Seliger, 2004: Acoustic travel time tomography as a toll to investigate temperature distributions on different spatial scales. *Proceedings 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans*, Cambridge, UK, Add. 5-9.
- Barth, M., A. Raabe, P. Holstein, R. Müller, A. Ziemann, K. Arnold, E. Starke, M. Seliger, D. Mackenzie, 2004: Akustische Tomographiemesstechnik: Ein modulares System zur zweidimensionalen Erfassung von Temperaturverteilungen. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Beyrich, F., K. Arnold, H.A.R. De Bruin, H. Lohse, A. Lüdi, W.M.L. Meijninger, 2004: Zur Bestimmung Turbulenter Flüsse aus Scintillometer-Messungen. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Daniel, D., K. Arnold, A. Ziemann, A. Raabe, M. Barth, K. Balogh, 2004: Validation of the method of sounding travel time tomography by comparing with conventional in situ measurements, *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg, Frankreich*, 1165-1166.
- Daniel, D., K. Arnold, R. Raabe, A. Ziemann, G. Spindler, M. Barth, K. Balogh, 2004: Vergleich der akustischen Laufzeittomographie mit konventionellen in situ Messungen. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Fleitmann, D., S. J. Burns, U. Neff, M. Mudelsee, A. Mangini, A. Matter, 2004: Paleoclimatic interpretation of high-resolution oxygen isotope profiles derived from annually laminated speleothems from Southern Oman, *Quat. Sci. Rev.*, **23**, 935-945.

- Fröhlich, K., Ch. Jacobi, 2004: The solar cycle in the middle atmosphere: changes of the mean circulation and of propagation conditions for planetary waves. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 106-117.
- Gavrilov, N.M., Ch. Jacobi, 2004: A study of seasonal variations of gravity wave intensity in the lower thermosphere using LF D1 wind observations and a numerical model. *Ann. Geophysicae* **22**, 35-45.
- Gavrilov, N.M., N.V. Karpova, Ch. Jacobi, A.N. Gavrilov, 2004: Morphology of atmospheric refraction index variations at different altitudes from GPS/MET satellite observations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **66**, 427-435.
- Gavrilov, N.M., N.V. Karpova, Ch. Jacobi, 2004: Global distributions of the refraction index variances at different altitudes in the atmosphere from GPS/MET satellite occultation data. *Phys. Chem. Earth* **29**, 241-249.
- Gimeno García, S., T. Trautmann, 2004: Simulations of Solar Radiative Transfer in Measured and Generated Cloud Field. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 30-42.
- Grünewald, U., M. Mudelsee, G. Tetzlaff, M. Börngen, 2004: Erwiderung zum "Leserbrief zum Kurzbeitrag "No upward trends in the occurrence of extreme floods in central Europe" im Hydrobrief 22, 3-4", Axel Bronstert et al., *Hydrobrief*, **24**, 3-4.
- Heise, S., C. Stolle, S. Schlüter, N. Jakowski, 2004: Differential Code Bias of GPS receivers in Low Earth Orbit: An Assessment for CHAMP and SAC-C. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, J. Wickert (Eds.): *Earth Observation with CHAMP. Results from Three Years in Orbit*, Springer, Berlin, 465-470.
- Holstein, P., A. Raabe, R. Müller, M. Barth, D. Mackenzie, E. Starke, M. Seliger, 2004: Concepts and Realization of Acoustical Tomography. *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg, Frankreich*, 137-138.
- Holstein, P., A. Raabe, R. Müller, M. Barth, D. Mackenzie, E. Starke, 2004: Acoustic tomography on the basis of travel-time measurement. *Meas. Sci. Technol.* **15**, 1420-1428.
- Holstein, P., R. Müller, D. Mackenzie, M. Schatz, M. Barth, A. Raabe, K. Arnold, A. Ziemann, 2004: An educational model and toolbox for acoustic tomographic imaging. *Acoustical Imaging*, Kluwer Academic Publishers, Conference Proceedings, Vol. **27**, 273-280.
- Holstein, P., A. Raabe, 2004: Akustische Tomographie auf der Basis einer verallgemeinerten Software-Architekture für Messanwendungen. *MATLAB Select 1/04*; 29-33
- Holzkämper, S., A. Mangini, C. Spötl, M. Mudelsee, 2004: Timing and progression of the last interglacial derived from a high Alpine stalagmite, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L07201 (doi:10.1029/2003GL019112).
- Hungershofer, K., T. Trautmann, J. Trentmann, 2004: Ein erster Vergleich der optischen Eigenschaften von Partikeln aus Laborfeuern und Modellrechnungen. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 1-12.
- Jacobi, Ch., D. Kürschner, 2004: Langzeituntersuchungen von Sonneneruptionseffekten in der unteren Ionosphäre mit LF-Feldstärkeregistrierungen. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.
- Jacobi, Ch., M. Venkat Ratnam, G. Tetzlaff, 2004: Global analysis of stratospheric gravity wave activity using CHAMP radio occultation temperatures. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, J. Wickert (Eds.): *Earth Observation with CHAMP. Results from Three Years in Orbit*, Springer, Berlin, 555-560.
- Kniffka, A., T. Trautmann, 2004: Verwendung von mikrophysikalischen Messungen zur Charakterisierung von Aerosol und Wolken für Strahlungsübertragungsrechnungen. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 13-29.

