

Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig



ISBN 978-3-9811114-5-3

**Meteorologische Arbeiten (XIV) und
Jahresbericht 2008 des Instituts für
Meteorologie der Universität Leipzig**

Hrsg.: Armin Raabe

Leipzig 2009

Band 45

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

M. Beyer, H.-J. Schönfeldt Vermessung von äolischen Sandrippeln	1
S. Plagemann, H.-J. Schönfeldt Mittlere Saltationslänge und deren Bestimmung	13
M. Beyer, A. Raabe Standardisierte Turbulenzspektren für die numerische Berechnung der windgetriebenen Ausbreitung von Pflanzensamen	23
C. Walther Einfluss der Orografie auf konvektiven Niederschlag	37
M. Wilsdorf, G. Fischer, A. Ziemann Einfluss der vertikalen Auflösung der Eingangsprofile bei einem Schallstrahlenmodell	45
G. Fischer, A. Ziemann Untersuchung des Einflusses der variierenden urbanen Grenzschicht auf die Schallausbreitung	57
A. Ziemann, R. Schimmel Abschätzung des Atmosphäreinflusses auf Messung und Prognose von Schallpegeln an Autobahnen	69
Ch. Schmidt, A. Ziemann, U. Schlink Lässt sich die Aerosolbelastung von Stadtgebieten aus Satellitenbildern ableiten?	83
K. Eichler, A. Raabe, M. Bender Untersuchung des Einflusses atmosphärischer Strukturen auf GPS-Laufzeitverzögerungen	99
M. König, H.-J. Schönfeldt, A. Raabe Zur Korrektur von Infrarot-Thermografie-Bildern in der Meteorologie	115
S. Otto, T. Trautmann On a generalised G-function in radiative transfer theory of turbid vegetation media	131
P. Hoffmann, Ch. Jacobi, S. Gimeno-Garcia Using python language for analysing measurements from SABER instrument on TIMED satellite	139
Ch. Jacobi Possible signal of tropospheric circulation patterns in middle atmosphere dynamics, Collm (51.3°N, 13°E) mesosphere lower thermosphere winds 1979-2008	153
G. Stober, Ch. Jacobi Cosmic-Noise Observation with a Standard Meteor Radar	163
Jahresbericht des Instituts für Meteorologie 2008	179

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Vermessung von äolischen Sandrippeln

Marcus Beyer und Hans-Jürgen Schönfeldt

Zusammenfassung

Der Transport von Sand ist geprägt durch die Ausbildung von Strukturen. Die kleinste Form bezeichnet man als Rippel. Da die Dimension von äolischen Sandrippeln nicht sehr groß ist, existieren nur wenige Messungen welche direkt am Strand oder in der Wüste durchgeführt wurden. In diesem Artikel wird ein Messverfahren vorgestellt, welches eine Vermessung von Höhenunterschieden im Sandfeld in der Größenordnung von Millimetern ermöglicht. Die durch die sogenannte „Schattenwurf-Methode“ erhaltenen Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit der Literatur.

Außerdem werden Erkenntnisse aus der Untersuchung von Sandkorngrößenverteilungen an verschiedenen Positionen eines Rippels aufgezeigt.

Des Weiteren wird in dieser Arbeit eine Methode vorgestellt, welche es ermöglicht, ein durchgängiges Höhenprofil für ein vermessenes Sandrippelfeld zu erstellen. Das Ergebnis erlaubt eine genauere Betrachtung und Analyse des Verlaufs von Rippelbergen und Rippeltälern.

Summary

The transport of sand is affected by the development of structures. The smallest kind of them is called ripple. Owing to the fact that the dimension of aeolian sand ripples is not very large there are only a few measurements that were made directly at the beach or in the desert. This article presents a measurement method that provides the possibility of measuring height differences in the dimension of millimetres. The results achieved by the so called “shadow-cast” method are in good agreement with that found in literature.

In addition, findings concerning the investigation of the sand grain size distribution at different positions on the ripple are presented.

Furthermore, a possibility of producing continuous profiles of a measured sand ripple field, is presented in this work. The result allows a specified observation and analysis of developing ripple crests and ripple troughs.

1. Einleitung

Wenn Sand transportiert wird bilden sich häufig interessante Strukturen, deren Größenordnung sehr vielfältig ist (Wilson, 1972). Die kleinste Klasse bezeichnet man als Rippel. Diese findet man an Grenzschichten zwischen einer Unterlage, bestehend aus granularer Materie, und dem strömenden Fluid. Als granulare Materie bezeichnet man eine Substanz, welche aus kleinen, festen Kügelchen oder Körnern besteht und eine makroskopische Erscheinungsform darstellt (Krülle, 2008). Granulare Materie, welche nach Fluiden die zweitgrößte Substanz auf der Erde ist, umfasst nicht nur Sand, sondern auch Kaffee, Tee, Zucker und vieles anderes mehr. Aufgrund der großen Anzahl an Freiheitsgraden jedes einzelnen Partikels, führen die Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Teilchen zu hochgradig nichtlinearen Prozessen.

Diese machen Berechnungen und Simulationen äußerst aufwendig und schwierig. Zur Verbesserung von Modellen ist man daher auch auf praktische Messungen angewiesen. Diese können zum Teil im Windkanal durchgeführt werden (Andreotti *et al.*, 2006; Seppälä und Lindé, 1978). Allerdings lassen sich dort realistische Messbedingungen nicht mit ausreichender Zufriedenheit herstellen. Es ist daher unumgänglich sich mit Messungen in der freien Natur auseinanderzusetzen. Aufgrund der Schwierigkeiten, die damit verbunden sind, gibt es aber bisher nur wenige Messungen (z.B. Sharp, 1963).

Die Anwendungsmöglichkeiten für die Ergebnisse, die man aus der Rippelforschung gewinnen kann, sind vielseitig. Zum einen ist es unerlässlich sich mit diesen Strukturen auseinander zu setzen, wenn man mehr über den Sandtransport erfahren möchte, da die Verfrachtung in solchen Organisationsformen abläuft. Zum anderen findet man solche Strukturierungen auch in anderen Substanzen. Granulare Materie findet in der Industrie weitreichend Anwendung. Bei der Sortierung von Materialien oder bei der Bearbeitung der Oberflächenstrukturen von Werkstoffen kann man ähnliche Wellenstrukturen beobachten (Krülle, 2008). Erkenntnisse aus der Sandrippelforschung können also vielfältig verwendet werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Nutzung der Messungen für die Forschung auf dem Gebiet der Klimatologie und Geomorphologie. Die Erscheinungsform von Rippeln ändert sich in Abhängigkeit von der Art des wirkenden Fluides (Wind oder Wasser) und der Anströmungsrichtung (Bagnold, 1941). Es ist möglich aus der Form und den Größenverhältnissen diese Unterscheidungen vorzunehmen. Aus in Gestein verfestigten Rippelmustern kann man somit auch Aussagen über das frühere Klima und die Wasserverteilung an verschiedenen Orten auf der Erde machen.

Ein aktuelles Forschungsgebiet ist die Untersuchung von Rippelstrukturen die man mit Hilfe von Satellitenbildaufnahmen auf dem Mars entdeckt hat (Greeley and Iverson, 1985). Diese Arbeiten können wichtige Erkenntnisse über die geomorphologische Geschichte des Planeten liefern und vielleicht Antworten auf die Frage geben, ob es einmal Wasser auf dem Mars gegeben hat.

2. Messmethoden

2.1. Vermessung der Wellenlänge

Die Wellenlänge von Sandrippeln ist nicht sonderlich schwer zu bestimmen. In der Regel verwendet man dafür einen Zollstock oder irgendeine andere Messeinheit. Diese wird senkrecht zu den Rippeln gelegt. Zur Bestimmung der mittleren Wellenlänge ist es ratsam den Abstand mehrerer Rippelberge zu vermessen und durch deren Anzahl zu dividieren (z.B. Walker, 1981).

2.2. Vermessung der Höhe

Die Rippelhöhe zu bestimmen ist deutlich komplizierter. Der Grund hierfür lässt sich einfach mit der Größenordnung begründen. In der Regel liegt diese im Bereich weniger Millimeter.

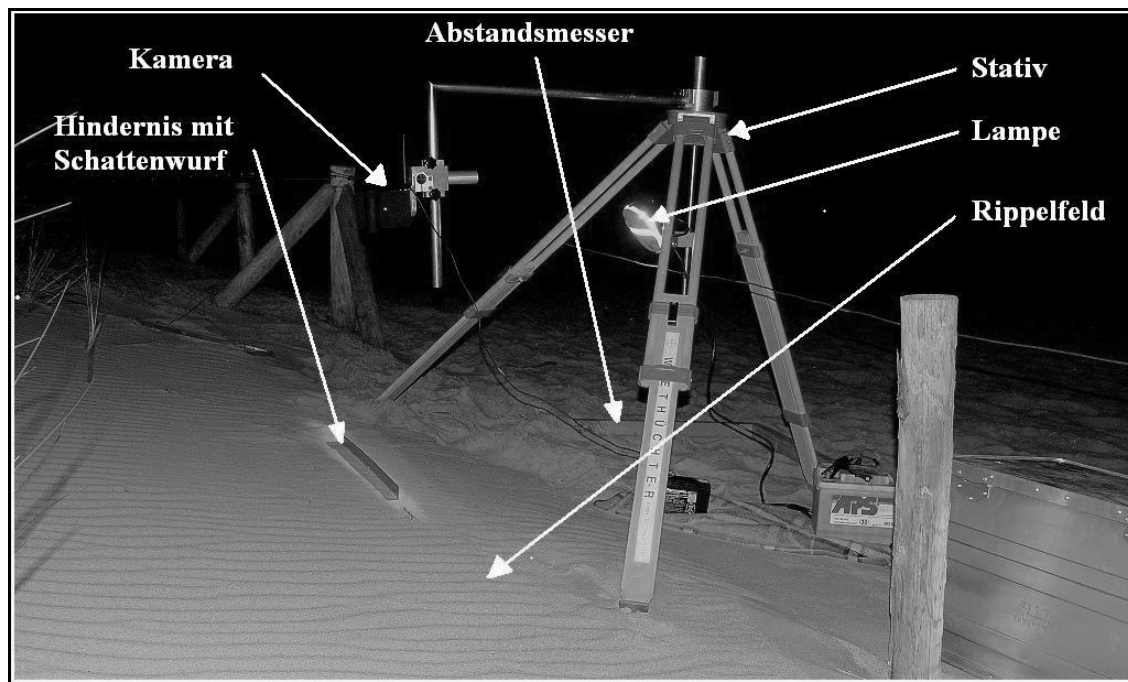


Abb. 1: Messaufbau bei einer Nachtmessung am Strand von Zingst (24.09.2008).

Ansätze gab es in der Vergangenheit einige. So wurde von Sharp eine kleine Plexiglasplatte über zwei aufeinander folgende Rippelberge getan und davon ausgehend die Höhe vermessen (Sharp, 1963). Um zu verhindern, dass der Messstab in den Sand eindringt, wurde ein kleines Papierstück auf den Boden des Rippeltroges gelegt.

Diese direkten Messungen sind allerdings ziemlich ungenau, insbesondere aufgrund der Beeinflussung des Rippelmusters. Für die Untersuchungen in Zingst wurde daher eine andere Methode genutzt, welche mit den Schattenlängen arbeitet, die von einem Hindernis geworfen werden. Diese Schattenwurfmethode wurde erstmals 1986 von Werner *et al.* vorgestellt und von Niedzielski *et al.* 2006 wieder aufgegriffen. Das Prinzip, welches dahinter steckt, ist recht einfach: Ausgehend von einer Lichtquelle, wird ein Schatten von einem im Sandfeld positionierten Hindernis geworfen. Dieses Hindernis ist genau senkrecht zu den Rippelbergen, in Richtung des Windes, aufgestellt. Da die Schattenlänge im Tal länger ist als am Berg, ist es möglich aus der Differenz der beiden Längen auf die Rippelhöhe zu schließen.

Bisher diente als Lichtquelle immer die Sonne. Die Strahlen wurden unter Zuhilfenahme eines Spiegels derart ausgerichtet, dass diese genau senkrecht auf das Hindernis fallen (Werner *et al.*, 1986; Niedzielski *et al.*, 2006). Damit kann man direkt aus dem Einfallswinkel und der Schattenlänge auf die Rippelhöhe schließen. Für die Experimente in Zingst wurde der Messaufbau etwas vereinfacht. Es wurde keinerlei Spiegelkonstruktion verwendet. Stattdessen wurde bei jeder Messung die genaue Zeit notiert. Dadurch ist es im Nachgang möglich, den genauen Höhenwinkel und den entsprechenden Azimutwinkel zu bestimmen. Des Weiteren wurde die Messapparatur dahingehend erweitert, dass auch Messungen bei Nacht möglich waren. Dafür wurde eine Konstruktion mit einer Lampe an das Stativ angebracht. Als Lampe wurde hierfür eine Autolampe verwendet. Um zu verhindern, dass der Strahleneinfall aus verschiedenen Richtungen zu einem unscharfen Schatten führt, wurde die Lampe oben und unten mit Pappe abgeklebt, sodass nur noch ein schmaler Streifen übrig blieb.

Zur Aufnahme des Schattenprofils wurde ein Metallwinkelrohr an das Stativ angebracht (siehe Abb. 1). Am Ende dieser Verlängerung konnte man dann die Kamera befestigen. Die Bilder wurden mit einer Panasonic LUMIX DMC FZ30 aufgenommen. Für Videos und Bilder unter starkem Sandflug wurde eine WLAN Kamera von EDIMAX genutzt (IEEE 802.11g 54Mbps). Diese hatte eine Auflösung von 640 x 480 Pixeln. Die Aufnahmen der WLAN Kamera wurden unter Zuhilfenahme eines WLAN-Routers in die Messhütte zum Laptop übertragen. Der Router von Linksys (WRT54GC ver. 2.0) war an einer Stange auf der Düne angebracht.

Der Messablauf lässt sich wie folgt zusammenfassen: Zunächst wird das Hindernis senkrecht zum Rippelfeld in den Sand gesteckt (Abb. 2, rechts). Anschließend positioniert man das Stativ derart, dass sich die Kamera genau senkrecht über dem Schattenverlauf befindet. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Kamera eine festgelegte Höhe über der Sandoberfläche hat um später die Pixelanzahl in eine Länge umrechnen zu können. Wenn für die Erzeugung des Schattens die Lampe genutzt wird, müssen die exakte Höhe über Sandoberfläche und der Abstand bis zum Hindernis vermessen werden. Aus praktischen Gründen baut man sich aus zwei Holzblöcken einen vordefinierten Abstandsmesser, um die Prozedur zu beschleunigen. Verwendet man hingegen die Sonne als Lichtquelle, notiert man sich die genaue Uhrzeit. Anschließend wird das Foto aufgenommen. Es ist noch wichtig den Neigungswinkel der Sandoberfläche zu bestimmen, da dieser den Einfallswinkel der Lichtstrahlen verändert. Dies geschieht unter Nutzung einer Wasserwaage und eines Zollstockes. Die eine Seite der Waage wird auf der Sandoberfläche abgelegt und das andere Ende soweit angehoben, bis die Luftblase einen horizontalen Verlauf anzeigt. Die Höhe wird mit Hilfe des Zollstockes gemessen und der Neigungswinkel unter Berücksichtigung der bekannten Länge der Waage berechnet.

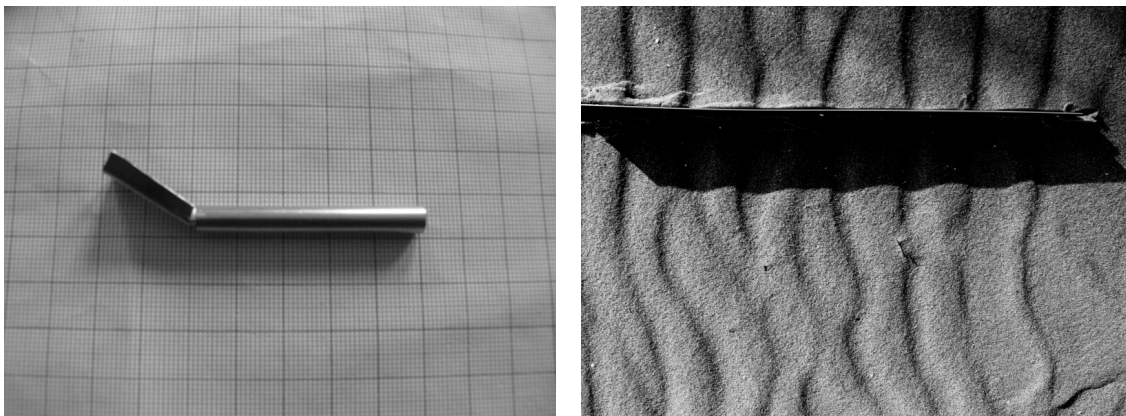


Abb.2: Kleines Schöpfelchen zur Entnahme von Sandproben (links), Hindernis mit Schattenwurf bei Sonnenlicht (rechts).

2.3. Sandkorngrößenverteilung

Die Schwierigkeit bei der Entnahme von Sandproben liegt darin, die Proben exakt von den gewünschten Stellen zu erhalten, ohne dabei, durch eine Verschiebung der Sandoberfläche, Fehler zu begehen. Zu Realisierung gibt es mehrere Möglichkeiten. So kann man sich ein Glasröhrchen zu Hilfe nehmen, welches an einer Seite durch einen kleinen Gummiball verschlossen ist. Man drückt nun den Ball gegen das Röhrchen und positioniert die andere Öffnung über die Stelle, von welcher die Probe

genommen werden soll. Nun löst man den Druck und die Sandkörner werden in das Glasröhrchen gezogen (Seppälä und Lindé, 1978).

Für die in Zingst genommenen Proben wurde eine andere Technik genutzt. Dafür wurde ein kleines Schäufelchen angefertigt (Abb. 2, links). Dieses hatte die besondere Eigenschaft, dass die Dicke des verwendeten Metalls dünner gewesen ist, als der Durchmesser eines Sandkornes. Damit wurde das Voranschieben von Sandkörner, bei der Entnahme der Probe, deutlich reduziert, und damit auch die Fehler in Bezug auf die exakte Position.

2.4. Bestimmung eines Rippelprofils

Zur Verbesserung der Auswertung und Interpretation der aufgenommenen Schattenbilder wäre es sinnvoll direkt aus dem aufgenommenen Bild ein Profil zu erstellen. Dafür muss der Verlauf der Schattenkante direkt in eine Höhenverteilung umgerechnet werden. Zur Realisierung wurde ein Verfahren entwickelt, welches kurz vorgestellt wird (siehe Abb. 3). Zunächst wird das erhaltene Schattenbild deutlich aufgehellt, mit der Zielstellung, nur noch den Schattenverlauf übrig zu haben. Aufgrund der Topographie und den damit einhergehenden anderen Schattenwürfen, ist dies natürlich nicht vollends möglich. Das Bild wird so ausgeschnitten, dass nur noch das Hindernis mit dem Schatten zurück bleibt. Der Ausschnitt wird auf Schwarz-Weiß reduziert. Damit nur der vom Hindernis ausgehende Schatten schwarz ist, müssen per Hand alle auf anderen Ursachen beruhenden schwarzen Pixel entfernt werden. Das zurückbleibende Bild kann weiter analysiert werden. Hierzu wird das Programm Image Magick (Version 6.4.4 Q16) verwendet. Dieses analysiert jeden Pixel im Bild und ordnet ihn entweder als schwarz oder weiß ein. Als Ergebnis erhält man eine Textdatei, welche die einzelnen Pixel mit ihrer entsprechenden Farbe auflistet.

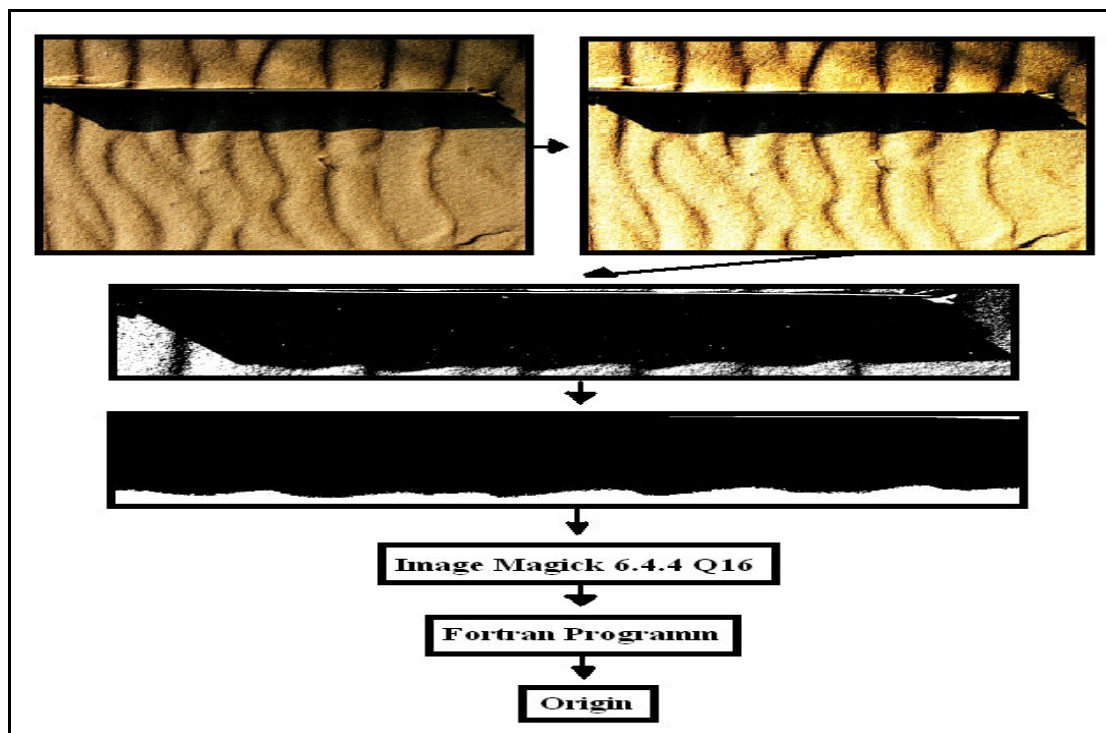


Abb. 3: Vorgehensweise bei der Erstellung eines Rippelprofils.

Das erhaltene Ergebnis muss weiter ausgewertet werden. Dafür wurde ein Fortran Programm geschrieben, welches die Textdatei ausliest und in der Lage ist, die Anzahl der schwarzen Pixel in jeder Spalte aufzuaddieren. Als Ergebnis erhält man für jede Spalte einen bestimmten Zahlenwert. Diese lassen sich in Höhenwerte umrechnen und man erhält einen Höhenverlauf des Rippelfeldes. Zur Untersuchung der Rippelformen müssen zusätzlich noch die Anstiegs- bzw. Abfallwinkel entlang des Höhenprofils berechnet werden. Die erhaltenen Ergebnisse werden schließlich unter Zuhilfenahme von Origin (Version 7.0) graphisch veranschaulicht.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Die Rippelmorphologie

Um am Strand von Zingst Rippel hervorzurufen, muss der Wind strandparallel wehen, und damit aus östlichen oder aus westlichen Richtungen kommen. Für nördliche oder südliche Richtungen wäre der Laufweg über der Sandoberfläche zu kurz, um diese Strukturen auszubilden. Außerdem führt die Düne bei südlichen Winden zu einer deutlichen Geschwindigkeitsreduzierung.

Für die Aktivierung des Kornfluges ist eine gewisse Schubspannungsgeschwindigkeit erforderlich ($u_* \approx 0.3 \text{ m/s}$). Es ist darüber hinaus von Nöten, dass der Sand trocken ist. Das heißt, es darf längere Zeit vor der Messung kein Regen gefallen sein. All diese Einschränkungen haben die Ermittlung von brauchbaren Messergebnissen bedeutend erschwert. Zur Auswertung standen zwei Tage mit Ostwind (24. und 25.09.2008) und ein Tag mit Westwind (01.10.2008) zur Verfügung.

Von jedem aufgenommenen Bild wurden die Schatten, die von den einzelnen Rippeln geworfen wurden, einzeln vermessen und in Rippelhöhen bzw. Rippelwellenlängen umgerechnet. Dafür wurde das Programm GIMP (Version 2.4.7) verwendet, welches Längenmessungen innerhalb des Bildes erlaubt und diese in Form von Pixeln angibt. Aus dem Wissen über die Umrechnung von Pixeln in eine Längenangabe, können schließlich die gesuchten Größen ermittelt werden.

Wenn als Lichtquelle für die Messungen die Lampe genutzt wird (Abb. 4, rechts), kann man recht einfach unter Zuhilfenahme des Strahlensatzes eine Beziehung für die Rippelhöhe herleiten. Dafür muss die Differenz aus der kurzen und der langen Schattenlänge genommen werden.

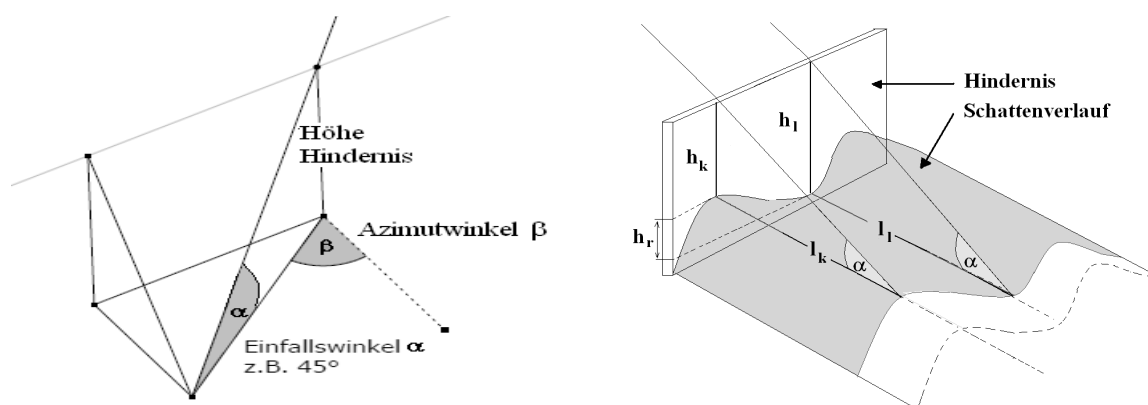


Abb. 4: Veranschaulichung des Strahlenverlaufes beim Lichteinfall: Verwendung der Sonne (links), Verwendung der Lampe (rechts).

Die Endgleichung für die Rippelhöhe hat die folgende Form:

$$h_r = \frac{l_1 \cdot H}{L + l_1} - \frac{l_k \cdot H}{L + l_k},$$

wobei L und H , der Abstand bzw. die Höhe der Lampe sind und l_1 und l_k die Schattenlängen von Tal und Berg bezeichnen.

Nutzt man als Lichtquelle hingegen die Sonne, muss auch der Schrägeinfall mit berücksichtigt werden (Abb. 4, links). Auch hier ergibt sich die Berechnung aus einer einfachen geometrischen Beziehung.

$$h_r = (l_1 - l_k) \cdot \frac{\tan \alpha}{\cos(90 - \beta)},$$

hierbei bezeichnen die Winkel α und β jeweils den Höhen- und den Azimutwinkel.

Es ist wichtig darauf hinzuweisen, dass in beiden Gleichungen noch die Korrektur um den Anstiegswinkel der Sandoberfläche mit berücksichtigt werden muss.

Bei den Experimenten in Zingst wurden insgesamt 61 Rippel vermessen. Man kann die Höhenwerte über die Wellenlänge abtragen (Abb. 5).

Man erkennt sofort einen linearen Zusammenhang, sodass mit zunehmender Wellenlänge auch die Rippelhöhe zunimmt. Dies verwundert nicht und wurde auch schon von anderen Autoren festgestellt (z.B. Seppälä und Lindé, 1978). Die Streuung um den Anstieg ist allerdings recht deutlich. Zwei Gründe kommen hierfür in Frage. Zum einen waren die Messbedingungen, wie oben beschrieben, nicht ideal. Auf der anderen Seite schwankt die Erscheinungsform aber auch deutlich von einem zum anderen Rippel, beeinflusst von der Neigung des Sandfeldes, Hindernissen und vielen anderen Faktoren. Die mittlere Rippelwellenlänge bei den Messungen in Zingst liegt bei 62 mm und die gemittelte Höhe der Rippel bei 3 mm.

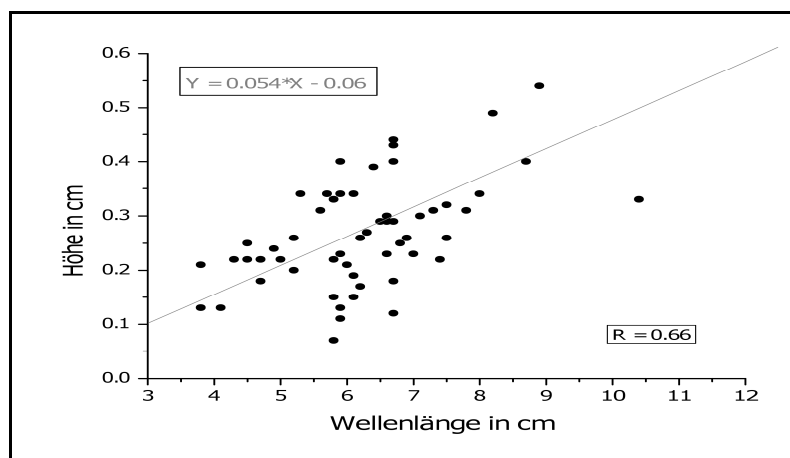


Abb. 5: Abhängigkeit der Höhe von der Wellenlänge.

Durch die Annahme eines linearen Zusammenhanges lässt sich eine Maßzahl bestimmen: Der Rippelindex (z.B. Anderson, 1990). Dieser beschreibt das Verhältnis aus Wellenlänge und Höhe.

$$RI = \frac{\lambda}{H}$$

Die Maßzahl dient der Charakterisierung der Rippelart. So deuten Werte von 12 bis 20 auf einen äolischen Ursprung hin (Tanner, 1964). Bei der Berechnung der Maßzahl für die Werte in Zingst ergibt sich ein Wert von 18. Daher kann man davon ausgehen, dass die Vermessung der Rippel korrekt ist und weitere Analysen möglich sind.

Darüber hinaus lässt sich noch eine zweite Maßzahl berechnen, wenn man das Verhältnis aus dem horizontalen Abstand von Tal zu Berg (Luvhang) und Berg zu Tal (Leehang) bildet.

$$RSI = \frac{d_{\text{luv}}}{d_{\text{lee}}}$$

Führt die Berechnung zu einem Wert von etwa 1, handelt es sich um eine symmetrische Gestalt. Für die asymmetrischen Windrippel sind Werte von 2 bis 4 typisch. Es ist nun möglich beide Indizes in einem Graphen gegeneinander abzutragen. Diese Darstellung eröffnet die Möglichkeit, mit einer Sicherheit von 90 % (Tanner, 1964), eine Aussage darüber zu machen, ob es sich um windgetriebene Rippel handelt oder um solche, die in Wasser erzeugt wurden. Außerdem kann man zwischen denen unterscheiden, die durch oszillierendes Wasser gebildet wurden und jenen, die einer Strömung zu Grunde liegen. In Abbildung 6 ist die Gegenüberstellung der beiden Maßzahlen veranschaulicht. Die gestrichelten Linien umrahmen den Bereich für die windgetriebenen Rippel (nach Tanner, 1964). Man erkennt sehr schön, dass fast alle vermessenen Rippelstrukturen sich in diesem Bereich befinden. Auch dies steht also in guter Übereinstimmung mit der Literatur.

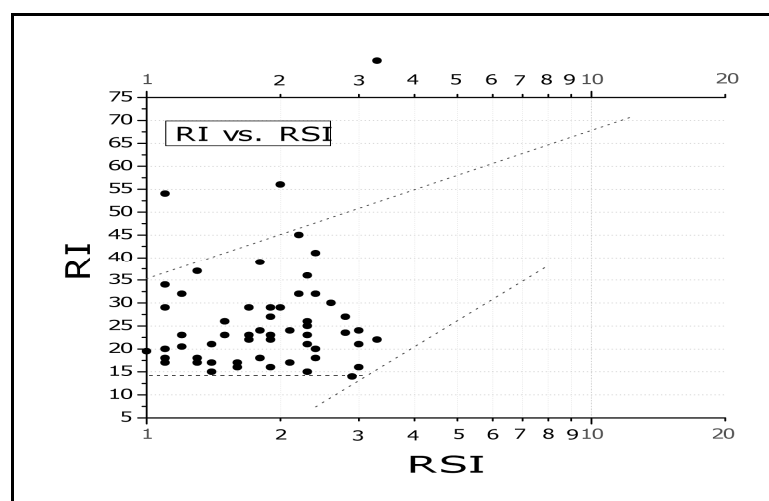


Abb. 6: Gegenüberstellung von Rippelindex und Rippelsymmetrieindex zur Untersuchung des Windursprungs (gestrichelte Linien nach Tanner, 1964) .

3.2. Sandkorngrößenverteilung

Die Größenverteilung der Sandkörner ist abhängig von der Position auf dem Rippel. Um dies zu untersuchen, wurden Proben von Bergen und Tälern, sowie von Lee- und Luvhang, genommen. Die erhaltenen Sandproben wurden mit einer Siebmaschine in Klassen unterteilt. Dafür wurden insgesamt sechs Siebe mit unterschiedlichen Lochgrößen verwendet (125µm, 200µm, 250µm, 315µm, 500µm, 630µm), wodurch eine Unterteilung in sieben verschiedene Größenklassen möglich war. Die Siebe wurden übereinander angeordnet und in einer Rüttelvorrichtung befestigt. Die Siebzeit betrug jeweils zehn Minuten pro Probe.

Das Ergebnis ist in Abbildung 7 zu sehen. Bei einem Vergleich von Rippelberg und Rippeltal (Abb. 7, oben links) erkennt man eine Verschiebung der Korngrößenverteilung hin zu größeren Werten auf dem Berg. Dies kann man verstehen wenn man die Windverteilung betrachtet. Die Geschwindigkeit ist auf den Rippelbergen deutlich höher. Dort werden vor allem kleinere Körner abgetragen, während die Größeren, aufgrund ihre Gewichtes, eher liegen bleiben (Sharp, 1963). Dies führt dazu, dass es auf dem Rippelberg zu einer Verschiebung hin zu größeren Teilchen kommt. Im Rippeltal, hingegen, wirkt der Wind kaum und ist nicht in der Lage Körner, unabhängig von deren Korngröße, fort zu tragen. Daher kann eine Entmischung der Sandkörner nicht stattfinden und es ergeben sich entsprechend kleinere Korngrößen. Nun wird die Verteilung auf dem Lee- und dem Luvhang (Abb. 7, oben rechts) betrachtet. Nach Anderson *et al.* (1993) ist eine Verschiebung hin zu größeren Korngrößen auf dem Luvhang zu erwarten.

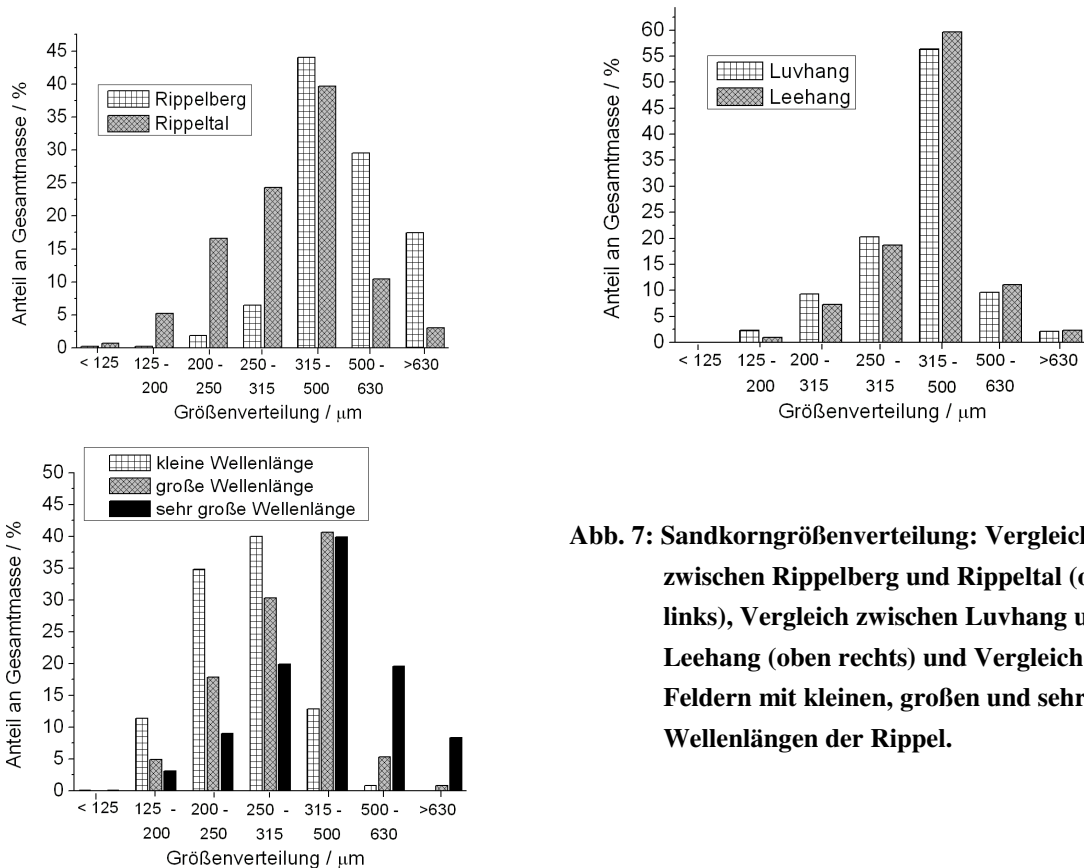


Abb. 7: Sandkorngrößenverteilung: Vergleich zwischen Rippelberg und Rippeltal (oben links), Vergleich zwischen Luvhang und Leehang (oben rechts) und Vergleich von Feldern mit kleinen, großen und sehr großen Wellenlängen der Rippel.

Die Ursache hierfür sei im Saltationsprozess zu finden. Trifft ein Korn auf das Sandbett, werden vor allem die kleineren Partikel herausgeschlagen, während die größeren Körner eher liegen bleiben. Der Leehang ist, aufgrund seiner Neigung, abgeschattet von diesem Prozess, da Saltation nur für Einschlagswinkel bis etwa 15° effektiv ist (Rumpel, 1985). Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer Schattenzone.

Ein solcher Korngrößenunterschied lässt sich allerdings nicht in den Proben von Zingst wieder finden und damit auch die Behauptung nicht bestätigen.

Des Weiteren wurde die Abhängigkeit der Korngrößenverteilung von der Rippelgröße untersucht. Hierfür wurden Proben von Rippeln mit einer kleinen, großen und sehr großen Wellenlänge (und entsprechend Höhe) genommen. Sofort lässt sich erkennen (Abb. 7, unten links), dass die Dimension des Rippels eine deutliche Abhängigkeit von der Korngröße der beteiligten Sandkörner besitzt. Umso größer der Durchmesser, desto größer sind Wellenlänge und auch Höhe. Dies ist auch der Grund, weshalb verschiedene Autoren zur besseren Vergleichbarkeit, Höhe und Wellenlänge in Vielfachen des Korngrößendurchmessers angeben (Landry and Werner, 1994).

3.3. Rippelprofil

Das Verfahren aus Kapitel 2.3 wurde exemplarisch auf ein Rippelprofil angewendet, welches sich durch Ostwind gebildet hatte (Abb. 8). Die Abbildung zeigt zum einen den Verlauf des Höhenprofils (oben) und zum anderen den Verlauf der Anstiegs- und Abfallwinkel (unten). Das Profil verläuft von Ost (links) nach West (rechts). Sehr schön ist die asymmetrische Rippelstruktur, mit einem flacheren Luvhang und einem, vor allem zu Beginn, steil abfallenden Leehang. Als Beispiel soll der Rippel bei einer Länge von 250 mm betrachtet werden. Die horizontale Distanz des Luvhanges reicht von 200 mm bis 250 mm, während die Länge des Leehanges nur von 250 mm bis 280 mm reicht. Die Asymmetrie ist bedingt durch einen flacheren Anstieg des Hanges windaufwärts. Die Neigung beträgt etwa 10° bis 15° . Der Hang stromabwärts zeigt hingegen einen deutlich steileren Abfall von bis zu 35° . Letzterer Winkel wird als „angle of repose“ bezeichnet (Metha, 1992) und charakterisiert den maximal möglichen Abfall, bevor ein Sandhaufen instabil wird. Wird der Winkel überschritten, kommt es zu Abrutschprozessen, welche den Rippel wieder stabilisieren.

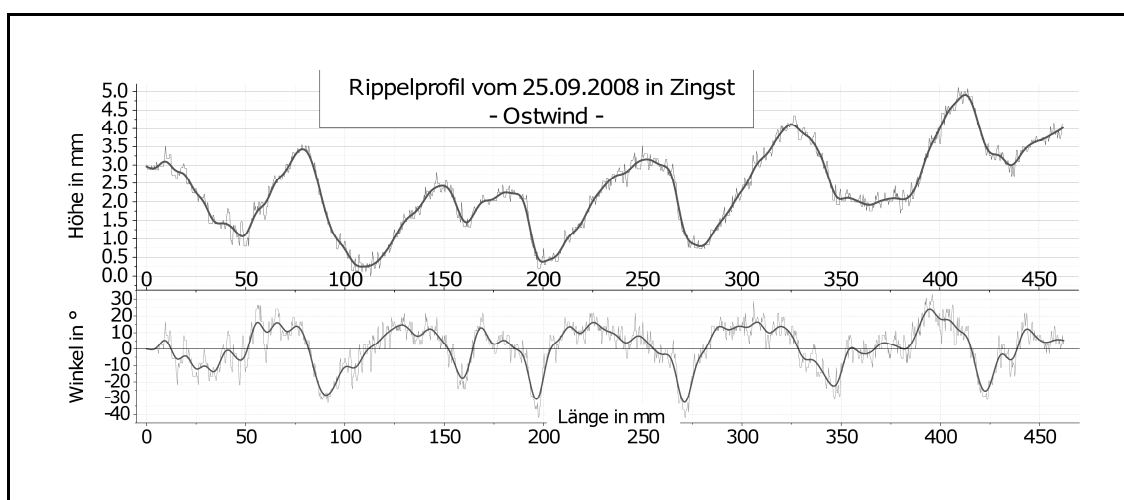


Abb. 8: Rippelprofil vom 25.09.2008: Höhenverlauf (oben), Verlauf der Neigungswinkel (unten).

Bei etwa 160 mm erkennt man ein viel flacheres Rippeltal, als bei den übrigen Rippeln. Grund hierfür ist eine in der Nähe befindliche Defektstelle (Bifurcation) (Anderson, 1990). Dort kommt es zu Aufspaltung eines Rippelberges in zwei Rippelberge. Direkt an der Übergangphase ist daher der Trog noch nicht richtig ausgebildet und entsprechend flacher.

Es sollte festgehalten werden, dass jeder Rippel eine leicht andere Gestalt hat und auch diejenigen in direkter Nachbarschaft nicht genau identisch sind.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die Untersuchungen am Strand von Zingst geben die wesentlichen Merkmale von Sandrippeln wieder. Die asymmetrische Rippelgestalt geht mit einem flach ansteigenden Luvhang und einem, vor allem im oberen Bereich, steil abfallenden Leehang, einher. Die vorgestellte Schattenwurfmethode stellt eine gute Methode zur Vermessung der Rippelhöhe dar. Mit einer durchschnittlichen Wellenlänge von 62 mm und einer mittleren Höhe von etwa 3 mm stehen die Werte in guter Übereinstimmung mit anderen Messergebnissen (Seppälä und Lindé, 1978; Sharp, 1963). Die Sandkorngrößenverteilung zeigt einen deutlichen Unterschied zwischen Rippelberg und -tal, während Differenzen zwischen Luv- und Leehang nicht gefunden werden konnten. Dagegen war es möglich eine deutliche Abhängigkeit der Wellenlänge und Höhe vom Durchmesser der Sandteilchen zu finden. Durch eine Gegenüberstellung von Rippelindex und Rippelsymmetrieindex ist es möglich, die vermessenen Strukturen eindeutig einem äolischen Ursprung zu Grunde zu legen.

Die entwickelte Methode zur Erstellung eines fortlaufenden Rippelprofils hat neue Möglichkeiten in der Vermessung und der genauen Analyse von Sandrippeln eröffnet, und sollte in der Zukunft weiter verbessert werden, um die genaue Gestalt von natürlich geformten Rippeln zu untersuchen. Dahingehend sollte ein genauere Blick auf Besonderheiten im Feld geworfen werden, um auf diesem Gebiet neue Erkenntnisse zu erlangen. Dies betrifft Defektstellen und andere Besonderheiten.

Eine Verfeinerung der Messapparatur sollte angestrebt werden, um auftretende Messfehler zu verkleinern. Dies betrifft zum einen die genaue Einstellung der Abstände zur Lichtquelle und zum anderen die Positionierung des Hindernisses im Sand. Eine verbesserte Kameralistung, sowohl die Auflösung, als auch die Videofunktion betreffend, würde eine exaktere Vermessung der Schatten und dessen Wanderung ermöglichen. Umso höher die Auflösung ist, desto genauer lassen sich der Schattenverlauf bestimmen und eventuelle Mikrostrukturen, wie Sekundärrippeln (Seppälä und Lindé, 1978) erkennen.

Für eine genauere Untersuchung der Korngrößenverteilung wäre eine Methode von Nöten, die eine Entnahme einzelner Schichten der Sandoberfläche, ermöglicht.

Für alle untersuchten Parameter in dieser Arbeit sollte eine zeitliche Entwicklung dieser angestrebt werden, um wichtige Aussagen über die Dynamik eines Rippelprofils, in Bezug auf Entstehung, Wachstum und auch Wanderung, zu erhalten.

5. Literatur

Anderson, R. S., 1990: Eolian ripples as examples of self-organization in geomorphological systems. *Earth-Science Review*, **29**, 77-96.

- Anderson, R. S. und Bunas, K. L., 1993: Grain size segregation and stratigraphy in Aeolian ripples modelled with cellular automata. *Nature*, **365**, 740-743.
- Andreotti, B., Claudin und P., Pouliquen, O., 2006: Aeolian sand ripples: Experimental study of fully developed states. *Physical Review Letters*, **96**, 028001-1-028001-4.
- Bagnold, R. A., 1941: The physics of blown sand and desert dunes. Dover Publications, Inc, Mineola, New York, 162-166 S.
- Cooke, R., Warren, A. und Goudie, A., 1993: Desert Geomorphology. University College London Press. Limited, London, England, 267-272 S.
- Greeley, R. und Iversen, J. D., 1985: Wind as a geological process: on Earth, Mars, Venus and Titan. Cambridge University Press., Cambridge, England.
- Krülle, C. A., 2008: Granulodynamik – Physik der granularen Materie. Physik-Kolloquium an der Universität Leipzig, Institut für Physik und Geowissenschaften.
- Landry, W. und Werner, B. T., 1994: Computer simulations of self-organized ripple patterns. *Physica D*, **77**, 238-260.
- Metha, A., 1992: Real sandpiles: dilatancy, hysteresis and cooperative dynamics. *Physica A*, **186**, 121-153.
- Niedzielski, T., Kowalczyk, K., Czysolowski, M., 2006: Statistical procedure to analyse sparse data on the morphometric parameters of aeolian sand ripples obtained by the shadow cast technique. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, **70**, 180-186.
- Rumpel, D. A., 1985: Successive aeolian saltation: studies of idealized collision. *Sedimentology*, **32**, 267-280.
- Seppälä, M. und Lindé, K., 1978: Wind tunnel studies of ripple formation. *Geografiska Annalar*, **60A**, 29-42.
- Sharp, R. P., 1963: Wind ripples. *The Journal of Geology*, **71**, 617-636.
- Tanner, W. F., 1964: Ripple mark and their uses. *Sedimentology*, **9**, 89-104.
- Walker, J. D., 1981: An experimental study of wind ripples. Masterthesis, Massachusetts Institute of Technology, Departement of Earth and Planetary Sciences.
- Werner, B. T., Haff, P. K., Livi, R. P., Anderson, R. S., 1986: Measurement of eolian sand ripple cross-sectional shapes. *Geology*, **9**, 743-745.
- Wilson, I. G., 1972: Aeolian bedforms – their development and origins. *Sedimentology*, **19**, 173-210.

Mittlere Saltationslänge und deren Bestimmung

S. Plagemann und H.-J. Schönfeldt

Zusammenfassung

Diese Studie soll einen näheren Aufschluss über die Ermittlung der mittleren Saltationslänge und somit über den Sandtransport geben. Die Bestimmung der vertikalen und horizontalen Verteilung des Sedimenttransports erfolgte mittels MWAC- und Quaderfallen-Messungen. Das dazugehörige Feldexperiment fand im März 2008 am Zingster Strand (Ostsee/Deutschland) statt. Des Weiteren wurde von Namikas im Juni 1997 in der "State Vehicular Recreation Area" (SVRA) an der kalifornischen Küste der Transport mithilfe von Vertikal- (VTRAP) und Horizontalfallen (HTRAP) ermittelt (Namikas, 2003). Die Experimente der Quaderfallen und der HTRAP wurden numerisch simuliert und auf Tauglichkeit zur Sprunglängenberechnung geprüft. Die Analyse brachte hervor, dass die vier benutzten Quaderfallen mit unterschiedlicher Länge eine unzureichende Vorhersage für den Massenfluss liefern. Die HTRAP gibt erst durch Differenz der einzelnen Fächer eine nahezu korrekte Prognose. Folglich kann durch eine Korrektur der ermittelten Werte eine zutreffende mittlere Saltationslänge errechnet werden.

Summary

This study is giving a near information about ascertaining of mean saltation length and consequently about sand transport. The vertical and horizontal distribution of transport of sediment was determined by using MWAC-sampler and cuboid traps measurements. The respective field experiment was processed on the beach of Zingst (Baltic Sea/Germany) in March 2008. Furthermore, the transport was established by using vertical (VTRAP) and horizontal traps (HTRAP) in the "State Vehicular Recreation Area" (SVRA) on the California coast in July 1997 (Namikas, 2003). The experiments of cuboid traps and HTRAPs have been simulated numerical and checked for efficiency to evaluation of jump length. The results generated an insufficient prediction of mass flux by using four cuboid traps with different length. The HTRAP delivered an almost correct prognosis when separate compartments are subtracted. Consequently a true mean saltation length is calculated by an adjustment of determined values.

1 Einleitung

In einem äolischen System ist der Wind das vorherrschende Medium für die Erosion, den Transport und die Ablagerung von Lockermaterial (Ahnert, 1996). Die daraus entstehenden Staub- und Sandemissionen sind wesentliche Bestandteile der Aerosole, die direkt oder indirekt auf die atmosphärische Strahlungsbilanz und somit auf den globalen Klimahaushalt Einfluss nehmen. Ein anderer wichtiger Aspekt ist die Winderosion über landwirtschaftlich-genutzten Flächen, die zu einer fortwährenden Abtragung der Bodenoberfläche führt. Somit trägt der Wind ungehindert organisches Material in weite Entfernungen, wodurch der Boden Nährstoffe verliert (Shao, 2000). Der Transport selbst kann auf verschiedene Art und Weise geschehen. Zum Beispiel werden Sandkörner mit Größen von 70 bis 1000 μm in der Nähe des Bodens zur sogenannten "Saltation" (lat. saltare = springen oder tanzen) angeregt. Dabei gelangen sie über einen steilen Startwinkel in die Luft bis sie ihre maximale Flughöhe (= Saltationshöhe) erreicht haben. Hiernach werden

sie vom Wind mitgerissen und zum Boden zurückgeführt. Der zurückgelegte Weg wird als Saltationslänge bezeichnet (Greeley und Iversen, 1985).

2 Transportrate, Saltationshöhe und -länge

Um die mittlere Saltationshöhe \bar{z} und -länge \bar{l} bestimmen zu können, wird die Transportrate $q(z)$ herangezogen. Sie ist die Menge an Sandkörnern, die pro Zeiteinheit durch eine Fläche (senkrecht zum Wind) in einer Höhe z fliegen. Ihre Einheit ist $[kgm^{-2}s^{-1}]$. Hierbei stellte Williams (1964) eine exponentielle Abhängigkeit fest:

$$q(z) = q_0 e^{-Bz} \quad (1)$$

wobei q_0 der Sedimenttransport in der Höhe $z = 0$ ist und B eine Konstante, die an Korngröße und Schubspannungsgeschwindigkeit gebunden ist. Integriert man $q(z)$ über die Höhe, so erhält man:

$$Q = \int_{z_0}^{z_\infty} q(z) dz = \frac{q_0}{B} \quad (2)$$

Die Dimension der integrierten Transportrate Q ist demnach $[kgm^{-1}s^{-1}]$ (Weinan et al., 1996). Für \bar{z} wird angenommen, dass 50 % des Transports unterhalb dieser Höhe stattfindet (siehe Gl. (3)). Q wird nach Gleichung (2) berechnet, woraus sich:

$$\frac{Q}{2} = \int_0^{\bar{z}} q_0 e^{-Bz} dz \quad (3)$$

ergibt. Setzt man $Q = \frac{q_0}{B}$ in (3) ein und löst darauf das Integral, so erhält man für die mittlere Saltationshöhe:

$$\bar{z} = -\frac{1}{B} \ln\left(\frac{1}{2}\right) \quad (4)$$

Im Gegensatz dazu wird \bar{l} über den Massenfluss Φ ermittelt (Gl. (5)). Eine Größe, die die Anzahl der vom Boden gelösten Körner pro Fläche und Zeit verkörpert, multipliziert mit der mittleren Masse der Körner (Owen, 1964).

$$Q = \Phi \cdot \bar{l} \quad (5)$$

3 Messfeld und Methoden

3.1 Messfeld und Versuchsaufbau

Das Feldexperiment wurde am Zingster Strand im März 2008 durchgeführt. Der Zingst gehört zum östlichen Teil der Halbinsel Fischland-Darß-Zingst an der Ostsee ($54^\circ 26'$ N, $12^\circ 41'$ O). Der Messaufbau ist in Abbildung 1 skizziert.

Für die quantitative Aussage des Transports wurden zu gewählten Uhrzeiten mit bestimmten Zeitintervallen (erste Messung: 03.03.08 von 16:49 bis 17:04 Uhr und zweite Messung: 05.03.08 von 16:15 bis 16:35 Uhr) **Modified Wilson and Cooke-Sedimentfallen (MWAC-Fallen)** und offene Quaderfallen eingesetzt. MWAC-Fallen bestehen aus 2 Röhren und einem plastischen Sammelbehälter. Über das Einströmrohr können die Körner mit der Luftzufuhr in das Behältnis transportiert werden. Für den Luftausgleich im Innern des Gefäßes sorgt das Ausflussrohr (siehe Abb. 2a). Im Gegensatz dazu werden die offenen Quaderfallen ebenerdig in den Boden gelassen.

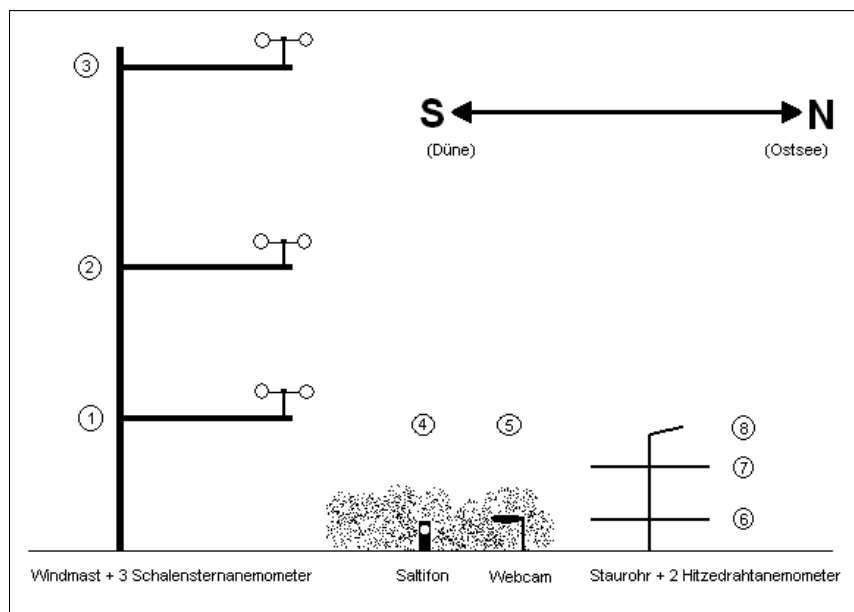


Abbildung 1: Messaufbau vom März 2008

Ihre Kantenlängen sind einheitlich 27 mm . Ihre Breiten sind verschieden ($3, 6, 12$ und 24 mm). Die eingesammelten Sandproben wurden im Leipziger Institut für Geophysik und Geologie auf ihr Gesamtgewicht untersucht. Das Abwiegen erfolgte mit der elektronischen Waage SI-603A von Denver-Instrumente. Sie besitzt einen Messfehler von $0,001\text{ g}$.

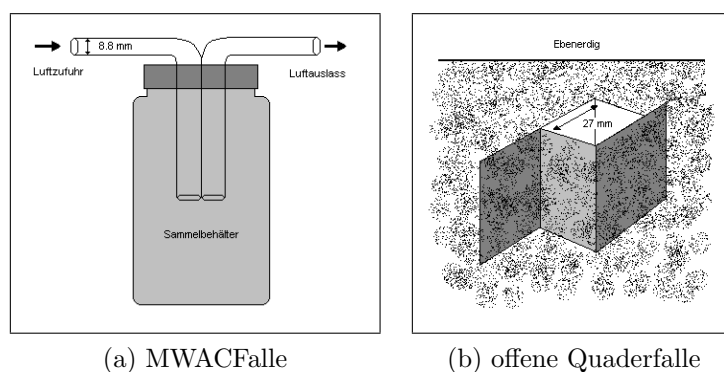


Abbildung 2: Sedimentfallen

3.2 Numerisches Modell

Die Bewegung eines Sandkorns wird von verschiedenen Kräften beeinflusst, unter anderem von der Gewichtskraft, von dem Luftwiderstand, der Liftkraft und der Magnuskraft. Allerdings kann bis zum heutigen Wissensstand keine direkte Aussage über die Rotationsgeschwindigkeit der saltierenden Körner und somit über die Größe der Magnuskraft gemacht werden. Aus diesem Grund wird sie unberücksichtigt gelassen.

Sobald die Sandkörner ihre zufälligen Startparameter (Gl. 8) erhalten, führen einige von ihnen Saltation aus. Durch ein Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung (Gl. 6) wird diese Bewegung 2-dimensional beschrieben. Sie hängt von der Zeit t , dem Ort des Partikels

(x_P, z_P) und den Geschwindigkeiten an diesem Ort ab.

$$\begin{aligned}\frac{d^2 x_P}{dt^2} &= -C_D \cdot \rho_* \cdot \frac{u_r}{d} \left(\frac{dx_P}{dt} - u \right) \\ \frac{d^2 z_P}{dt^2} &= -C_D \cdot \rho_* \cdot \frac{u_r}{d} \left(\frac{dz_P}{dt} - w \right) \\ &+ 0,85 \cdot C_D \cdot \rho_* \cdot \frac{1}{d} \left(\left(u_A - \frac{dx_P}{dt} \right)^2 - \left(u - \frac{dx_P}{dt} \right)^2 \right) - g\end{aligned}\quad (6)$$

Hierbei ist g die Erdbeschleunigung, d der Korndurchmesser, u die Horizontalwindgeschwindigkeit, w die Vertikalwindgeschwindigkeit, u_r die relative Geschwindigkeit zwischen Wind und Partikel und u_A die Windgeschwindigkeit oberhalb des Partikels, die während der Liftkraft auftritt. Die Abkürzung ρ_* steht für das Verhältnis $3\rho_L/4\rho_P$, wobei ρ_L die Dichte der Luft und ρ_P die Dichte des Partikels ist. Für den Widerstandsbeiwert C_D wurde die Gleichung von Schiller und Neumann aus dem Jahr 1933 gewählt (Schönfeldt, 2006):

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 \cdot Re^{0,687}) \quad (7)$$

wobei Re die Reynoldzahl ist. Es sei jedoch zu erwähnen, dass viele Autoren diese häufig angewandte Beiwertsgleichung Durst et. al (1984) zuschreiben. Mithilfe des Runge-Kutta-Verfahrens wird dann eine numerische, angenäherte Lösung gefunden. Man benötigt lediglich die Anfangsbedingungen und die Schrittweite h , die mit 0,002 angesetzt wurde:

$$x_P = x_{P0}, \quad \frac{dx_P}{dt} = u_{P0}, \quad z_P = z_{P0} = d, \quad \frac{dz_P}{dt} = w_{P0} \quad \text{für } t = 0 \quad (8)$$

4 Ergebnisse

4.1 Quaderfallen-Messung

Zur Berechnung der mittleren Saltationslänge soll Gleichung (5) dienen. Die integrierte Transportrate Q wurde mithilfe der Transportrate $q(z)$ bei verschiedenen Höhen z aus MWAC-Fallen-Messungen bestimmt (siehe Gl. 2) und über eine numerische Korrektur verbessert (siehe Plagemann, 2009). Nunmehr wird der Massenfluss Φ benötigt. Er soll über die Quaderfallenmessung ermittelt werden. Durch Angabe des horizontalen Massenflusses in Abhängigkeit von der Länge der Falle (siehe Abb. 3) kann über eine Regression der Wert für eine differentiell kleine Falllänge angegeben werden.

In Abbildung 3 wurden beide Quaderfallen-Messungen skizziert. Der Messreihe 1 (16:49 bis 17:04 Uhr am 03.03.08) schmiegt sich ein polynomischer Trend dritten Grades an. Der Schnittpunkt der Kurve mit der y-Achse liegt bei $0,0901 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$, die dem Massenfluss entsprechen soll. Mit $Q = 0,0084 \text{ kg}/(\text{ms})$ erhält man demgemäß für die mittlere Saltationslänge $\bar{l} = 0,093 \text{ m}$. Eine Angleichung an die Messwerte der zweiten Reihe kann nicht vollzogen werden. Eine definierbare Tendenz der Daten ist nicht zu erkennen. Die Abweichungen lassen vermuten, dass während der Erfassung der Transportmengen Fehler auftraten. Sobald die Quaderfalle nicht lotrecht und ebenerdig in den Boden gelassen wird, ist sie Störfaktor der Flugbahnkurven der Sandkörner. Infolgedessen wird hier auf die Berechnung der Saltationslänge verzichtet und nach einer anderen Messmethode recherchiert. Dazu wird in Abschnitt 4.2.1 die Horizontal-Falle (Namikas, 2002) auf Tauglichkeit untersucht.

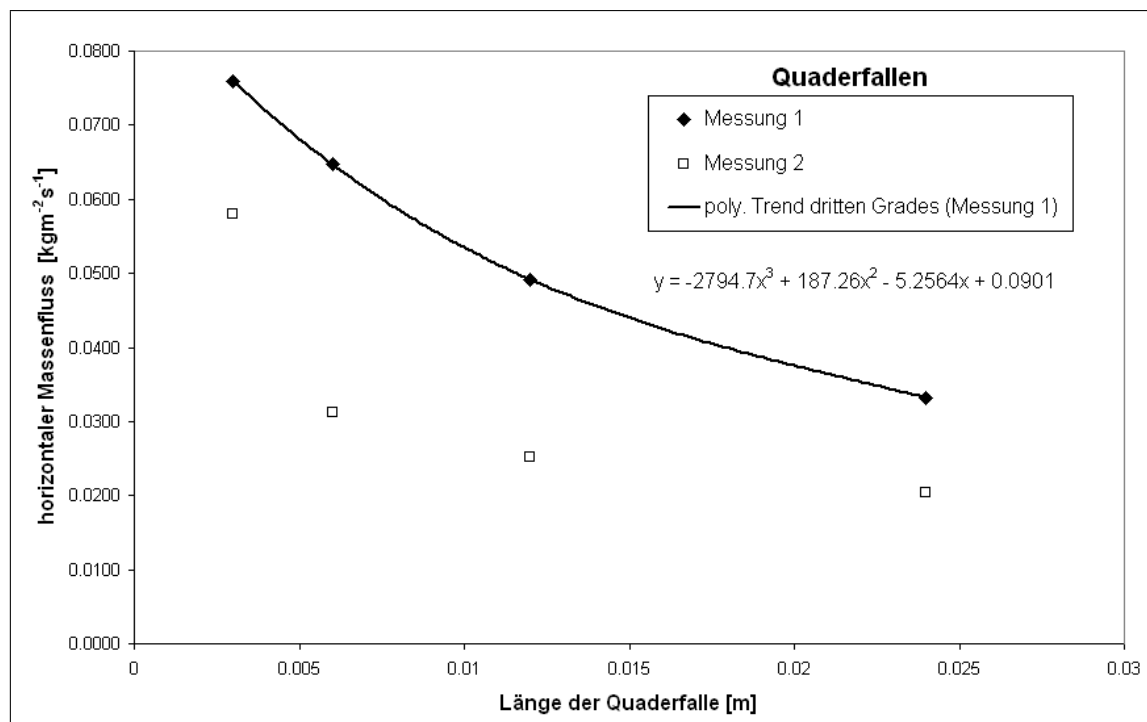


Abbildung 3: Horizontaler Massenfluss in Abhängigkeit von der Länge der Falle aus Quaderfallenmessungen.

4.2 Simulation der Quaderfallen-Messung

Die saltierenden Körner sollen auf einer Strecke von $x = 0 \text{ m}$ bis zur betrachteten Falle gleichverteilt starten. Über eine vorgegebene mittlere Saltationshöhe \bar{h} , die einer Exponentialverteilung folgt und in Anlehnung an McKenna-Neumann und Nickling (1994) definiert wurde, sowie über einem gaußverteilten Startwinkel mit einer Standardabweichung von $\sigma = 20^\circ$ werden Horizontal- und Vertikalgeschwindigkeit für das jeweilige Korn angesetzt. In jedem numerischen Experiment wird die Sandkorngrößenverteilung vom März 2008, die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = 0,3 \text{ m/s}$ und die Rauigkeitslänge $z_0 = 0,0001 \text{ m}$ verwendet. Dieser Ansatz entspricht näherungsweise den gemittelten Werten der ersten Messung (03.03.08 von 16:49 bis 17:04 Uhr), sowie den von Namikas im Feldexperiment gemessenen Daten des achten Laufs (21.06.1997 von 14:58 bis 15:09 Uhr) (Namikas, 2003). Die Simulation der Quaderfallen-Messung in Abbildung 4 beinhaltet einen mittleren Startwinkel von 30° , 50° und 70° mit einer Standardabweichung von 20° und eine mittlere Saltationshöhe von $0,01 \text{ m}$. Auf der x-Achse ist die Quaderfallenlänge aufgetragen, die sich von Falle zu Falle um $0,001 \text{ m}$ vergrößert. In ihr wird die Menge der saltierenden Körner gesammelt, die pro Zeiteinheit und Flächeneinheit auf den Boden fallen. Der horizontale Massenfluss ist demgemäß abhängig von der Fallenlänge. In Abbildung 4 ist wie beim Feldexperiment eine Abnahme des Transports mit zunehmender Quaderlänge zu erkennen. Dies resultiert daraus, dass aus den Fallen selbst keine Körner starten und folglich mit ansteigender Länge immer weniger Partikel pro Flächeneinheit gesammelt werden. Der Vergleich der verschiedenen Simulationen zeigt, dass der horizontale Massenfluss gegenüber dem mittleren Startwinkel von 50° bei einem Startwinkel von 30° höher und bei 70° niedriger ist. Zur Berechnung der Sprunglänge soll wie in Abschnitt 4.1 ein polynomischer Trend dritten Grades durch die Werte gelegt werden. Die Regressionen schneiden die y-Achse bei etwa 0,9.

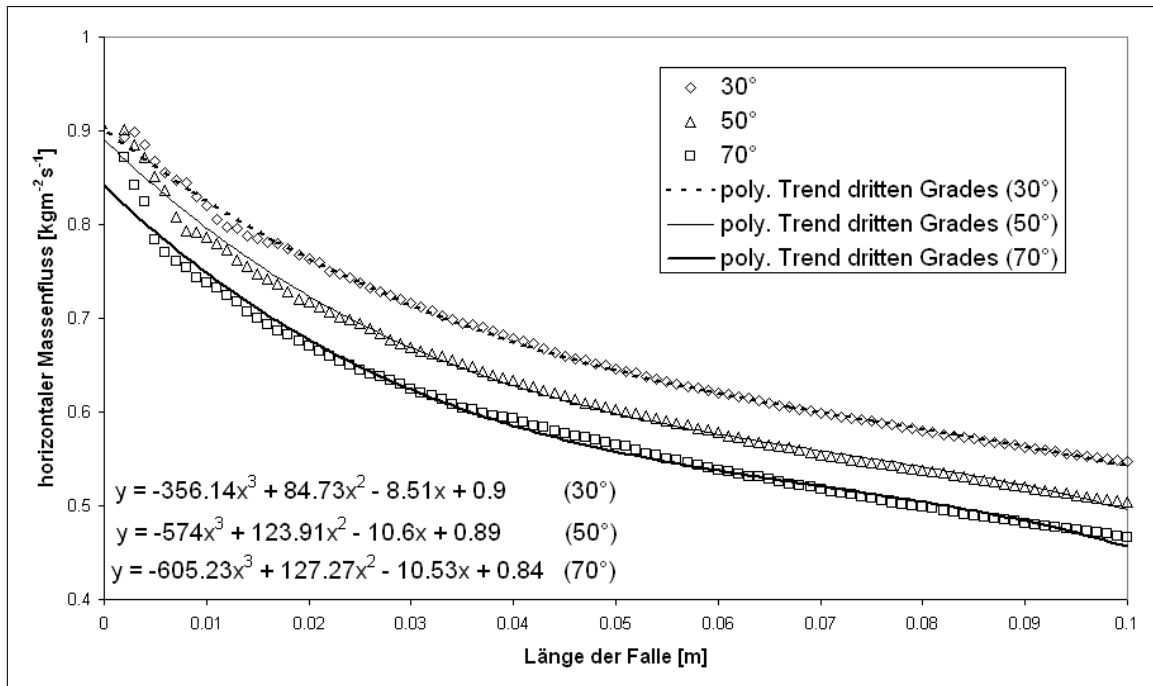


Abbildung 4: Numerisch ermittelte horizontale Massenflüsse mit $\bar{\alpha}_{op} = 70^\circ, 50^\circ$ und 30° und einer Standardabweichung von 20° in Abhängigkeit von der Quaderfallenlänge. $\bar{h} = 0,01 m$.

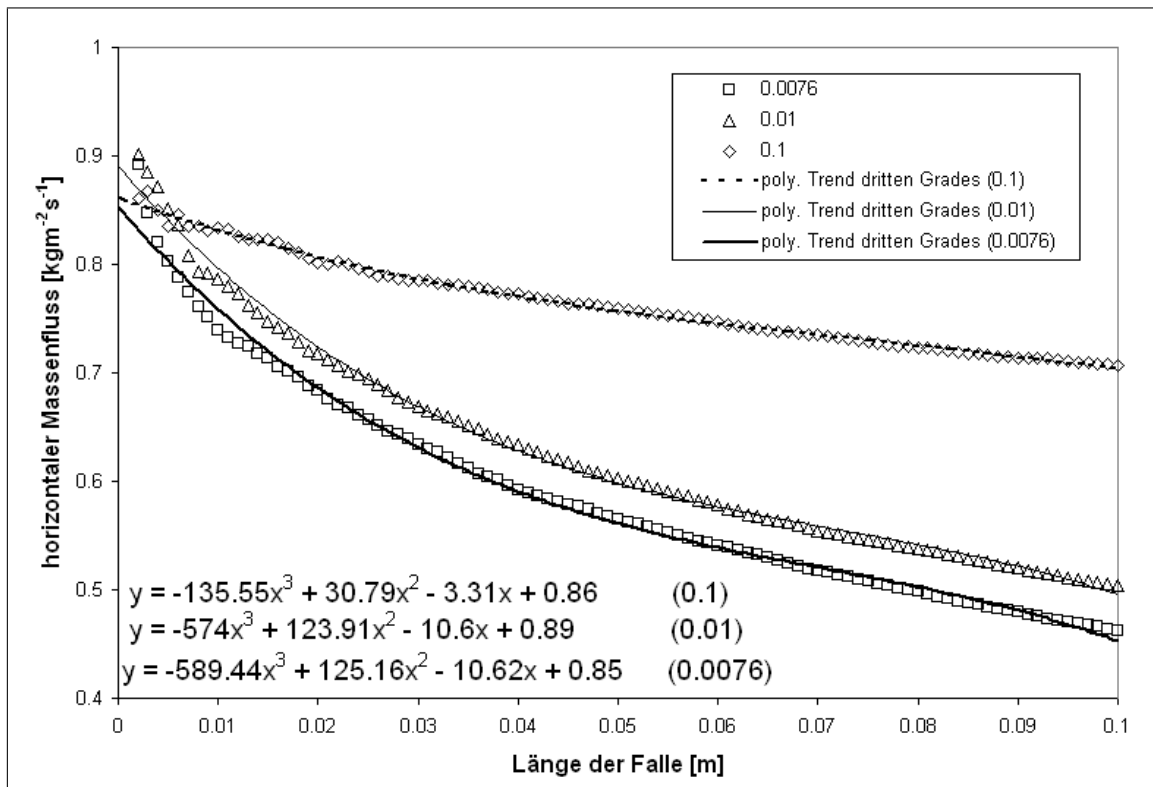


Abbildung 5: Numerisch ermittelte horizontale Massenflüsse mit $\bar{h} = 0,0076, 0,01$ und $0,1 m$ mit exponentialverteilter Zufallszahl in Abhängigkeit von der Quaderfallenlänge mit Angabe des polynomischen Trends dritten Grades der jeweiligen Werte. $\bar{\alpha}_{op} = 50^\circ, \sigma = 20^\circ$.

Der Erwartungswert von 1,0, der den Massenfluss bei einer differentiell kleinen Quaderfallenlänge (Φ) darstellt, wurde nicht erreicht. Lediglich 90 % können für diese Größe vorausgesagt werden.

Des Weiteren wurde der horizontale Massenfluss bei $\bar{\alpha}_{op} = 50^\circ$ und $\sigma = 20^\circ$ und bei verschiedenen mittleren Saltationshöhen ($\bar{h} = 0,0076, 0,01$ und $0,1$) untersucht (siehe Abb. 5). Die polynomischen Trends der Datenreihen sagen wiederum maximal 89% für Φ voraus. Offensichtlich steigt die gesammelte Menge im Bereich schmaler Quaderfallen rapide an, so dass eine polynomische Angleichung dritten Grades unzureichend ist. Es werden höchstens 90% vom tatsächlichen Wert ermittelt. Somit müssten für den Massenfluss Φ der Messung 1 anstelle der $0,0901 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ 10% mehr berechnet werden (= $0,09911 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$). Mit der korrigierten integrierten Transportrate folgt nach Gleichung (5) eine Saltationslänge von $0,085 \text{ m}$.

4.2.1 Simulation der HTRAP-Messung (Namikas, 2003)

Im Fortran-Programm wurde die Namikas-Horizontalfalle nachgebildet. Anstatt einer Korngrößenverteilung wurde nach der Simulation von Namikas (2003) der mittlere Korndurchmesser von $250 \mu\text{m}$ benutzt. Diese Annahme kann getroffen werden, da die Abweichung zwischen beiden horizontalen Massenflüssen minimal ist.

Für die Untersuchung der Sprunglängenbestimmung der von Namikas (2003) benutzten horizontalen Falle (=HTRAP) werden die Parameter des achten Laufs seiner Messung verwendet. Die Schubspannungsgeschwindigkeit wird mit $0,3 \text{ m/s}$ und die Rauigkeitslänge mit $0,0001 \text{ m}$ angesetzt. Die beste exponentielle Angleichung für die von ihm angegebene Neigung $B = -3,21 \text{ m}^{-1}$ wurde mit einem mittleren Startwinkel von 50° ($\sigma = 20^\circ$) und einer mittleren Saltationshöhe von $0,0076 \text{ m}$ erreicht. In Abbildung 6 ist auf der x-Achse die Entfernung in Metern und auf der y-Achse die dazugehörige Körnerrate pro Länge $\varphi(l)$ angegeben. Diese Größe ist die Menge an Körnern, die pro Quadratmeter und Sekunde starten und eine bestimmte Sprungweite l zurücklegen. Die Integration über alle Sprunglängen ergibt den Massenfluss:

$$\Phi = \int_{l_0}^{l_\infty} \varphi(l) dl \quad (9)$$

Die Sprunglänge wird im numerischen Modell aus der Differenz des Startpunktes x_0 und des Auftreffpunktes x_1 mit $l = x_1 - x_0$ berechnet. Sie entspricht der Entfernung x , welche in $0,001 \text{ m}$ breite Intervalle aufgeteilt wird. In jedem Fach werden die Körner, die diese Sprungweite besitzen, gesammelt. Für die Illustration wird die Teilchenanzahl pro Intervall durch die Menge der gestarteten Körner pro Quadratmeter und Sekunde dividiert (Kreuzsymbole).

Die Daten wurden mit einer Exponentialfunktion angeglichen. Für den Trend der Sprunglänge ergibt sich eine Neigung von $A = -4,65 \text{ m}^{-1}$. Sie liegt somit deutlich niedriger als die exponentielle Angleichung der Werte aus den HTRAP-Messungen von Namikas (Raute-symbole). Aus diesem Grund sind die Daten von Namikas (2003) für eine Sprunglängenberechnung in dieser Darstellungsweise nicht verwendbar. Der Hintergrund für diese Fehleinschätzung liegt in der Betrachtung der Sprunglängen für die jeweiligen Fächer. Das Experiment von Namikas nimmt an, dass in den vorderen Fächern nur Körner mit kleinen und in den hinteren Fächern nur Körner mit großen Sprunglängen sind. Dies ist eine falsche Annahme, denn sowohl in den hinteren als auch in den vorderen Fallen können Körner mit einer hohen Sprunglänge gelangen. Aufgrund dessen muss die Anzahl der Körner von Falle zu Falle subtrahiert werden, damit der Anteil an größeren Sprunglängen

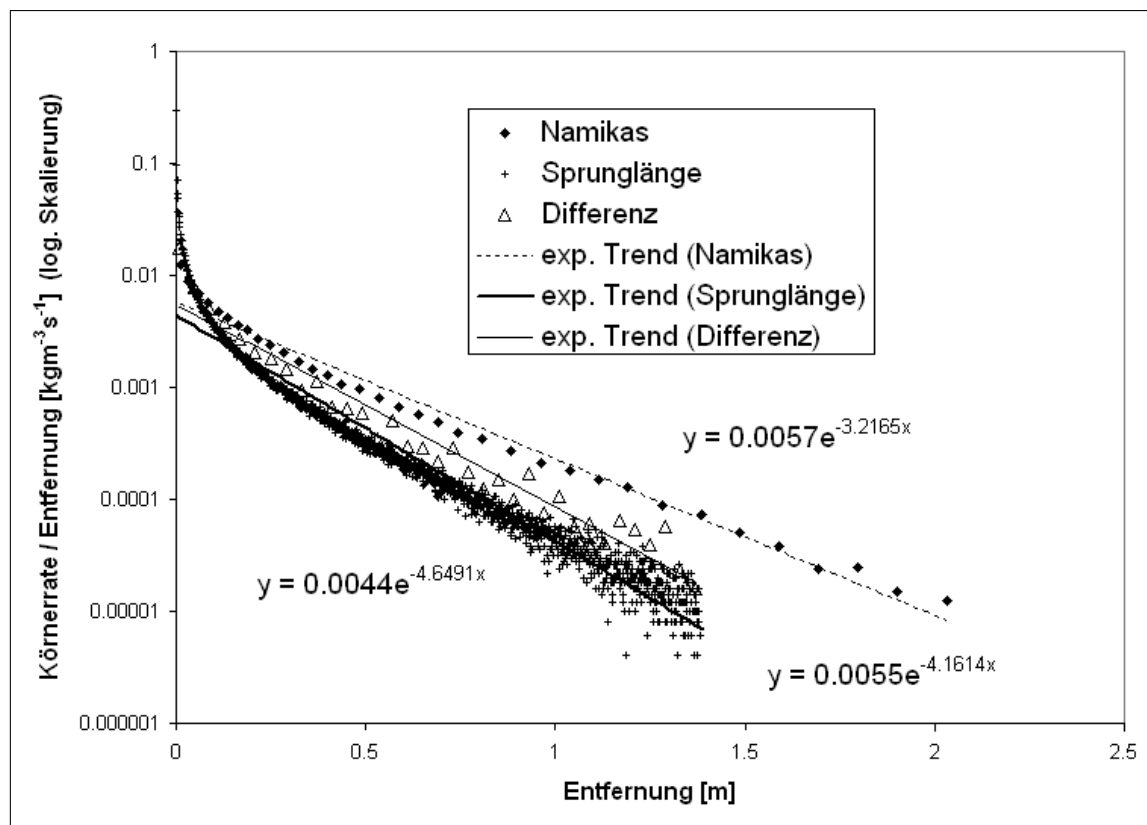


Abbildung 6: Numerisch ermittelte Kornerrate für die jeweilige Entfernung/ Sprunglänge (logarithmische Skalierung) in Abhängigkeit von der Entfernung x mit Angabe des exponentiellen Trends der jeweiligen Werte. Namikasexperiment = Rautensymbole, Differenz der gleichgroßen Fallen mit einer Länge von 4 cm = offene Dreieckssymbole, Sprunglänge = Kreuzsymbole. $d = 250 \text{ }\mu\text{m}$, $\bar{\alpha}_{op} = 50^\circ$, $\sigma = 20^\circ$, $\bar{h} = 0,0076 \text{ m}$.

herausgerechnet wird. Dazu wurde eine dritte Messreihe (Dreieckssymbole) in die Abbildung 6 integriert. Sie entsteht durch eine Subtraktion der ersten minus der zweiten Falle, folgend durch eine Subtraktion der zweiten minus der dritten und so weiter, wobei mit gleichgroßen Fallen ($0,04 \text{ m}$) gerechnet wurde. Die Angleichung an die Sprunglänge wurde verbessert ($A = -4,16 \text{ m}^{-1}$). Die Streuung der Ergebnisse mit zunehmender Entfernung wird auf die geringen Mengen in den höheren Sektionen zurückgeführt. Aus diesem Gedankengang kann eine genauere mittlere Sprunglänge für den achten Lauf des Feldexperiments von Namikas ermittelt werden. Hierzu wird nach Namikas (2003) die exponentielle Angleichung an die Messwerte akzeptiert. Dadurch kann die mittlere Saltationslänge in Anlehnung an die Berechnung der mittleren Saltationshöhe (siehe Gleichung (4)) über:

$$\bar{l} = -\frac{1}{A} \ln\left(\frac{1}{2}\right) \quad (10)$$

bestimmt werden. Demnach würde für die Sprungweite nach der Darstellung von Namikas $0,215 \text{ m}$ und nach Korrektur der Messreihe etwa $0,167 \text{ m}$ betragen. Setzt man die Angleichung auch auf die Werte der Sprunglänge an, so erhält man einen Wert von $0,149 \text{ m}$. Allerdings müssen auch diese drei Werte kritisch betrachtet werden. Zum einen nähert sich die exponentielle Anpassungskurve an die Messwerte in den vorderen Fallen/ kleinen Sprunglängen nicht so gut an. Zum anderen müssten die ersten Fallen der HTRAP differentiell klein gewählt werden, um eine gute Vorhersage für $\varphi(l=0)$ machen zu können.

Zum Vergleich wurde die mittlere Saltationslänge über die Division der addierten Sprungweiten mit der Anzahl der Körner numerisch ermittelt. Der Wert belief sich auf 0,098 *m* und ist demnach viel kleiner als die oben berechneten Längen.

5 Diskussion und Ausblick

Die im Feldexperiment benutzten Quaderfallen sind für die Bestimmung der Sprunglängen nur beschränkt einsetzbar. Da für die Messung 4 Fallengrößen angewandt wurde, war lediglich eine Vorhersage mit der polynomischen Angleichung dritten Grades möglich. Über die numerische Betrachtung wurde gezeigt, dass somit 90 % des Massenflusses berechnet werden. Aus diesem Grund wurde eine andere Methode zur mittleren Saltationslängenbestimmung untersucht. Die horizontale Falle, die von Namikas (2002) mit HTRAP bezeichnet wird, wurde numerisch simuliert und mit der Sprunglänge verglichen. Über eine Differenz der einzelnen Fächer konnte eine Verbesserung der Datensätze vollzogen werden. Allerdings gibt die angegebene exponentielle Regression nicht vollständig den Massenfluss wieder.

Folglich müssen bei unzureichenden Angleichungskurven an die Messdaten zur Bestimmung der mittleren Saltationslängen Korrekturwerte berechnet und verwendet werden.

Literatur

- Ahnert, F., 1996: Einführung in die Geomorphologie. *UTB für Wissenschaft: Große Reihe*, Ausgabe 2.
- Bagnold, R. A., 1941: The physics of blown sand and desert dunes. Dover Publications, Inc.
- Greeley, R., Iversen, J. D., 1985: Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan. *Cambridge Planetary Science Series*, Band 4.
- McKenna-Neumann, C., Nickling, W. G., 1994: Momentum extraction with saltation: Implications for experimental evaluation of wind profile parameters. *Boundary Layer Meteorology*, **68**, S. 35-50.
- Namikas, S. L., 2002: Field evaluation of two traps for high-resolution aeolian transport measurements. *Journal of Coastal Research*, **18(1)**, S. 136-148.
- Namikas, S. L., 2003: Field measurement and numerical modelling of aeolian mass flux distributions on a sandy beach. *Sedimentology*, **50**, S. 303-326.
- Owen, P. R., 1964: Saltation of uniform grains in air. *Journal of Fluid Mechanics*, **20**, S. 225-242.
- Owen, P. R., 1980: Sand movement mechanism. *Workshop on physics of desertification in Trieste, Italy*.
- Plagemann, S., 2009: Bestimmung der Sedimenttransportschwellen, der Saltationslängen und -höhen mittels Messungen am Zingster Strand. (*Diplomarbeit*)
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 2006: Numerical recipes in Fortran 77: The art of scientific computing. *Fortran Numerical Recipes*, **1**, Ausgabe 2.

- Schönfeldt, H.-J., 2006: On the aeolian saltation bed shear stress and saltation roughness length. *Meteorologische Zeitschrift*, **15**, S. 307-315.
- Schönfeldt, H.-J., 2008: Turbulence and aeolian sand transport. <http://www.uni-leipzig.de/~meteo/HANS/presentation.pdf>.
- Shao, Y., 2000: Physics and modelling of wind erosion. *Kluwer Academic Publishers*
- Sørensen, M., 2004: On the rate of aeolian sand transport. *Geomorphology*, **59**, S. 53-62.
- Weinan, C., Zuotao, Y., Jiashen, Z., Zhiwen, H., 1996: Vertical distribution of wind-blown sand flux in the surface layer, Taklamakan desert, Central Asia. *Physical Geography*, **17**, S. 193-218.
- Zurmühl, R., 1965: Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker, Ausgabe 5. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1984.

Standardisierte Turbulenzspektren für die numerische Berechnung der windgetriebenen Ausbreitung von Pflanzensamen

M. Beyer, A. Raabe

Summary

In order to investigate the dispersion of diaspores, the joined BioWind-project has been launched from the universities of Regensburg and Leipzig. The aim of this collaboration was to investigate dispersal of seeds by wind with respect to different atmospheric stability conditions. In the year 1972, Kaimal et al. proposed a standardized spectra of turbulence for each meteorological parameter and the resulting flows. Due to the fact, that the data of Kaimal et al. (1972) were collected from a measuring field whose surface was almost perfectly flat without any disturbances, the question was raised whether these spectra are also valid for the atmosphere over inhomogeneous terrain of the BioWind-project. To be consistent, a turbulence spectrum for each parameter was produced and a qualitative agreement with the standardized spectra was achieved. A systematic lower variance in the high-frequency region was determined for all meteorological parameters.

Zusammenfassung

Um die Ausbreitung von Pflanzensamen (Diasporen) zu untersuchen, wurde das Projekt BioWind von den Universitäten Regensburg und Leipzig ins Leben gerufen. Ziel dieser Zusammenarbeit war es die Verbreitung von Pflanzensamen (Diasporen) durch Wind, unter Berücksichtigung verschiedener atmosphärischer Stabilitätsbedingungen, zu ermitteln. Im Jahre 1972 haben Kaimal et al. erstmals standardisierte Turbulenzspektren für verschiedene meteorologische Parameter und die daraus resultierenden Flussgrößen vorgestellt. Aufgrund der Tatsache, dass die von Kaimal et al. (1972) genutzten Daten auf Messplätzen ermittelt wurden, welche nahezu eben und störungsfrei waren, stellte sich die Frage, ob sich die ermittelten Spektren auch auf die inhomogenen Messfelder des BioWind-Projektes anwenden lassen. Eine qualitativ gute Übereinstimmung für die ermittelten Turbulenzspektren wurde erreicht. Die untersuchten Größen zeigen allerdings eine systematisch niedrigere Varianz im hochfrequenten Turbulenzbereich.

1 Einleitung

Die Ausbreitung von Pflanzensamen (Diasporen) ist ein zentraler Abschnitt des pflanzlichen Lebenszyklus. Viele Pflanzen nutzen dabei den Wind als Transporteur für ihre

Diasporen (Anemochorie). Dieser Prozess kann grundsätzlich empirisch untersucht werden. Für eine Prognose der Ausbreitungsbedingungen werden allerdings Modelle benötigt. Insbesondere Fernausbreitung, unter der hier eine von Pflanzensamen mit Hilfe des Windes zurückgelegte Strecke von mehr als 100 m verstanden wird, hat erhebliche Auswirkungen (z.B. auf die Ausbreitung von Pflanzen in einer Landschaft). Solche Transportweiten werden statistisch gesehen nur selten erreicht, weshalb diese mit empirischen Messmethoden kaum erfassbar sind. Hier können Modelle helfen.

Die vorliegenden Windausbreitungsmodelle sind meist als Flugpfadmodelle konzipiert, in denen der Flugpfad einzelner Diasporen in der Regel durch einen "random-walk" Prozess abgebildet wird (Andersen 1991, Greene and Johnson 1995, Nathan et al. 2002, Tackenberg 2003). Bis auf PAPPUS (Tackenberg 2003) wurden diese Modelle ursprünglich für die Modellierung der Verbreitung von Aerosolen oder Luftschadstoffen entwickelt und erst im Nachhinein auf die Ausbreitung von Diasporen angewandt. Die Verbreitung von Aerosolen, die eine Fallgeschwindigkeit nahe Null haben, unterscheidet sich jedoch in verschiedener Hinsicht von der Ausbreitung von Diasporen, die eine deutlich von Null abweichende Fallgeschwindigkeit haben (meist > 0.2 m/s). Diasporen können nur dann über größere Distanzen transportiert werden, wenn ihre Flugdauer verlängert wird. Dies kann dadurch geschehen, dass sie durch vertikale Turbulenzen und thermische Aufwinde erfasst werden und dabei in größere Höhen über dem Erdboden gelangen, oder, dass die Mutterpflanze auf einem erhöhten Standort wächst.

Die Meteorologen nutzen sogenannte Mesoskalamodelle u. a. für die Berechnung des aktuellen Windfeldes über einer spezifischen Landschaft (Schlünzen 1996). Solche Modelle bilden die meteorologischen Abläufe über einer Landschaft nach, deren Struktur in einer Auflösung von wenigen Kilometern wiedergegeben wird. Meteorologische Modelle erreichen in ihre Auflösung auch schon die Mikroskala (z. B. (Horn 2006)) und können dabei die meteorologischen Prozesse zwischen den individuellen Strukturen einer Landschaft (z. B. innerhalb von Straßen) nachbilden.

Allen Modellen ist gemein, dass die Struktur des Windfeldes immer nur in einem räumlichen Mittel berechnet wird, dessen Grundfläche der zugrunde liegenden digitalen Auflösung der Landschaft entspricht. Aussagen zur Turbulenz innerhalb der "Gitterweite" sind nur eingeschränkt auf parametrisierter Basis möglich.

In dem hier vorgestellten Zusammenhang steht eine Pflanze mit ihren Diasporen immer innerhalb dieser Gitterweite. Eine explizite Berechnung der Umströmung der Pflanze (z.B. mit CFD-Modellen (Blazek 2005, Wesseling 2001)) macht im Zusammenhang mit einer statistischen Aussage über das Flugverhalten von Tausenden von Diasporen keinen Sinn.

Deshalb wurde im Rahmen des Projektes BioWind ein Weg beschritten, der eine Verbindung zwischen einem meteorologischen Mikroskalamodell (ASAM) und einem darauf aufgesetzten Turbulenzmodell vorsieht. Das Mikroskalamodell berechnet dabei die Struktur der Strömung über einer realistisch nachgebildeten Landschaft, in der die Pflanzen angesiedelt sind. Das Turbulenzmodell simuliert die turbulente Struktur des Windfeldes in der Nähe der Blütenstände in Übereinstimmung mit großräumigeren, meteorologischen Verhältnissen. Damit soll es möglich werden das Ablöseverhalten und die unterschiedlichen Flugweiten der Pflanzensamen, unter Berücksichtigung der statistischen Eigenschaften des turbulenten Windfeldes, zu beschreiben.

In den meteorologischen Anwendungen wird oft auf die im Jahr 1968 aus dem "Kansas Feldexperiment" abgeleiteten "Standardisierten Turbulenzspektren" zurückgegriffen (Kaimal et al. 1972), um Aussagen zur turbulenten Struktur meteorologischer Größen auch für andere Untersuchungsgebiete verfügbar zu haben, ohne dass jedes Mal explizite Turbulenzmessungen durchgeführt werden müssen (vgl. auch (Hojstrup 1981) und (Olesen et al. 1984)). Diese einfach handhabbaren Formeln haben weite Verbreitung gefunden und gehören heute zum Inventar der Grenzschichtmeteorologie (Foken 2006).

In dem hier diskutierten Zusammenhang, der Berechnung der Ausbreitung von Pflanzensamen, muss geklärt werden, ob solche "standardisierten" Turbulenzspektren auch dann angewendet werden können, wenn die Umgebungsbedingungen mehr oder weniger von den weitgehend idealisierten Messbedingungen des Kansas-Experimentes abweichen.

2 Das Kansas Feldexperiment von 1968

Das Kansas Feldexperiment wurde vom 16. Juli bis 5. August 1968 im Südwesten von Kansas durchgeführt (Izumi 1971). Das auf 885 m Höhe gelegene Gebiet (Hochplateau) zeichnet sich auf 1000 m horizontaler Entfernung durch vertikale Höhenunterschiede aus, die gerade einmal 0.5 m erreichen. Darüber hinaus ändern sich die Unterlageneigenschaften über mehrere Kilometer hinweg kaum.

Für die Experimente wurde ein umfangreiches Messsystem an einem Turm bis in eine Höhe von 32 m installiert. Die Daten wurden mit zwei unterschiedlichen zeitlichen Auflösungen (1 Hz und 20 Hz) erfasst. Die Messungen mit 1 Hz Auflösung wurden unter Zuhilfenahme von Widerstandsthermometern (Temperatur), Schalenkreuz- und Flügelradanemometern (Wind), sowie Taupunkthygrometern (Feuchte) auf acht verschiedenen Höhen durchgeführt. Bodenoberflächenmessverfahren fanden ebenso Anwendung.

Auf der Basis dieser Messungen wurden die mittleren Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , des Temperaturmaßstabes T_* , der Dissipationsrate ϵ , des Monin-Obukhovschen Stabilitätsparamaters z/L oder der Gradienten von Temperatur und Windgeschwindigkeit, ermittelt. Diese Größen werden für die Normierung der Spektren benötigt.

Die hochfrequenten Schwankungen des turbulenten Wind- und Temperaturfeldes wurden mit Hilfe von Platin-Draht-Sensoren und Sonic-Anemometern aufgezeichnet. Die Aufzeichnungsrate betrug 20 Hz und die Instrumente waren auf drei verschiedenen Höhenniveaus installiert.

Am Ende der Messkampagne lagen 32 meist einstündige Messreihen vor, die in die Auswertung einbezogen wurden (14 labil, sechs nahezu neutral und 12 stabil).

Die Spektren wurden mit dem FFT-Verfahren berechnet und decken einen Spektralbereich von 10 Hz bis 0.0003 Hz ab. Das hochfrequente Ende des Spektrums wurde erzeugt indem jede Messperiode (eine Stunde) in 16 gleiche Abschnitte unterteilt und für jeden dieser Abschnitte ein Leistungsspektrum berechnet wurde. Ein mittleres Spektrum ergibt sich dann aus den 16 Teilspektren. Das niederfrequente Spektrum wurde auf der Basis einer Mittelung von jeweils 16 aufeinander folgenden Messwerten erzeugt. Das dann damit erhaltene Spektrum wird an den hochfrequenten Abschnitt angefügt (Kaimal et al. 1972).

Um die erhaltenen Spektren vergleichen zu können, müssen diese unter Berücksichtigung der Messhöhe z und der während der Messung beobachteten mittleren Windgeschwindigkeit, normiert werden.

$$n = \frac{f \cdot z}{u_{\text{mittel}}} \quad (1)$$

n - normierte Frequenz

z - Messhöhe

u_{mittel} - mittlere horizontale Windgeschwindigkeit

Die erhaltene Leistung $S_u(f)$ (als Beispiel hier die u-Komponente) muss ebenfalls normiert werden. Zunächst wird das Fourier-Leistungsspektrum mit der Frequenz multipliziert um zu Werten überzugehen, die einer Energiedichte entsprechen. Anschließend wird auf den u_*^2 -Wert normiert. Zum Schluss wird noch eine Normierung bezüglich der Dissipationsrate für die turbulente Energie $\Phi_\epsilon^{2/3}$ durchgeführt, um die unterschiedlichen Stabilitätsverhältnisse (z/L) zu berücksichtigen. Zusammengefasst lässt sich die normierte Leistung wie folgt schreiben:

$$S_{nu}(f) = \frac{S_u(f) \cdot f}{u_*^2 \Phi_\epsilon^{2/3}} \quad (2)$$

$$\text{mit } \Phi_\epsilon^{2/3} = \begin{cases} 1 + 0.5 |z/L|^{2/3} & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1 + 2.5 |z/L|^{3/5} & 0 \leq z/L \leq 2 \end{cases} \quad (3)$$

Einen Überblick über die erstellten parametrisierten Formeln, und den dadurch festgelegten Verlauf der Spektren, gibt Abbildung 1. Ein Kennzeichen der "standardisierten" Spektren ist der typische -2/3-Abfall für die Zustandsgrößen und der -4/3-Abfall für die Flussgrößen, im hochfrequenten Teil des Spektrums.

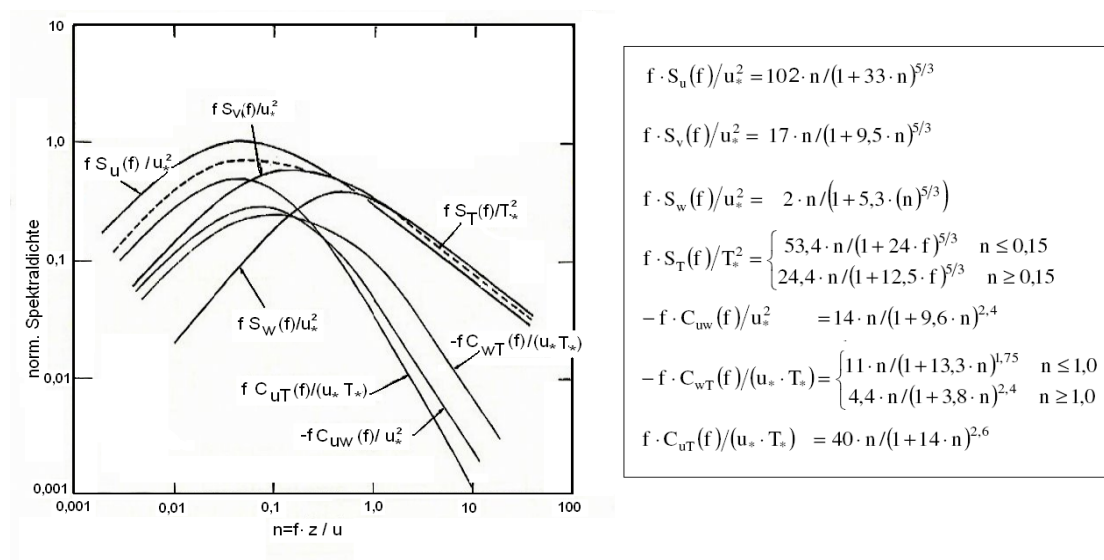


Abbildung 1: Überblick über die Berechnungsvorschriften für die empirisch erhaltenen Turbulenzspektren (rechts) und eine Darstellung des Verlaufs der Spektren (links) zusammengestellt nach Kaimal et al. (1972) und Kaimal and Finnigan (1994) für den neutralen Fall ($z/L = 0$).

3 Eigene Arbeiten

3.1 Datengrundlage

Um die Übertragbarkeit der "standardisierten" Turbulenzspektren auf weniger strukturierte Landschaften zu untersuchen, wurden Messreihen von vier unterschiedlichen Standorten genutzt:

Melpitz, 51°26'32"N, 12°42'11"E, (Flachland, Wiese)

Regensburg - Papstwiese, 48°59'31"N, 12°07'00"E (Wiese in Stadtnähe)

Deuerling, 49°01'50"N, 11°55'09"E (Hügelland)

Zingst, 54°26'32"N, 12°42'11,5"E (Strand, Ostsee)

Das Messgebiet Deuerling liegt in einer hügeligen Landschaft, die schon eher einem Mittelgebirge entspricht. Sowohl am Messort Melpitz, als auch in Regensburg - Papstwiese, kann der Einfluss verschiedener Unterlagenstrukturen (z. B. die Nähe von Dörfern oder einer Stadt) nicht vernachlässigt werden. Der Messplatz in Zingst zeigt eine starke Windrichtungsabhängigkeit. Bei auflandigen, nördlichen Winden ist der Einfluss der Ostsee entscheidend, während bei ablandiger, südlicher Strömungsrichtung die Düne und der Strandwald den Messplatz beeinflussen. An keinem der Standorte kann von horizontaler Homogenität gesprochen werden.

3.2 Datenanalyse

Die Messungen wurden in Anlehnung an das Kansas Experiment (Kap. 2) auf vergleichbare Weise ausgewertet. Die Messwerte wurden in Stundenabschnitte unterteilt. Da nur mit einer Digitalisierungsrate von 10 Hz gearbeitet wurde und damit entsprechend nur halb soviel Werte zur Verfügung standen, erfolgte eine Unterteilung in acht Abschnitte. Für die einzelnen Abschnitte wurden neben den Spektren die mittlere Windgeschwindigkeit u_{mittel} , die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , der Temperaturmaßstab T_* und die Stabilität z/L berechnet. Der Monin-Obukhovsche Stabilitätsparameter (z/L) wird für eine Berücksichtigung des thermischen Schichtungseinflusses (vgl. Gl. (3)) benötigt. Der Temperaturmaßstab und die Schubspannungsgeschwindigkeit dienen der Normierung der Spektren und die mittlere Windgeschwindigkeit der Normierung der Frequenz. Die erhaltenen Werte für die vier Parameter wurden anschließend über alle acht Abschnitte gemittelt.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$u_* = \sqrt{|u'w'|} \quad (4)$$

berechnet sich über die Kovarianz aus den turbulenten Anteilen der horizontalen und vertikalen Windkomponente.

Für die Berechnung des Temperaturmaßstabes T_* wurde die negative Kovarianz, aus den turbulenten Anteilen der Vertikalgeschwindigkeit und der Temperatur, durch die

Schubspannungsgeschwindigkeit dividiert (Foken 2006).

$$T_* = -\frac{\overline{w'T'}}{u_*} \quad (5)$$

Für die Bestimmung der Stabilität (z/L) muss der Quotient aus der Höhe z und der Monin-Obukhov Länge L berechnet werden. Die Größe L setzt sich wie folgt zusammen:

$$L = -\frac{u_*^3 \cdot T}{\kappa \cdot g \cdot \overline{w'T'}} = \frac{u_*^2 \cdot T}{\kappa \cdot g \cdot T_*} \quad (6)$$

Trends in den Datenreihen wurden mit der Least-Square Methode entfernt. Desweiteren muss, aufgrund der angenommenen Divergenzfreiheit, die Vertikalgeschwindigkeit während des Analysezeitabschnittes Null werden. Dies wurde durch eine der Spektralanalyse vorausgehende Koordinatentransformation (mit dem Ziel $\bar{w} = 0$) erreicht (vgl. Foken (2006)).

Nach den Korrekturen wurden die Spektren mit Hilfe einer Fast Fourier Transformation berechnet. Ein Spektrum für den hochfrequenten Bereich und ein weiteres für die niedrigen Frequenzen.

Das hochfrequente Spektrum wurde als Mittelwert aus den Spektren der acht Abschnitte berechnet. Diese decken einen Frequenzbereich von 0.005 Hz bis 5 Hz ab. Für das niederfrequente Spektrum wurden jeweils acht in der Zeitreihe aufeinander folgende Werte aufaddiert und gemittelt. Mit den erhaltenen 4096 Werten wurde das Spektrum im Frequenzbereich von 0.0003 Hz und 0.6 Hz berechnet. Beide Teilspektren wurden anschließend zu einem Ganzen zusammengefügt.

Um die Spektren mit denen aus dem Kansas-Experiment (Kaimal et al. 1972) vergleichen zu können, müssen diese normiert werden (vgl. Kap. 2.2). Da der Frequenzschritt Δf sowohl zwischen dem hochfrequenten und dem niederfrequenten Spektrum schwankt, als auch zwischen den selbst erzeugten Spektren und denen von Kaimal, ist es notwendig auf den jeweiligen Frequenzschritt zu normieren:

$$\Delta f = \frac{1}{LFFT \cdot \Delta t} \quad (7)$$

$$\text{also } S'_n(f) = \frac{S_n(f)}{\Delta f} \quad (8)$$

Mit LFFT wird die Anzahl der Stützstellen bezeichnet, mit denen die FFT berechnet wird. Die Variable Δt berücksichtigt den Zeitunterschied zwischen zwei aufeinander folgenden Messungen (in unserem Fall 0.1 s).

Die so zusammengesetzten Spektren weisen eine starke Streuung, vor allem im niederfrequenten Bereich, auf. Grund dafür ist, dass für die Erzeugung dieses Astes nur ein Spektrum (über die komplette Stunde) genutzt wurde, während der hochfrequente Anteil als Mittel aus acht Abschnitten entstanden ist.

3.3 Ergebnisse

3.3.1 Neutrale Spektren

Für eine nahezu neutrale Schichtung ($|z/L| < 0.05$) wird zunächst das Spektrum der horizontalen Windkomponente in Windrichtung (u) betrachtet und mit den "standardisierten" Vorgaben nach (Kaimal et al. 1972) verglichen. Abbildung 2 zeigt jeweils drei neutrale Spektren von jedem Standort (Melpitz (blau), Deuerling (rot), Papstwiese (grün), Zingst(schwarz)). Die rosa Linie ist das standardisierte Spektrum (vgl. Abb. 1) nach Kaimal and Finnigan (1994).

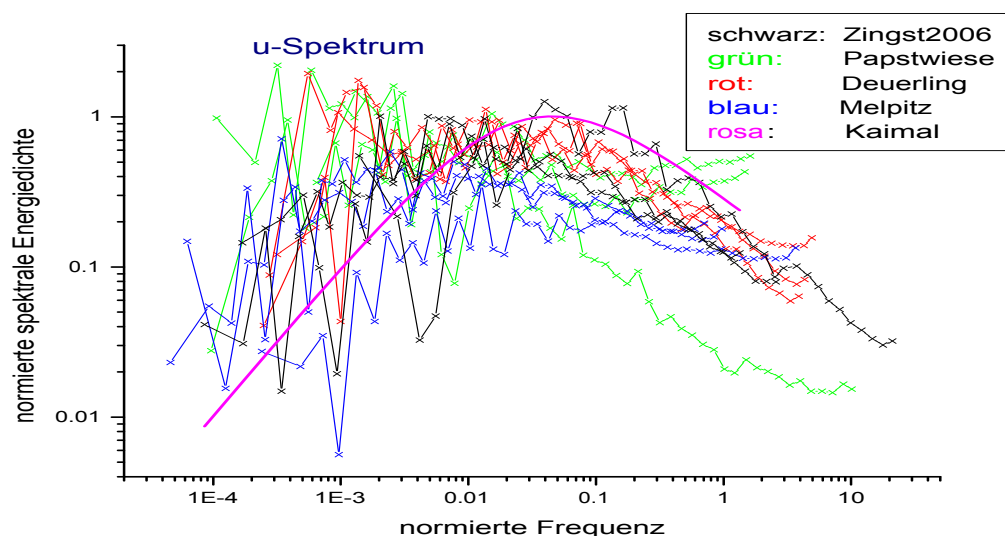


Abbildung 2: Neutrale Spektren für die u -Komponente (Melpitz - blau, Deuerling - rot, Papstwiese - grün, Zingst - schwarz, Kaimal and Finnigan (1994) - rosa).

Der prinzipielle Verlauf der Spektren zeigt eine recht gute Übereinstimmung mit den "Standardvorgaben". Eine Ausnahme bilden die Spektren vom Messort "Papstwiese". Denkbar für diese Abweichung ist ein systematischer Fehler bei der Erfassung der Messwerte. Diese Daten können in eine spätere Auswertung nur eingeschränkt einbezogen werden. Bei den anderen Spektren lässt sich der $-2/3$ -Abfall im hochfrequenten Bereich erkennen. Tendenziell zeigt sich ein etwas flacheres Maximum bei den Spektren, im Vergleich zum "Standardisierten", d. h. sie verlaufen auf einem etwas niedrigeren Energiedichtenniveau. Dies gilt insbesondere für die Spektren von Melpitz und Deuerling.

Für die horizontale Komponente des Windes quer zur Windrichtung (v) ergibt sich ein ähnliches Bild (Abb. 3). Die Spektren von Melpitz verlaufen am flachsten, gefolgt von

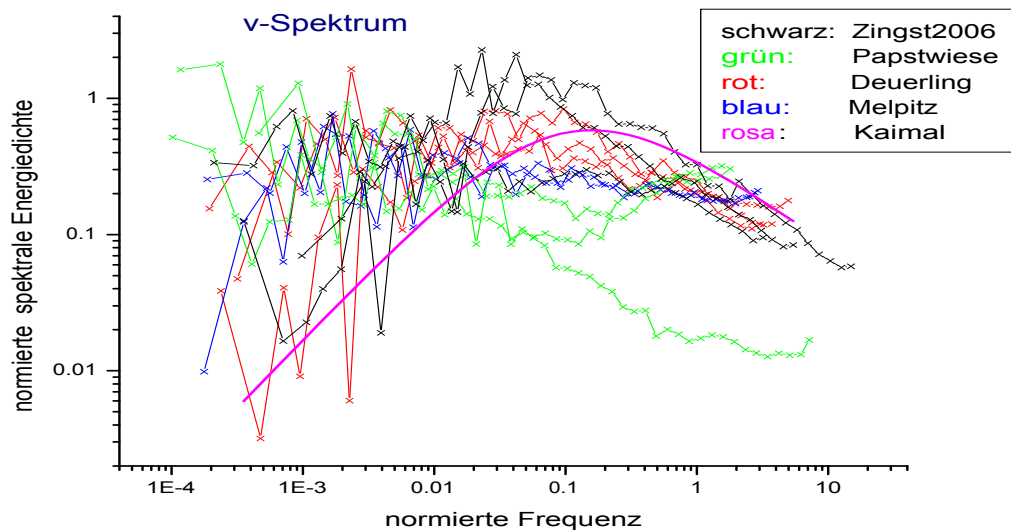


Abbildung 3: Neutrale Spektren für die v -Komponente (Melpitz - blau, Deuerling - rot, Papstwiese - grün, Zingst - schwarz, Kaimal et al. (1972) - rosa).

Deuerling. Der Verlauf der Spektren "Zingst" stimmt noch am ehesten mit den "standardisierten" Spektren aus dem Kansas-Experiment überein. Wie auch für die Komponente in Windrichtung, zeigen die Messungen von "Papstwiese" einen Verlauf, der nicht in das Bild passt. Im niederfrequenten Bereich besteht bei allen Spektren die Tendenz zu einer erhöhten Leistung, was als Einfluss der inhomogenen Umgebung der Messorte interpretiert werden kann.

Für die Vertikalkomponente der Windgeschwindigkeit (w) (Abb. 4) ergeben sich im Verlauf ähnliche Abweichungen, verglichen mit den "standardisierten" Turbulenzspektrum aus dem Kansas-Feldexperiment.

Alle Spektren verlaufen recht dicht beieinander, es sind kaum größere Schwankungen zu erkennen. Einzig "Papstwiese" fällt erneut aus dem Bild.

Die hier beobachtete Konvergenz der Spektren bei hohen Frequenzen sollte aufgrund der durchgeführten Normierung der Regelfall sein. Bei den anderen beiden Windkomponenten (u und v) war dies aber nicht ganz so gut erkennbar.

Überträgt man insbesondere die Ergebnisse für die Spektren der Vertikalgeschwindigkeit auf die Vorstellung, dass gerade durch die Variabilität der vertikalen Windkomponente ein windgetriebener Ferntransport von Diasporen unterstützt wird, dann wäre es für ein standardisiertes Berechnungsverfahren ausreichend, für das Spektrum der Vertikalkomponente die Berechnungsvorschrift (siehe Abb. 1) nach dem "Kaimal-Standard" zu verwenden.

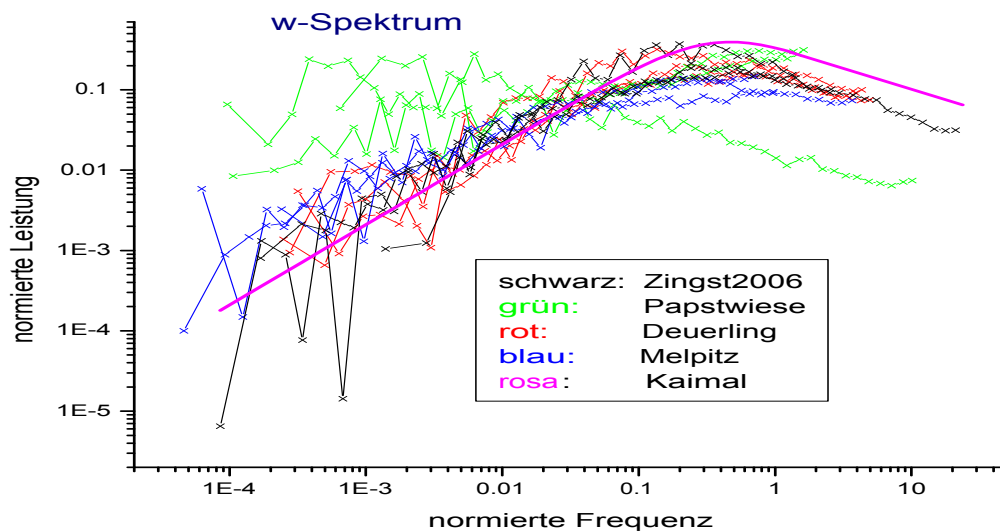


Abbildung 4: Neutrale Spektren für die w-Komponente (Melpitz - blau, Deuerling - rot, Papstwiese - grün, Zingst - schwarz, Kaimal et al. (1972) - rosa).

Die Berücksichtigung einer Abweichung von neutralen Schichtungsverhältnissen erfolgt auch dann über eine Veränderung der für den neutralen Fall ermittelten normierten Spektralwerte durch die Stabilitätsfunktion nach Gleichung (3).

Dieses Vorgehen wird auch durch Auswertungen von Messungen bestätigt, die für die vorgestellten Experimente labiler beziehungsweise stabiler Schichtung zuzuordnen waren. Nach der Anwendung der Normierung mit der Stabilitätsfunktion (Gl. (3)) fallen diese Spektren besser mit dem neutralen zusammen und zeigen das hier diskutierte Verhalten.

3.3.2 Vergleich mit dem "Kaimal-Standardspektrum"

Die an verschiedenen Messorten beobachteten Turbulenzspektren stimmen prinzipiell mit dem "Kaimal-Standard" überein. Gewisse Unterschiede ergeben sich, wenn man die Spektren für jeden Standort mittelt. Diese Mittelung legt eine Unterteilung in bestimmte Frequenzbereiche fest und fasst die Werte von mehreren normierten Spektren zusammen. Die erhaltenen Ergebnisse werden hier am Beispiel der Messungen von Deuerling diskutiert. Abbildung 5 zeigt die mittleren Spektren für die u- und w-Komponente des Windes, sowie deren Schwankungsbreite.

Man erkennt eine Abweichung des u-Spektrums im niederfrequenten Bereich gegenüber dem "Standard". Dieser Bereich steht für größere Wirbelstrukturen, die durch lokale Besonderheiten des Messortes generiert werden können. Das hier gezeigte experimentell ermittelte w-Spektrum zeigt im niederfrequenten Bereich kaum Abweichungen von der Linie des Kaimal-Spektrums.

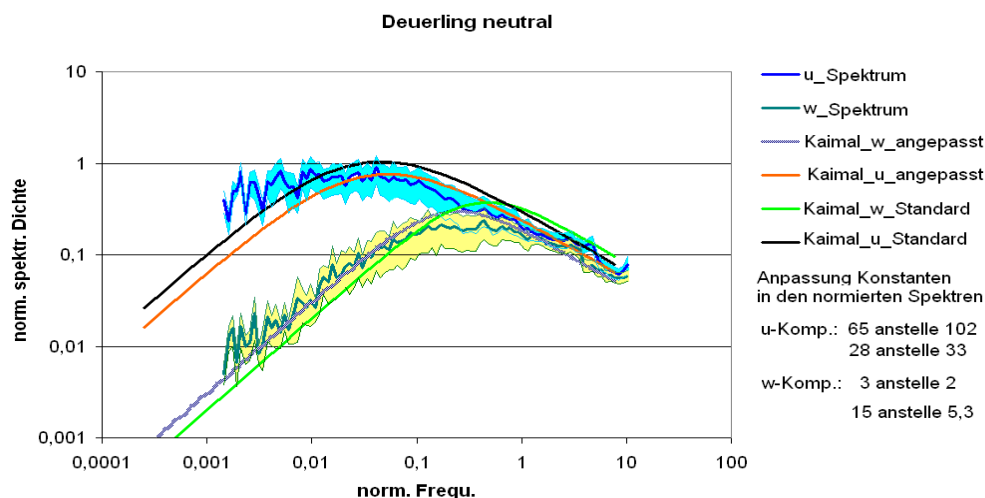


Abbildung 5: Gemittelte Spektren (u- und w-Komponente) von Deuerling im Vergleich mit Kaimal and Finnigan (1994) bzw. Kaimal et al. (1972). Der farbige Bereich kennzeichnet die Schwankungsbreite. Ebenso eingezeichnet sind die korrigierten Kaimalspektren. Die hierfür veränderten Konstanten sind in der Legende nachzulesen.

Der hochfrequente Anteil beider Spektren ordnet sich eher unterhalb der Vorgaben des "Standardspektrums" an. Durch eine Änderung der Konstanten in den Berechnungsvorschriften für die Kaimal-Spektren (siehe Abb. 1) können man die Kurven besser mit den hier gezeigten Ergebnissen in Übereinstimmung bringen. Die Konstanten können auf die in Abbildung 5 angegebene Weise verändert werden, um die Linie des "Standardspektrums" besser an die Messwerte anzupassen.

Im Rahmen der Streubreite der Messergebnisse zeigen sich allerdings keine signifikanten Änderungen gegenüber den "standardisierten" Vorgaben (siehe Abb. 5).

3.4 Diskussion und Schlussfolgerungen

Die in den letzten Jahren am LIM durchgeführten Turbulenzmessungen mit Ultraschallanemometern werden hier genutzt, um die Anwendbarkeit der in der meteorologischen Literatur aufgeführten standardisierten Turbulenzspektren, systematisch unter verschiedenen Umgebungsbedingungen zu prüfen. Die zum Teil speziell für das Projekt BioWind auch in komplexeren Landschaften durchgeführten Messungen, wurden daraufhin analysiert, ob die individuell bestimmten Spektren auch dann mit den standardisierten vergleichbar sind, wenn die Struktur der Landschaft nicht als horizontal homogen bezeichnet werden kann.

Die Daten der verschiedenen Messungen sind in Anlehnung an die Methode der Datenbearbeitung, wie diese von Kaimal et al. (1972) verwendet wurde, bearbeitet worden.

Für das Projekt BioWind ist es wichtig, eine Aussage über die Struktur turbulenter Windfelder auf der Größenskala von Blütenpflanzen zu treffen. Es ist daher sinnvoll die Analyse auf einen normierten Spektralbereich zwischen 0.02 Hz und 2 Hz zu beschränken, was nach Gleichung (1), bei einer Blütenstandshöhe von 1 m, turbulente Wirbel mit einer Ausdehnung zwischen 0.5 m und 50 m abdeckt. Eine großräumige Darstellungen der Strömungsverhältnisse erfolgt durch die Berechnung der Luftströmung mit einem numerischen Mikroskala-Modell, welches in der jetzigen Ausführung auf einer Skalenweite von $50 \times 50 \text{ m}^2$ betrieben wird (Horn et al. 2007).

Die Unterschiede zwischen dem Standardspektrum und den hier ausgewerteten Messungen, können durch eine Veränderung der Konstanten in den Berechnungsvorschriften für die "Standardspektren", berücksichtigt werden (Abb. 5).

Vor allem das Spektrum der Vertikalwindkomponente spielt beim Ferntransport der Pflanzensamen eine wichtige Rolle, da durch den turbulenten Aufwind die individuelle Fallgeschwindigkeit der Diasporen verringert werden kann, was sich dann in der Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für eine größere Transportweite niederschlägt. Die ermittelten Daten weisen im hochfrequenten Spektralbereich geringere Werte auf, was eine Verringerung der Vertikalwindkomponente für diesen Anteil bedeutet. Im niederfrequenten Bereich deuten die Spektren im komplexen Gelände auf eine Verstärkung der Vertikalwindkomponente hin. Im Flachland (Melpitz) weichen die Spektren kaum von den Standardvorgaben ab. Für eine systematische Korrektur der aus dem Kansans-Experiment (Kaimal et al. 1972) hervorgegangenen und in der Mikrometeorologie anerkannten Turbulenzspektren, reichen die hier vorgelegten Ergebnisse nicht aus. Der niederfrequente Bereich der ermittelten Spektren, welcher oberhalb des "Kaimal-Standards" verläuft, deutet auf eine Verstärkung der Auf- und Abwindfluktuationen hin und erhöht damit die Wahrscheinlichkeit für eine größere windgetriebene Transportweite von Diasporen.

Eine Betrachtung der gemittelten Spektren und ihrer Streubreite zeigt, dass deren Verlauf qualitativ mit den Vorgaben der Standards übereinstimmt. Abbildung 6 (links) zeigt eine Zusammenschau der Spektren für die Zustandsgrößen u, v, w, T und die Flussgrößen $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$ und $\overline{u'T'}$, im Vergleich zu den Angaben von Kaimal et al. (1972) (Abb. 6, rechts).

Es kann daher in erster Näherung auf die meteorologischen Standardspektren zurückgegriffen werden, um daraus, über eine inverse Fouriertransformation, eine den Spektren entsprechende turbulente Windzeitreihe zu simulieren. Inwieweit die Einbeziehung der hier dokumentierten Abweichungen zu einer signifikanten Änderung der Prognose der Ausbreitungsbedingungen spezieller Pflanzensamen führen, muss sich noch zeigen.

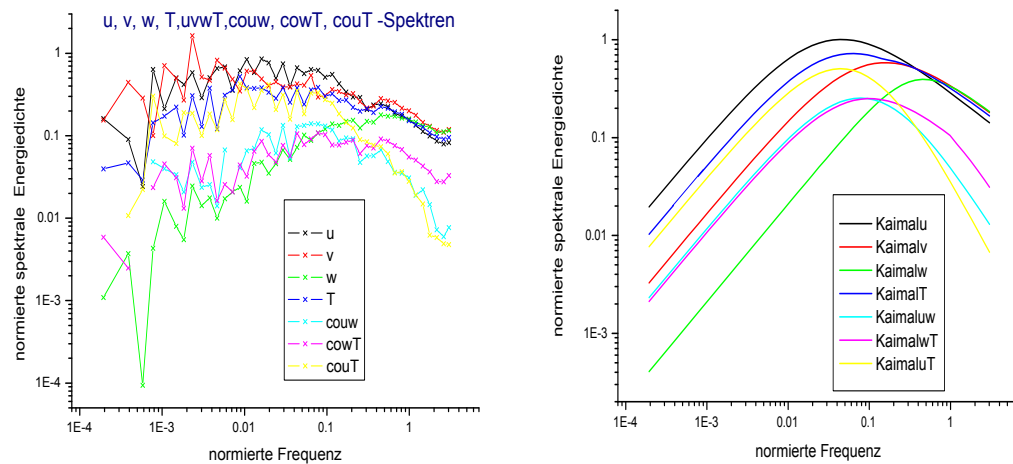


Abbildung 6: Zusammenschau der Spektren von u , v , w , T , $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$ und $\overline{u'T'}$ für den 03.07.2006 in Deurling (links), sowie der entsprechenden standardisierten Spektren nach Kaimal et al. (1972) und Kaimal and Finnigan (1994) (rechts)

Literatur

- Andersen, M. (1991). Mechanistic models for the seed shadows of wind-dispersed plants. *American Naturalist*, 137:476–497.
- Blazek, J. (2005). *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Elsevier.
- Foken, T. (2006). *Angewandte Meteorologie*. Springer.
- Greene, D. F. and Johnson, E. A. (1995). Long-distance wind dispersal of tree seeds. *Canadian Journal of Botany*, 73:1036–1045.
- Hojstrup, J. (1981). A simple model for the adjustment of velocity spectra in unstable conditions downstream of an abrupt change in roughness and heat flux. *Boundary-Layer Meteorol.*, 21:341–356.
- Horn, S. (2006). Implementierung eines Strahlungsmodells in das Strömungsmodell ASAM und Untersuchung der Einflüsse solarer Einstrahlung auf die Strömungsverhältnisse in Straßenschluchten.
- Horn, S., Wilsdorf, M., Daniel, D., and Raabe, A. (2007). Erste Ergebnisse zur räumlich expliziten Modellierung der Ausbreitung von Pflanzen Diasporen. *Mitteil. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41:67–80.
- Izumi, Y. (1971). Kansas 1968 field program data report. *Environmental Research Papers*, 379. Air Force Cambridge Research Laboratories.

- Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994). *Atmospheric Boundary Layer Flows - Their Structure and Measurement*. Oxford University Press.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Coté, O. R. (1972). Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 98:563–589.
- Nathan, R., Katul, G. G., Horn, H. S., Thomas, S. M., Oren, R., Avissar, R., Pascala, S. W., and Levin, S. A. (2002). Mechanisms of long-distance dispersal of seeds by wind. *Nature*, 418:409–413.
- Olesen, H. R., Larsen, S. E., and Hojstrup, J. (1984). Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 29:285–312.
- Schlünzen, K. H. (1996). Validierung hochauflösender Regionalmodelle. *Bericht aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg*, page 184.
- Tackenberg, O. (2003). Modeling long distance dispersal of plant diaspores by wind. *Ecological Monographs*, 73:173–189.
- Wesseling, P. (2001). *Principles of Computational Fluid Dynamics*. Springer.

Autoren

Marcus Beyer beyer@uni-leipzig.de
Armin Raabe raabe@uni-leipzig.de

Einfluß der Orografie auf konvektiven Niederschlag

Connie Walther

Zusammenfassung

Um niederschlagsbildende Prozesse in der Atmosphäre zu verstehen, können Probleme heute neben theoretischen und experimentellen Ansätzen auch mit Hilfe kleinskaliger Wettermodelle erörtert werden. Die Fragestellung dieser Arbeit konzentriert sich auf die Vorhersage von konvektivem Niederschlag in orografisch unterschiedlich gegliederten Geländeformen, um Aussagen über das Verhalten von konvektionsauslösenden Parametern in labiler Atmosphäre abhängig von der Orografie treffen zu können.

Für die konvektive Wetterlage vom 7.7.2006 wurden Simulation mit der originalen Erzgebirgsorografie, einem künstlichen Bergrücken und flachem Gelände durchgeführt. Es konnte festgestellt werden, dass die Auslösung von Konvektion an Anstiege und Bergrücken gebunden ist, ihr weiterer Verlauf jedoch unabhängig von der Orografie stattfindet.

Summary

To understand the processes that produce precipitation, today problems can not only be discussed in theoretical or experimental approaches, but also with the help of mesoscale Weatherprediction-Models. This papers main question concentrates on the forecast of convective precipitation in different orographical structured areas, to gain statements about the behaviour of convection-triggering parameters in instable atmosphere in dependence on the orography.

For the convective weather conditions on 7.7.2006 there have been made simulations with the original Erzgebirge-Orography, an artificial ridge and a flat area. It could be determined that the activation of convection is coupled to slopes and ridges, but the development of convective precipitation is independent from the orography.

1 Einführung

Aus Beobachtungen kann geschlossen werden, dass die Orografie einen Einfluß auf die Bildung konvektiver Niederschläge hat. Um die Vorhersage dieser potentiell schadensträchtigen Wetterlagen zu verbessern, sind Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen Orografie und Konvektion nötig. Mit mesoskaligen Modellen können heute numerische Experimente mit modifizierter Orografie durchgeführt werden. Es wurden bereits Versuche mit stark vereinfachten Modellorografien durchgeführt, beispielsweise von Jiang (Jia03)] an einem Gaussförmigen Hügel. Gutierrez (Gut00) und Buzzi et al. (BTM98) wählten als Ansatz die Numerische Simulation einer realistischen Wetterlage und deren Vergleich mit Messwerten. Gutierrez (Gut00) bezog sich dabei auf die Simulation von Leewellen über einem künstlichen Hügel und verglich seine Ergebnisse mit der Wellenbildung an den Cordilleren von Costa Rica. Buzzi et al. (BTM98) untersuchten im Fall des Hochwassers in Piedmont 1994 den Zusammenhang des Niederschlags mit der Orografie in verschiedenen Sensitivitätsstudien. Für den speziellen Fall des Erzgebirges wurden von Zimmer (ZTR07) Untersuchungen zu Stauniederschlägen mit dem LMK durchgeführt.

2 Methode

Für numerische Experimente mit modifizierter Orografie sind möglichst hochauflösende Modelle nötig. Die Verbesserung der Rechenleistung in den letzten Jahren führte zur Entwicklung mesoskaliger Modelle, wie dem COSMO-DE, welches auch im operationellen Dienst des Deutschen Wetterdienstes verwendet wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine konvektive Wetterlage im mitteldeutschen Raum mit drei verschiedenen Orografien modelliert, und die Ergebnisse anschließend miteinander verglichen. Zur Darstellung der Orografien wurden mit Hilfe des Grafikprogrammes GrADS ((GrA)) Querschnitte entlang eines Längengrades ungefähr in Modellgebietsmitte durchgeführt. Zunächst wurde eine Berechnung mit zugrunde liegender originaler Erzgebirgsorografie durchgeführt, um einen Vergleich mit Messwerten zu bieten. Anschließend wurde das Erzgebirge auf eine Höhe von 300m abgeflacht. Zuletzt wurde ein künstlicher glockenförmiger Bergrücken (Bellridge) auf das abgeflachte Gebiet aufgesetzt.

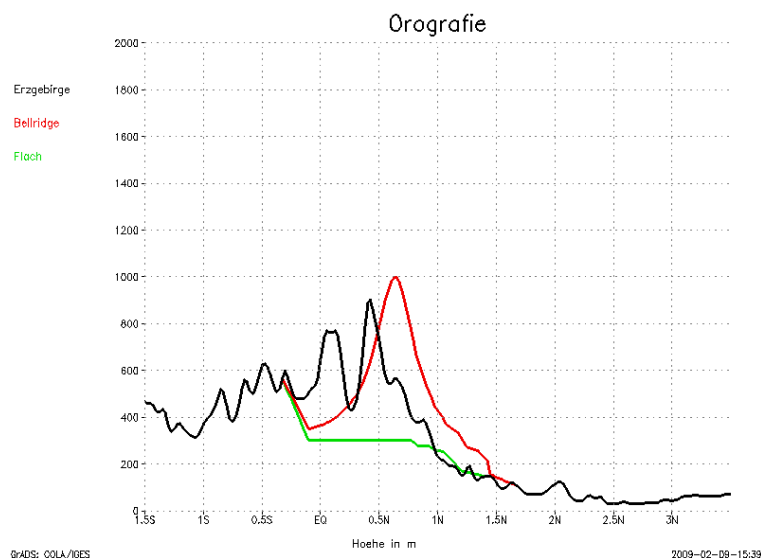


Abbildung 1: Querschnitt durch die drei verschiedenen Orografien

Eine typische konvektive Wetterlage trat am 7.7.2006 in Deutschland auf. Über dem Atlantik bis nach Osteuropa erstreckte sich ein ausgedehntes Hochdruckgebiet mit einem kleinen Randtief über der Oder. Über Großbritannien lag ebenfalls ein kleines Randtief. Auf der 500hPa-Geopotentialkarte war ein Hochdruckkeil zu erkennen, dessen Strömung über Deutschland südlich verlief. Diese brachte feuchte und warme Luft nach Norden. Die Wetterlage war dadurch labil und führte schon am Vorabend in Franken zu ergiebigen konvektiven Niederschlägen. (Sou), (wet)

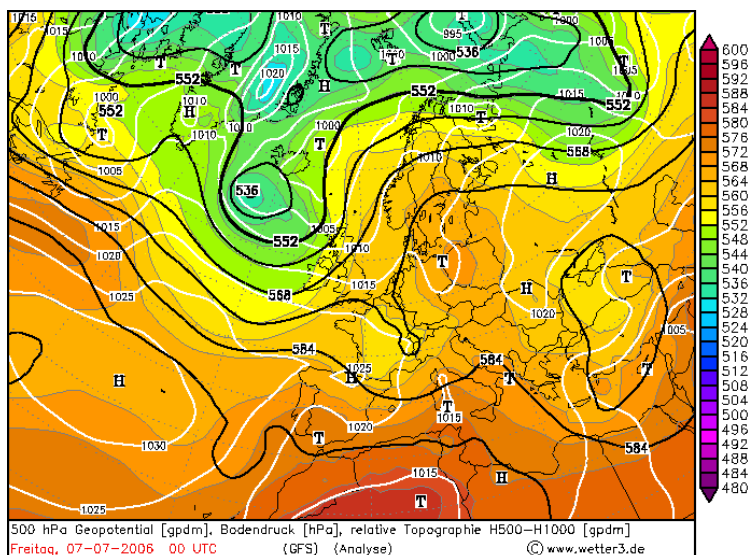


Abbildung 2: GFS-Analyse vom 07.07.2006 00z

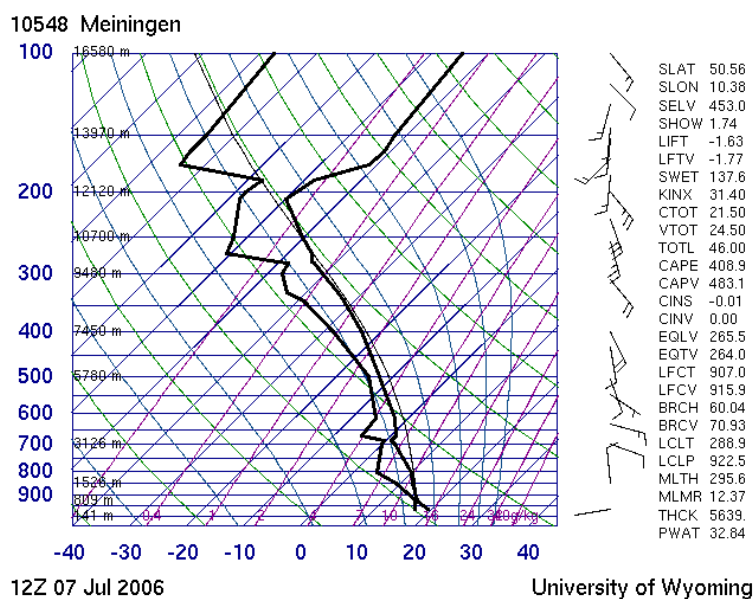


Abbildung 3: Radiosondenaufstieg von Meiningen am 07.07.2006 12z

3 Ergebnisse und Diskussion

Zunächst ist im Fall des Bellridge die Auslösung konvektiver Niederschläge kurz nach der Initialisierung (00z) auffällig.

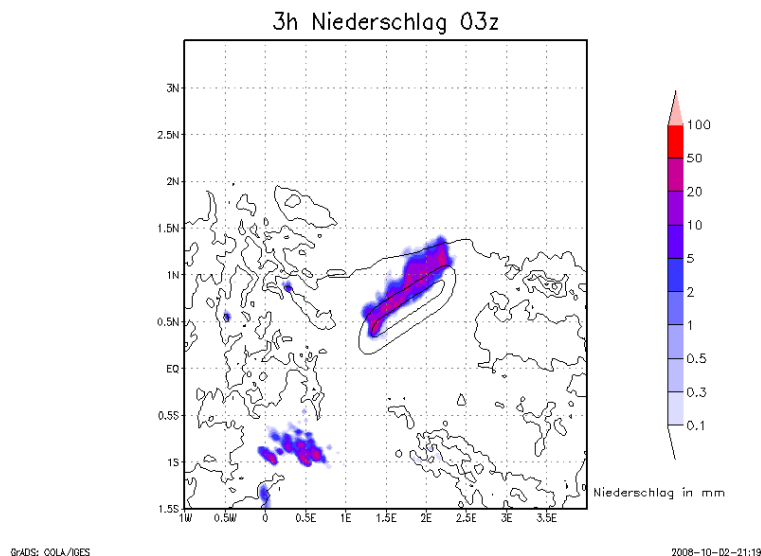


Abbildung 4: *Prognostizierter Niederschlag Bellridge 03z*

Zu diesem Zeitpunkt wurden im Erzgebirge, welches der Bellridgeografie zugrunde liegt, noch keine Niederschläge gemessen. Aus diesem Grund können für die Entwicklung der Konvektion in der Simulation numerische Effekte angenommen werden. Durch die Initialisierung wurde im Fall des Bellridge auf 925hPa und 850hPa eine Temperatur berechnet, die um 2°C höher liegt, als die entsprechende Temperatur in den anderen beiden Läufen. Das hat eine größere Labilität zur Folge und erleichtert die Auslösung von Konvektion. Zudem herrscht dadurch im Niveau von 850hPa bis ungefähr 770hPa ein trockenadiabatischer Temperaturgradient, wodurch die Schichtung indifferent wird. Wie in Abbildung 1 zu erkennen, ist das Gelände der Bellridgeografie nördlich des Kammes bis ungefähr 1.5° Nord etwas höher, als die originale Orografie. Die unterschiedliche Geländehöhe bewirkt Differenzen im Temperaturfeld der unteren Levels.

Nach 15 Stunden entwickelt sich in den Läufen mit Orografie ein konvektives Niederschlagsgebiet auf Höhe des nördlichen Erzgebirges. Zunächst bilden sich vereinzelte Zellen an Erhebungen im Erzgebirge und am Bellridge. Gegen 18z setzt eine verstärkte Entwicklung am nordöstlichen Rand des Erzgebirges und entlang des Kammes vom Bellridge ein. Diese Zellen verstärken sich und wirken anhand der Vertikalbewegungen recht organisiert. Die Bildung von Zellen scheint an den Verlauf des Gebirges gebunden zu sein, ihre weitere Entwicklung ist weitestgehend eigenständig. Erst nach 21 Stunden bilden sich konvektive Niederschläge auch im Fall der flachen Orografie, die jedoch zunächst schwächer ausgeprägt sind. Zudem beginnt ihre Auslösung bei ungefähr 1°N, also nördlicher als in den beiden anderen Fällen, an einem vergleichsweise steilen Anstieg des Geländes. Die Vermutung liegt nahe, dass auch hier die Hügelanströmung einen Einfluß auf die Bildung der Konvektion hat. Die weitere Entwicklung der Niederschlagszellen verläuft weitestgehend unabhängig von der Geländeform, auch weil es nördlich des Erzgebirges keine prominenten Formationen mehr gibt.

Bei der originalen Erzgebirgsorografie liegen die größten Niederschlagsmengen auf dem Rücken des Thüringer Waldes. Die Ursache für die unterschiedliche Struktur der Niederschlagsgebiete liegt vermutlich in der veränderten Strömung. Wenn das Erzgebirge als Hindernis wegfällt, kann Wind aus nördlichen Richtungen bis nach Bayern vordringen und schon dort zu einer Auslösung oder Verstärkung des bereits vorhandenen Niederschlags führen. Ist ein solches Hindernis vorhanden, wird neue Konvektion erst auf dem

Bergrücken, linienhaft oder mit zellulärer Struktur, ausgelöst. Aus den Ergebnissen kann geschlossen werden, dass Gebirgskämme zur Auslösung von konvektiven Niederschlagsereignissen beitragen können.

Der 24-stündige Niederschlag unterscheidet sich für die drei unterschiedlichen Orographien außerhalb des geänderten Bereiches kaum:

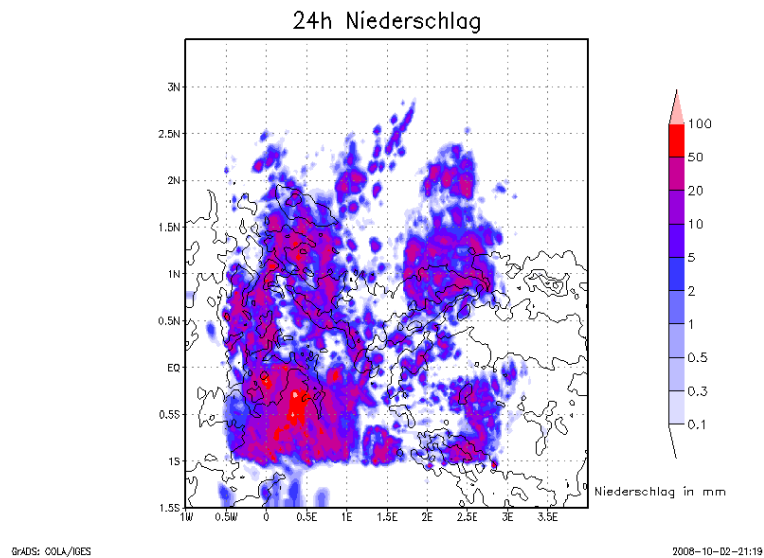


Abbildung 5: 24-stündiger Niederschlag im Erzgebirge

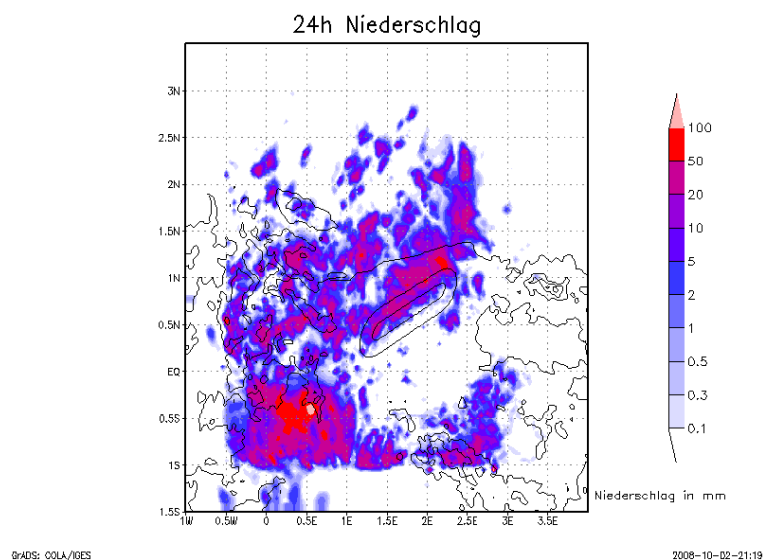


Abbildung 6: 24-stündiger Niederschlag am Bellridge

Die unterschiedliche Auslösung der abendlichen Niederschläge ist vor allem im Fall der flachen Orografie sichtbar:

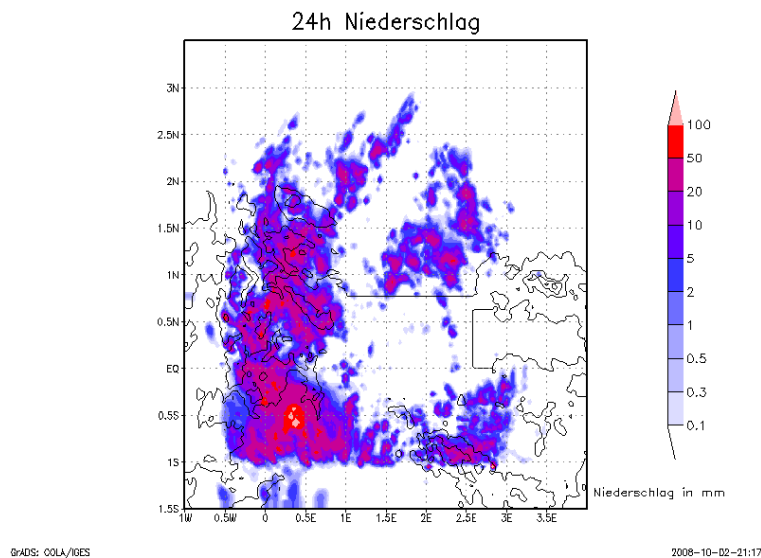


Abbildung 7: 24-stündiger Niederschlag der flachen Orografie

Ein Einfluß der Orografie auf konvektive Bewölkung ist festzustellen. Neben der Möglichkeit zunächst einmal einer Auslösung von Konvektion, werden auch Struktur und Grad der Organisation der Zellen durch das Gelände verändert. Gerade beim Bellridge ist gut zu sehen, dass die Auslösung gebunden an den Bergrücken stattfindet, um sich dann linienhaft nach Norden fortzubewegen. Dennoch muss gerade bei der Initialisierung mit künstlicher Orografie beachtet werden, dass numerische Effekte eine große Rolle bei der Prognose spielen.

4 Schlußfolgerungen

In den numerischen Experimenten konnte der Einfluß von Gebirgen auf die Auslösung konvektiver Ereignisse festgestellt werden. Häufig entstehen Niederschläge luvseitig der Gebirgskämme und entwickeln sich anschließend unabhängig von der Orografie weiter. Da vor allem größere Niederschlagsereignisse immer an die Grundströmung in höheren Schichten gebunden sind, trägt ein Berg im Mittelgebirge nicht zur Ablenkung oder Blockierung eines solchen Niederschlagsgebietes bei. Trotzdem ist der Einfluß der Orografie auf den Wind in niedrigeren Schichten nicht zu vernachlässigen. In wie weit das die Intensität des konvektiven Niederschlags beeinflussen kann, bleibt Gegenstand weiterführender Untersuchungen.

Auch die Implementierung verschiedener Orografien in die Initialisierungsroutine muss verbessert werden. Wenn neue Orografien eingefügt werden, kommt es zu Randeffekten im implementierten Temperatur- und Windfeld. Nach einigen Stunden stabilisiert sich der Lauf zwar, wenn man aber Ergebnisse aus den ersten Stunden des Modelllaufes erhalten will, sind diese mit äußerster Skepsis zu betrachten.

Besonders interessant für weitere Versuche zum Einfluß der Orografie auf meteorologische Elemente ist der konstruierte Fall des Bellridge. Mit verschiedenen starken Anstiegen, unterschiedlichen Strömungen und Temperaturverhältnissen lassen sich genaue Aussagen zum Verhalten der Atmosphäre bei bestimmten Störungen treffen. Gerade bei stark labilen Wetterlagen ist es interessant, mögliche Auslösepunkte im Gelände identifizieren zu können, um Warnungen zu verbessern.

Literatur

Buzzi, A.; Tartaglione, N.; Malguzzi, P.: Numerical simulations of the 1994 piedmont flood: Role of orography and moist processes. *Monthly Weather Review*, Band 126, S. 2369–2383, 1998.

Grid Analysis and Display System (GrADS). Internet. www.iges.org/grads.

Gutierrez, J.: Stratified flow past a mesoscale mountain range. *Topics Meteorologicos y Oceanograficos*, Band 7, S. 93–98, 2000.

Jiang, Q.: Moist dynamics and orographic precipitation. *Tellus*, Band 55A, S. 301–316, 2003.

Klemp, J. B.; Lilly, D.: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, Band 35, S. 78–107, 1978.

Lin, Y.-L.: The dynamics of orographic precipitation. In *2005 Yearbook of Science & Technology*. McGraw Hill Companies, 2004.

Roe, G. H.: Orographic precipitation. *Annual Review Of Earth And Planetary Sciences*, Band 33, S. 645–671, 2005.

Radiosondenaufstiege. Internet. <http://weather.uwyo.edu/upperair/europe.html>.

Gfs-Prognosekarten. Internet. www.wetter3.de.

Zimmer, J.; Tetzlaff, G.; Raabe, A.: Orografische Verstärkung von Niederschlägen im Erzgebirge. In *DACH-Tagung*, 2007.

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Einfluss der vertikalen Auflösung der Eingangsprofile bei einem Schallstrahlenmodell

M. Wilsdorf, G. Fischer und A. Ziemann

Zusammenfassung

In der folgenden Ausarbeitung soll der Einfluss der vertikalen Auflösung der Eingangsprofile auf die Schallausbreitungsrechnungen eines Schallstrahlenmodells näher untersucht werden. Der Grund hierfür liegt in dem Auftreten eines „Schichtenproblems“ bei der Arbeit mit einem solchen Modell. Das bedeutet, dass je größer die vertikale Auflösung der Eingangsprofile ist, desto mehr weicht die mit dem ComputermodeLL bestimmte Lösung von der analytischen ab. Im folgenden Beitrag werden verschiedene vertikale Auflösungen untersucht und es wird gezeigt, dass eine höhere Auflösung dieses Problem lösen kann. Die Berechnungen erfolgen mit dem Schallstrahlenmodell SMART. Dieses Modell basiert auf der Berechnung des Weges, den der Schall in einer geschichteten Atmosphäre zurücklegt. Die Berechnungsgrundlage für das Strahlenmodell bilden dabei aus Radiosondendaten interpolierte, sowie klimatologisch klassifizierte Temperatur- und Windprofile. Diese Untersuchungen stellen eine notwendige Grundlage bei der Analyse und Interpretation der durch ein Strahlenmodell gewonnenen Dämpfungsberechnungen dar.

Summary

In the following article, effects of the vertical resolution of input data on numerical sound attenuation simulations are investigated. The reason for this lies in the occurrence of a „layer problem“ during work with such a model. That means, even larger the vertical resolution of the input profiles is, so much more the calculated answer deviates from the analytic. Therefore, different vertical resolutions are examined. The analyzed results show that a higher resolution can solve this problem. Calculations are carried out using the sound ray model SMART which considers the dependency of sound ray propagation on stratified atmosphere. As a basis for calculating the sound ray paths interpolated and climatologically classified profiles of temperature and wind obtained from radiosonde data are utilized. These investigations provide a basis for the analysis and interpretation of attenuation calculations derived from a sound ray model.

1 Einleitung

Die Lärmbelastung ist nach wie vor eine der größten und als Problem wenig wahr genommene Umweltbelastung unserer Zeit und sie wird voraussichtlich noch zunehmen. Schall wird in diesem Zusammenhang als Lärm bezeichnet, wenn er auf den Menschen belastend bzw. störend oder gar gesundheitsschädigend wirkt. Ein wichtiges

Gebiet im Umweltschutz besteht deshalb in der Überwachung und Prognose von Schallimmissionen.

Experimentelle Ergebnisse und numerische Berechnungen zeigen, dass es für gute Schallimmissionsprognosen wichtig ist, die Vertikalgradienten der Lufttemperatur, der Windgeschwindigkeit sowie der Windrichtung in die Schallausbreitungsberechnungen einzubeziehen (z.B. Balogh et al., 2006 und Ziemann et al., 2007). Diese Faktoren bewirken Richtungs- sowie Geschwindigkeitsänderungen einer Schallwelle.

In einem Strahlenmodell, das mit verschiedenen Atmosphärenschichten arbeitet, wirken diese Faktoren in derselben Weise auf das Ausbreitungsverhalten der Schallstrahlen. Wie schnell diese den Schallweg verändernden Effekte vom Modell umgesetzt werden können, hängt im Wesentlichen von der vertikalen Auflösung der Schallausbreitungsrechnung mit einem Schallstrahlenmodell zu Grunde liegenden Eingangsprofile ab. Der Grund für dieses „Schichtenproblem“ liegt in der Natur dieses Strahlenmodells. Die Atmosphäre wird in ihm als ein horizontal homogen geschichtetes Medium betrachtet. Durch die Verwendung von geringen Schichtdicken ist es möglich, die für die Refraktion relevanten meteorologischen Größen (Temperatur und Windvektor) in den jeweiligen Schichten als konstant zu betrachten. Der Schallstrahl hat dadurch innerhalb einer Schicht einen geradlinigen Verlauf. Nur an den verschiedenen Grenzflächen der Schichten treten Refraktionen des Schallstrahls auf (siehe Ziemann, 2002; Ziemann, 2003). Das bedeutet, je dicker eine Schicht im Vergleich zu einer anderen ist, umso entfernungsmäßig (x -Richtung) später setzt die Refraktion an der Grenze zur nächsten Schicht ein. Damit ist dieses Problem kein physikalisches, sondern hat seine Ursachen vielmehr in der begrenzten numerischen Genauigkeit bei der Bestimmung des Brechungswinkels. Berechnet man den Strahlenverlauf analytisch, tritt dieser Fehler nicht auf, da hier keine vertikale Schichteneinteilung vorgenommen werden muss. Um diese Diskrepanz zwischen den beiden Lösungen zu minimieren, wurden in dieser Arbeit die vertikalen Auflösungen 0.5 m, 0.1 m und log 0.1 m miteinander verglichen, sowie ihre Vor- und Nachteile diskutiert.

2 Theorie von Strahlenmodellen

Bei dem zweidimensionalen Schallstrahlenmodell SMART (sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) kann ausgehend von einer Schallquelle, von der ein Schallstrahlenbündel ausgesandt wird, unter Verwendung des Refraktionsgesetzes, die zurückgelegte Schallstrecke verfolgt werden. SMART wendet dabei ein Refraktionsgesetz speziell für die Schallstrahlbrechung in einem bewegten Medium an, da sich die Richtungen der Schallwellennormalen und des Schallstrahls in einem solchen Medium unterscheiden (Ostashev et al., 2001; Ziemann et al., 2002). Die Atmosphäre wird, wie oben erwähnt, als ein horizontal homogen geschichtetes Medium (mit geringen Schichtdicken) betrachtet.

Da Schallstrahlen verschiedener Emissionswinkel unterschiedlich auf die meteorologischen Effekte (Ziemann et al., 2001) und den Boden (Ziemann und Balogh, 2004) rea-

gieren, müssen möglichst viele Schallstrahlenverläufe berechnet werden, wobei die Winkelauflösung immer höher wird, je horizontaler die Schallausbreitung erfolgt. Unter der Annahme einer unbewegten Atmosphäre mit linearem Temperaturprofil bedeutet dies, dass die Schallstrahlen Kreisbögen mit dem Radius $1/(\sin(\alpha_0)m)$ entsprechen. Damit ist es möglich, die Strahlverläufe wie folgt analytisch zu berechnen.

$$x(z) = \frac{\cot \alpha_0}{m} - \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0 (1 + m(z - z_0))^2}}{m \sin \alpha_0} \quad (1)$$

Die Höhe der Schallquelle (hier =0) wird durch z_0 symbolisiert (Franck und Sager, 1974). Der Parameter m ist der mit der adiabatischen Schallgeschwindigkeit am Boden c_0 normierte vertikale Schallgeschwindigkeitsgradient. Unter α_0 wird der Emissionswinkel (gegen die Vertikale) an der Schallquelle verstanden. Die Variable x steht für die horizontale und z für die vertikale Koordinate der Schallwegkurve.

3 Ergebnisse und Diskussion

Mit dem Schallstrahlenmodell SMART ist es möglich, verschiedenste vertikale Auflösungen der Eingangsprofile zu rechnen. Verglichen werden im Folgenden Auflösungen von 0.5 m (äquidistant), 0.1 m (äquidistant) sowie log 0.1 m (logarithmisch-äquidistant). Unter der letzten Auflösung ist zu verstehen, dass hierbei die erste 0.1 m – Schicht noch einmal stark verfeinert aufgelöst wird. Ausgehend von $z=0$ m folgen zehn Schichten mit einer Auflösung von 10^{-4} m (Schichthöhe: 0.0001 – 0.001 m), daran anschließend zehn Schichten mit einer Auflösung von 10^{-3} m (Schichthöhe: 0.001 – 0.01 m) usw., bis man schließlich bei 0.1 m angelangt ist. Von da an erfolgt eine äquidistante Auflösung von 0.1 m (also 0.2, 0.3 m....) bis in die jeweilige Profilhöhe. Da das beschriebene Problem selbstverständlich am stärksten bei den Schallstrahlen mit einem Emissionswinkel nahe 90° auftritt, sind bei der zu führenden Untersuchung die ersten Schichten der Eingangsprofile von besonderem Interesse. Wichtig ist hierbei, dass sich die höhere Auflösung an und um der Quelle befindet. In der hier durchgeführten Untersuchung befindet sich die Quelle am Boden ($z_0=0$ m).

Um das Problem zu veranschaulichen, sind in Abbildung 1 ausgewählte Strahlverläufe bei verschiedenen Auflösungen dargestellt. Betrachtet werden hier Profile, welche sich durch eine Temperaturabnahme mit der Höhe auszeichnen, da in einem solchen Fall der Temperaturgradient einen die Schallstrahlen nach oben brechenden Einfluss ausübt. Diesbezüglich wird der Einfluss der vertikalen Auflösung besonders deutlich. Untersuchungen mit abwärts brechenden Eingangsprofilen wurden von Kroll et al. (2008) durchgeführt.

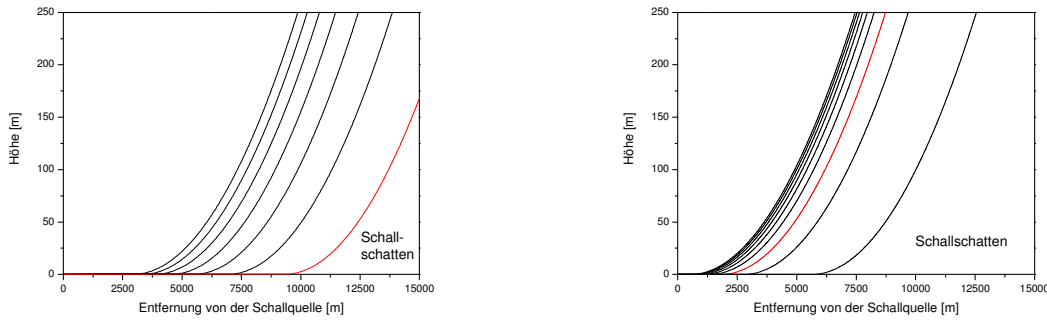


Abb.1.: Vergleichende Darstellung ausgewählter Strahlverläufe bei einer konstanten Temperaturabnahme von 0.6 K/100 m ohne Windeinfluss und einer Vertikalauflösung von 0.5 m (links) und 0.1 m (rechts).

Man erkennt in Abbildung 1 das jeweils letzte Strahlenbündel (Emissionswinkel: $89.990^\circ - 89.999^\circ$), wobei der rote Strahl als Referenzstrahl (89.997°) fungieren soll. Diese Emissionswinkelauflösung wird derzeit für verschiedene Projekte verwendet. Im Strahlverlauf der höheren vertikalen Auflösung zeigt sich ein wesentlich ausgeprägter Schallschatten. Man erkennt dies sehr gut daran, dass in der rechten Abbildung sämtliche Strahlen deutlich innerhalb der horizontalen Begrenzung von 15 km die Profilhöhe verlassen.

Der Grund hierfür liegt darin, dass die Schallstrahlen wegen des bestehenden Temperaturverlaufes nach oben gebrochen werden. Dies geschieht bei der höheren Auflösung wesentlich schneller als bei der niedrigeren. Man erkennt das besonders anschaulich am roten Referenzstrahl. Bei der Auflösung von 0.5 m „verweilen“ die am horizontalsten abgestrahlten Strahlen wesentlich länger in der untersten Schicht als bei einer höheren Auflösung, ehe dann die Brechung an der Schichtgrenze einsetzt.

Dies führt unweigerlich zu der Frage, welches Brechungsverhalten physikalisch richtig ist. Aus diesem Grund wird im Folgenden das Brechungsverhalten verschiedener Strahlen bezüglich der analytischen Lösung überprüft. Dazu wurden zunächst Profile mit unterschiedlichen vertikalen Temperaturgradienten analytisch untersucht. Exemplarisch werden hier die Untersuchungsergebnisse anhand der Gradienten $-0.1 \text{ K}/100 \text{ m}$ und $-0.6 \text{ K}/100 \text{ m}$ (Temperaturabnahme) veranschaulicht (vgl. Abb. 2).

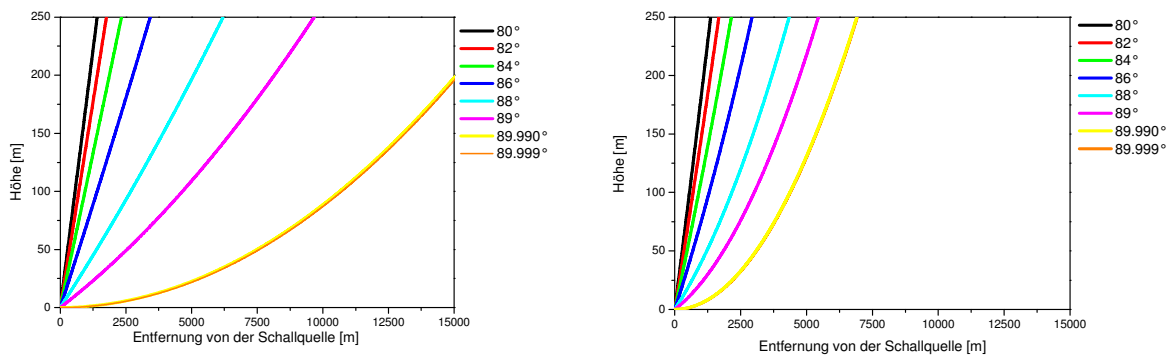


Abb.2.: Darstellung des analytischen Strahlverlaufes bei einem vertikalen Temperaturgradienten von $-0.1 \text{ K}/100 \text{ m}$ (links) und $-0.6 \text{ K}/100 \text{ m}$ (rechts).

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 3 ein durch SMART berechneter Strahlverlauf, bei einer gleichbleibend konstanten Auflösung des zu Grunde liegenden Temperaturprofils von 0.1 m, grafisch dargestellt. Analog zu Abbildung 2 ist deutlich der Einfluss des stärkeren Temperaturgradienten sichtbar. Die Strahlen werden bei einem Gradienten von $-0.6 \text{ K}/100 \text{ m}$ wesentlich eher nach oben gebrochen, was in der Praxis für einen ausgeprägteren Schallschatten sorgen würde.

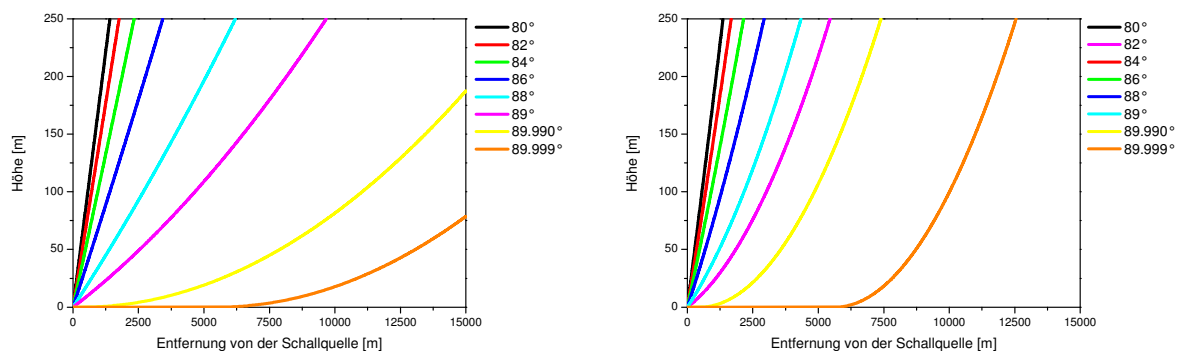


Abb.3.: Darstellung der mit SMART berechneten Strahlverläufe bei einer äquidistanten vertikalen Auflösung von 0.1 m für die Temperaturgradienten $-0.1 \text{ K}/100 \text{ m}$ (links) und $-0.6 \text{ K}/100 \text{ m}$ (rechts).

Das zweite wichtige Ergebnis, welches sich aus Abbildung 2 und 3 ergibt, ist die Differenz zwischen der numerischen und der analytischen Lösung. Bezogen wird diese Differenz auf den Punkt, wo der jeweilige Strahl das Immissionsniveau von 2 m durchläuft. Je kleiner diese Differenz ist, desto besser stimmt die computergestützt, auf einem Schichtenmodell beruhende, berechnete Lösung mit der analytischen Lösung überein. Interessant sind dabei wiederum die Strahlen, die besonders horizontal (große Emissionswinkel) abgestrahlt werden, da diese am stärksten vom betrachteten Schichtenproblem betroffen sind.

Als Ergebnis kann festgehalten werden, dass bei einer vertikalen Auflösung von 0.1 m wesentlich bessere Übereinstimmungen bezüglich der analytischen Lösung erzielt werden als bei einer Auflösung von 0.5 m. In diesem Fall weisen selbst die Strahlen mit einem Emissionswinkel um 89.99° nur eine Abweichung von wenigen 100 m auf, was bei einer horizontalen Ausdehnung des betrachteten Gebietes von 15 km sowie einer horizontalen Auflösung von 250 m akzeptabel ist. Lediglich die letzten Strahlen mit einem Abstrahlwinkel größer als 89.99° rufen größere Unterschiede bis ca. 5 km bei 89.999° hervor. Aber selbst das stellt im Vergleich zu der vertikalen Auflösung von 0.5 m eine Verbesserung dar. Dies wird anschaulich, wenn man sich noch einmal Abbildung 1 vor Augen führt.

Um dieses gute Ergebnis noch weiter zu optimieren, wurde die oben beschriebene logarithmisch-äquidistante Auflösung eingeführt (vgl. Abbildung 4). Hier betragen die Unterschiede zwischen analytischer Lösung und dem von SMART berechnetem Strahlenverlauf einige Meter bis zu wenigen 10 m für die horizontalsten Emissionswinkel.

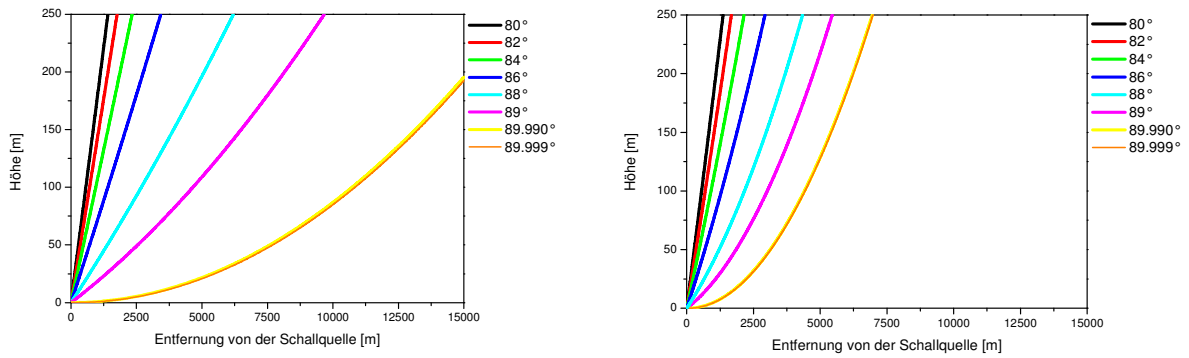


Abb.4.: Darstellung der mit SMART berechneten Strahlverläufe bei einer logarithmisch äquidistanten vertikalen Auflösung von 0.1 m für die verschiedenen Temperaturgradienten $-0.1 \text{ K}/100 \text{ m}$ (links) und $-0.6 \text{ K}/100 \text{ m}$ (rechts).

Die praktische Anwendung der dargestellten Untersuchungen mündet schließlich in den Schallausbreitungsrechnungen mit SMART und damit in Dämpfungskarten von bestimmten Orten zu bestimmten Zeiten. Exemplarisch sind in Abbildung 5 die Dämpfungskarten eines gemessenen (Radiosonden-) Profils aus Bergen vom 01.07.2002 (12 UTC) unter der Maßgabe unterschiedlicher vertikaler Auflösung des Eingabeprofiles veranschaulicht.

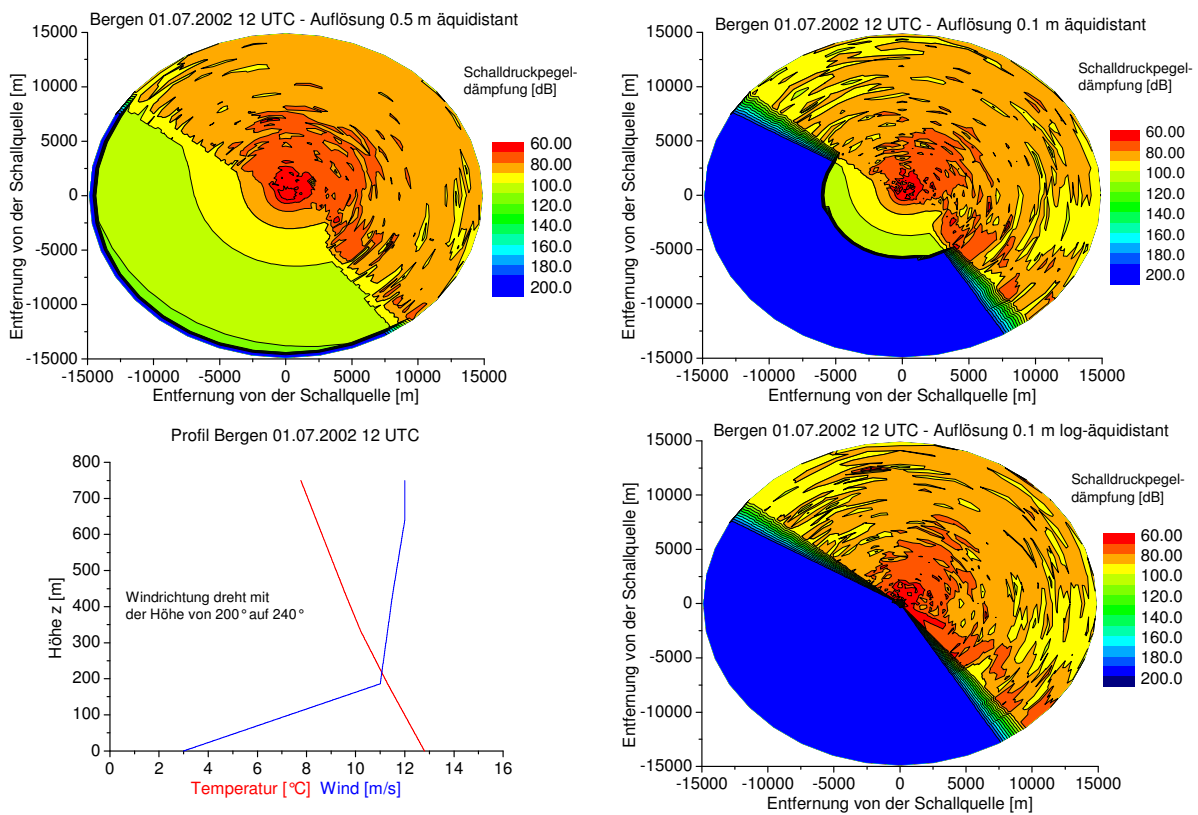


Abb.5.: Vergleich von Dämpfungskarten bei verschiedener vertikaler Auflösung der Eingangsprofile an einem speziellen Beispiel.

Man erkennt zunächst einmal sehr deutlich die systematische Übereinstimmung aller drei Dämpfungskarten. Weiterhin wird ein „vollkommener“ Schallschatten (200 dB) bei der 0.1 m- und der log-0.1 m Auflösung sichtbar. Das bedeutet, dass in diesem Bereich kein Schallstrahl mehr in das Immissionsniveau gelangt. Bei der Auflösung von 0.5 m ist ein derartiger Bereich auch feststellbar, allerdings liegen die Dämpfungswerte hier um die 100 dB. Dies liegt daran, dass in diesem Fall die am horizontalsten abgestrahlten Strahlen bis in 15 km Entfernung noch das Immissionsniveau erreichen (vgl. dazu Abb. 1). In der praktischen Anwendung dieser Ergebnisse bewirkt dieser Umstand allerdings keinen Unterschied, da eine 100 dB Dämpfung im Grunde auch einen Schallschatten darstellt.

Dies verdeutlicht auch Abbildung 6. Hier sind verschiedene SMART – Versionen anhand der am LIM entwickelten synthetischen 1551 Profilklassen (siehe Raabe et al., 2000 und Ziemann et al., 2002) untersucht worden, und zwar in der Art, dass jeder Dämpfungswert an jedem Bildpunkt einer Dämpfungskarte mit dem jeweils gleichen einer anderen Version verglichen worden ist. Sofern die Differenz der Dämpfungswerte zweier SMART – Versionen kleiner als bzw. gleich eine zuvor definierte Gleichheitsgrenze war, wurde dieser Bildpunkt gezählt.

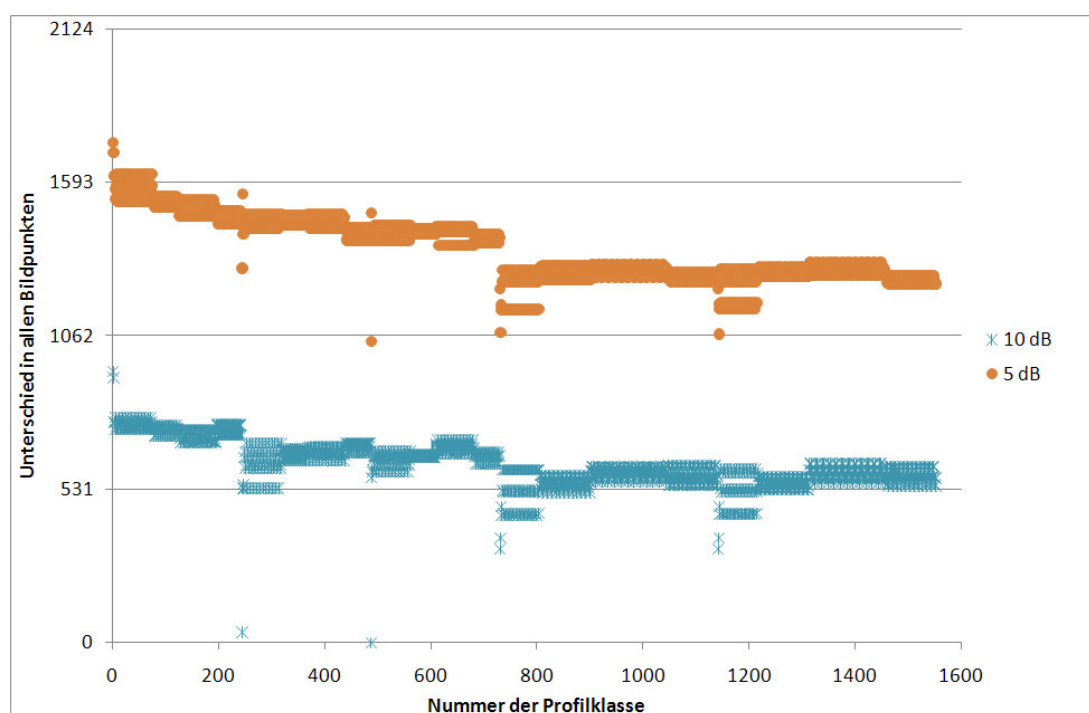


Abb.6.: Vergleich der Bildpunkte einer Dämpfungskarte bei verschiedenen SMART - Versionen

Die synthetisch entwickelten 1551 Klassen stellen eine Sammlung verschiedener möglicher Profilverteilungen der meteorologischen Parameter Temperatur, Wind und Windrichtung dar. Mit dieser Einteilung von Temperatur- und Windvektorprofilen können alle möglichen Vertikalverteilungen dieser meteorologischen Größen erfasst werden (siehe Raabe et al., 2000).

Die Gleichheitsgrenze lag bei 5 dB 10 dB. Zunächst einmal fällt auf, dass es einen grundsätzlichen Unterschied zwischen verschiedenen SMART-Versionen bei einer Grenze von 5 dB gibt. Der Unterschied bei 10 dB ist demgegenüber nur halb so groß und resultiert im Wesentlichen aus der verschiedenartigen Darstellung des Schallschattens. Damit kann diese Abbildung noch einmal als Untermauerung der vorher gemachten Aussagen verstanden werden. Man erreicht ähnliche Ergebnisse im Mitwindbereich und grundsätzliche Unterschiede im Bereich des Schallschattens.

Betrachtet man noch einmal die Dämpfungskarten in Abbildung 5 und dabei im Speziellen die der beiden fein aufgelösten Profile muss festgestellt werden, dass beide sehr gut übereinstimmen. Diese Übereinstimmung bezieht sich auf die Größe und Form des Schallschattens sowie auch auf den gesamten Mitwindbereich. Analog sind in Abbildung 7 die dazugehörigen meteorologischen Zusatzdämpfungen dargestellt. Das bedeutet, dass hier von den in Abbildung 5 bestimmten Dämpfungen durch die Atmosphärenstruktur die Dämpfung aufgrund der Kugelwellendivergenz (ohne Meteorologieeinfluss) abgezogen wird.