- Kürschner, D., Ch. Jacobi, 2004: A long-term record of sudden phase anomalies at Collm. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 89-96.
- Kürschner, D., Ch. Jacobi, 2004: Unexpectedly small semidiurnal tidal wind amplitudes in the midlatitude mesopause region during September 2002. *Ann. Geophysicae*, **22**, 701-704.
- Mangini, A., D. Fleitmann, U. Neff, S. J. Burns, M. Mudelsee, J. Kramers, A. Matter, 2004: Holocene Sun-monsoon linkage recorded in stalagmites from Oman, *Eos Trans. AGU*, **85**, Fall Meet. Suppl., Abstract U42A-07.
- Merzlyakov, E.G., Ch. Jacobi, 2004: Quasi-two-day wave in an unstable summer atmosphere – some numerical results on excitation and propagation. *Ann. Geophysicae*, **22**, 1917-1929.
- Mudelsee, M., M. Börngen, G. Tetzlaff, U. Grünewald, 2004: Discussion of "Editorial–Searching for change in hydrological data" by Z. W. Kundzewicz, *Hydrological Sciences*, **49**, 527.
- Mudelsee, M., M. Börngen, G. Tetzlaff, U. Grünewald, 2004: Extreme floods in central Europe over the past 500 years: Role of cyclone pathway "Zugstrasse Vb", *J. Geophys. Res.*, **109**, D23101 (doi:10.1029/2004JD005034).
- Otto, S., T. Trautmann, 2004: Zweistrom-Methoden zur Simulation photochemisch relevanter Strahlung in Vegetationsbeständen. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 43-58.
- Pancheva, D., N.J. Mitchell, A.H. Manson, C.E. Meek, Ch. Jacobi, Yu. Portnyagin, E. Merzlyakov, W.K. Hocking, J. MacDougall, W. Singer, K. Igarashi, R.R. Clark, D.M. Riggin, S.J. Franke, D. Kürschner, A.N. Fahrutdinova, A.M. Stepanov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, und H.G. Muller, 2004: Variability of the quasi-2-day wave observed in the MLT region during the PSMOS campaign of June–August 1999. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **66**, 539-565.
- Portnyagin, Yu., T. Solovjova, E. Merzlyakov, J. Forbes, S. Palo, D. Ortland, W. Hocking, J. MacDougall, T. Thayaparan, A. Manson, C. Meek, P. Hoffmann, W. Singer, N. Mitchell, D. Pancheva, K. Igarashi, Y. Murayama, Ch. Jacobi, D. Kürschner, A. Fahrutdinova, D. Korotyshkin, R. Clark, M. Taylor, S. Franke, D. Fritts, T. Tsuda, T. Nakamura, S. Gurubaran, R. Rajaram, R. Vincent, S. Kovalam, P. Batista, G. Poole, S. Malinga, G. Fraser, D. Murphy, D. Riggin, T. Aso und M. Tsutsumi, 2004: Mesosphere/lower thermosphere prevailing wind model. *Adv. Space Res.* **34**, 1755-1762, (doi:10.1016/j.asr.2003.04.058).
- Raabe, A., K. Arnold, A. Ziemann, M. Schröter, S. Raasch, J. Bange, P. Zittel, Th. Spiess, Th. Foken, M. Göckede, F. Beyrich, J.-P. Leps, 2004: STINHO-structure of turbulent transport under inhomogeneous surface conditions-comparisons of flux measurements with horizontal-stretched observations, *Proceedings 16th Symposium on boundary layers and turbulence*, AMS, Portland ME, publ. on CD-ROM.
- Schönfeldt, H.-J., 2004: Establishing the threshold for intermittent aeolian sediment transport. *Meteorologische Zeitschrift*, **13**, 437-444.
- Schmidt, H., G.P. Brasseur und das MEDEC-Team, 2004: Mesospheric Dynamics, Energetics and Chemistry (MEDEC). *AFO2000 Newsletter* **7**, 3-7.
- Stolle, C., Ch. Jacobi, N. Jakowski, S. Schlüter, A. Raabe, 2004: Comparison of electron density profiles in the ionosphere from ionospheric assimilations of GPS, CHAMP profiling and ionosondes over Europe. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, **34**, 97-105.
- Stolle, C., S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski, S. Heise, A. Raabe, 2004: Three dimensional monitoring of the polar ionosphere with ground- and space-based GPS. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, J. Wickert (Eds.): *Earth Observation with CHAMP. Results from Three Years in Orbit*, Springer, Berlin, 477-482.
- Stolle, C., N. Jakowski, K. Schlegel, M. Rietveld, 2004: Comparison of high latitude electron density profiles obtained with the GPS radio occultation technique and EISCAT measurements, *Ann Geophys.*, **22**(6), 2015-2028.

- Venkat Ratnam, M., G. Tetzlaff, Ch. Jacobi, 2004: Structure and variability of the tropopause obtained from CHAMP radio occultation temperature profiles. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, J. Wickert (Eds.): *Earth Observation with CHAMP. Results from Three Years in Orbit*, Springer, Berlin, 579-584.
- Venkat Ratnam, M., T. Tsuda, Ch. Jacobi, Y. Aoyama, 2004: Enhancement of gravity wave activity observed during a major Southern Hemisphere stratospheric wA.g by CHAMP/GPS measurements. *Geophys. Res. Lett.* 31, L16101, doi:10.1029/2004GL019789.
- Venkat Ratnam, M., G. Tetzlaff, Ch. Jacobi, 2004: Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHALLENGING Minisatellite Payload (CHAMP)-GPS Satellite. *J. Atmos. Sci.* 61, 1610-1620.
- Viertel, R., G. Tetzlaff, M. Kaltschmitt, Offshore-Windenergie zur Stromerzeugung Angebots- und Nutzungspotenziale in Deutschland. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 34, 78-88.
- Weinbrecht, S., S. Raasch, A. Ziemann, K. Arnold, A. Raabe, 2004: Comparison of large-eddy simulation data with spatially averaged measurements obtained by acoustic tomography – presuppositions and first results, *Boundary-Layer Meteorol.*, 111, 441-465.
- Will, A., U. Harlander, W. Metz, 2004: Atmospheric Singular Vectors and Teleconnections In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 34, 118-130.
- Wurzler, S., M. Simmel, K. Diehl, T. Hennig, H. Herrmann, Y. Inuma, K. Lehmann, A. Massling, F. Stratmann, A. Wiedensohler, G. Zech, K. Zeromskiene, R. Posselt, K. Hungershofer, T. Trautmann, M. O. Andreae, D. Chand, U. Dusek, G. P. Frank, G. Helas, R. S. Parmar, O. Schmid, T. Winterrath, M. Welling, J. Trentmann, H. F. Graf, B. Langmann, F. Nöber, C. Textor: Impact of vegetation fires on composition and circulation of the atmosphere (EFEU), Report on the AFO2000 project, The eggs, Newsletter and Information Service of the E.G.U., Ausgabe 9, September 2004.
- Ziemann, A., K. Balogh, 2004: Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 34, 59-70.
- Ziemann, A., 2004: Akustische Tomographie in der Atmosphäre, *DMG-Mitteilungen* 01/04, 17.
- Ziemann, A., K. Balogh, A. Pittelkau, K. Arnold, A. Raabe, 2004: An operationally applicable tool for sound immission evaluation including the atmospheric excess attenuation of sound, *Tagungsband CFA/DAGA 2004 Straßburg*, 447-448.
- Ziemann, A., M. Barth, K. Arnold, A. Raabe, 2004: Influence of the inverse algorithm on the reconstructed temperature field remotely sensed by acoustic travel time tomography. *Proceedings of the 12th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans*, Cambridge, 77-80.
- Ziemann A., M. Schröter, K. Arnold, S. Raasch, A. Raabe, 2004: Vergleich von LES und Messungen mit der akustischen Tomographie unter inhomogenen Oberflächenbedingungen. *Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologen-Tagung, DACH 2004, Karlsruhe, Deutschland*.

Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2004)

Dr. Klaus Arnold	arnold@uni-leipzig.de
Dipl. Met. Kati Balogh	balogh@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Manuela Barth	mbarth@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Danny Daniel	daniel@rz.uni-leipzig.de
Dr. Robin Faulwetter	faulwett@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Kristina Fröhlich	kfroehli@uni-leipzig.de
Dipl. Phys. Sebastián Gimeno García	gimeno@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Katja Hungershöfer	hunger@rz.uni-leipzig.de
Prof. Dr. Christoph Jacobi	jacobi@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Matthias Jerg	matthias.jerg@dlr.de
Dipl. Met. Anke Kniffka	kniffka@rz.uni-leipzig.de
Prof. Dr. Werner Metz	metz@meteo.uni-leipzig.de
Dr. Armin Raabe	raabe@uni-leipzig.de
Dipl. Met. Kai S. Radtke	radtke@uni-leipzig.de
Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt	schoenfeldt@uni-leipzig.de
Prof. Dr. Gerd Tetzlaff	tetzlaff@uni-leipzig.de
Dipl. Met. René Viertel	viertel@rz.uni-leipzig.de
Dr. Andreas Will	awill@meteo.uni-leipzig.de
Dr. Astrid Ziemann	ziemann@uni-leipzig.de

Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2004)

	Summe	beurlaubt	1. FS	2. FS	3. FS	4. FS	5. FS	6. FS	7. FS	8. FS	9. FS	10. FS	11. FS	12. FS	13. FS	>13 FS	Anz. Wbl.
Diplom	205	5	97	0	35	1	20	0	19	0	12	1	11	1	3	0	94
Promotion	10	0	1	0	0	1	1	3	1	3	0	0	0	0	0		6
Gesamt	215	5	98	0	35	2	21	3	20	3	12	1	11	1	3		100

Abschlussarbeiten am Institut für Meteorologie 2004

Promotionen

Harald Heinrich	Finite barotrope Instabilität unter synoptischem Antrieb
Robin Faulwetter	Zur Anwendbarkeit des Fluktuations-Dissipations-Theorems
Manjarrez, Maria	Zusammenhang zwischen den Anzahlkonzentrationen von Indoor- und Outdoor-Partikeln in Abhängigkeit von meteorologischen und physikalischen Parametern
Uhrner, Ulrich	New Particle Formation and Growth in the Lower Troposphere: A Comparison of Model Results with Observations at a Continental Background Site

Diplomarbeiten

Balogh, Kati	Untersuchung der gekoppelten Einflüsse von Boden und Meteorologie auf die Schallausbreitungen in der Atmosphäre mittels des Schallstrahlenmodells SMART
Daniel, Danny	Validierung des Verfahrens der akustischen Laufzeitotografie durch den Vergleich mit konventionellen in situ Messungen
Dielefeld, Sabine	Untersuchung von Wasserdampfmessungen mit einem Raman-Lidar
Heinold, Bernd	Charakterisierung der Gebirgsüberströmung bei aufliegender Bewölkung am Thüringer Wald
König, Korinna	Erzeugung und Charakterisierung von unbeschichteten und beschichteten Rußpartikeln zur Anwendung als Kondensationskeim in einem Wolkenströmungsrohr
Neubert, Anja	Meteorologische Beiträge zur optimierten Betriebsführung von Windparks
Rinke, Raik	Die Entwicklung eines Aktivität basierenden Tropfenwachstumsmodell für den Leipzig Aerosol Cloud Interaction Simulator
Sebecker, Jana	Meteorologische Grundlagen und Qualitätskriterien von Windindices
Sonntag, André	Vergleich des mobilen radioakustischen Sondierungssystems MODOS mit in-situ-Messverfahren in der atmosphärischen Grenzschicht
Tilgner, Andreas	Modellrechnung zur Modifikation der physiko-chemischen Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols bei orographischen Wolkenereignissen
Wilsdorf, Michael	Untersuchung des äolischen Sedimenttransports mittels Saltifon und Sedimentfallen

**Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig**

- Band 1 *A. Raabe, G. Tetzlaff* und *W. Metz* (Edn.), 1995: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig I
- Band 2 *R. Devantier*, 1995: Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell
- Band 3 *J. Laubach*, 1996: Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen
- Band 4 *A. Raabe* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1996: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig II
- Band 5 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*, 1997: Teil I: Windatlas
- Band 6 *W. von Hoyningen-Huene* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1997: Sediment and Aerosol
Teil I: Beiträge zur Alfred-Wegener-Konferenz, Leipzig 1997
Teil II: Aktuelle Beiträge aus dem Institut für Meteorologie
- Band 7 *B.-R. Beckmann*, 1997: Veränderungen in der Windklimatologie und in der Häufigkeit von Sturmhochwassern an der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns
- Band 8 *P. Posse*, 1997: Bestimmung klimarelevanter Parameter des maritimen Aerosols unter besonderer Berücksichtigung der Nichtkugelform realer Aerosolteilchen
- Band 9 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1998: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig III
- Band 10 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst, Teil II, 1998:
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*: Vergleich Windatlas –Beobachtungsdaten;
M. Börngen, H.-J. Schönfeldt, F. Riechmann, G. Panin und *G. Tetzlaff*:
Seegangsatlas; *M. Stephan* und *H.-J. Schönfeldt*: Sedimenttransportatlas
- Band 11 *J. Rissmann*, 1998: Der Einfluß langweiliger Strahlungsprozesse auf das bodennahe Temperaturprofil
- Band 12 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1999: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IV
- Band 13 *U. Müller, W. Kuttler* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1999: Workshop Stadtklima 17. / 18. Februar 1999 in Leipzig
- Band 14 *R. Surkow*, 1999: Optimierung der Leistungsverfügbarkeit von Windenergie durch ihre Integration in Wind-Biogas-Hybridanlagen
- Band 15 *N. Mölders*, 1999: Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkungen auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung
- Band 16 *G. Tetzlaff* und *U. Grünwald* (Edn.), 1999: 2. Tagung des Fachausschusses Hydrometeorologie 15./16. 11. 1999 in Leipzig

- Band 17 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2000: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig V*
- Band 18 *K. Arnold, 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 19 *A. Ziemann, 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 20 *Ch. Jacobi, 2000: Midlatitude mesopause region dynamics and its coupling with lower and middle atmospheric processes*
- Band 21 *M. Klingspohn, 2000: Interdekadische Klimavariabilität über dem Nordatlantik – Statistische Analysen und Modellstudien –*
- Band 22 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2001: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VI*
- Band 23 *K. Arnold, A. Ziemann, G. Tetzlaff, V. Mellert und A. Raabe (Edn.), 2001: International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods 06. - 07.03.2001 in Leipzig*
- Band 24 *O. Fanenbruck, 2001: Ein thermophysiolgisches Bewertungsmodell mit Anwendung auf das Leipziger Stadtgebiet*
- Band 25 *M. Lange, 2001: Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion*
- Band 26 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2002: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VII*
- Band 27 *M. Simmel, 2002: Ein Modul zur spektralen Beschreibung von Wolken und Niederschlag in einem Mesoskalenmodell zur Verwendung auf Parallelrechnern*
- Band 28 *H. Siebert, 2002: Tethered-Balloon Borne Turbulence Measurements in the Cloudy Boundary Layer*
- Sonderband *G. Tetzlaff (Hrsg.), 2002: - Atmosphäre - Aktuelle Beiträge zu Luft, Ozon, Sturm, Starkregen und Klima*
- Band 29 *U. Harlander, 2003: On Rossby wave propagation in atmosphere and ocean*
- Band 30 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2003: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VIII*
- Band 31 *M. Wendisch, 2003: Absorption of Solar Radiation in the Cloudless and Cloudy Atmosphere*
- Band 32 *U. Schlink, 2003: Longitudinal Models in Biometeorology: Effect Assessment and Forecasting of Ground-level Ozone*
- Band 33 *H. Heinrich, 2004: Finite barotrope Instabilität unter synoptischem Antrieb*
- Band 34 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2004: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IX*
- Band 35 *C. Stolle, 2004: Three-dimensional imaging of ionospheric electron density fields using GPS observations at the ground and onboard the CHAMP satellite*
- Band 36 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2005: Meteorologische Arbeiten (X) und Jahresbericht 2004 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig*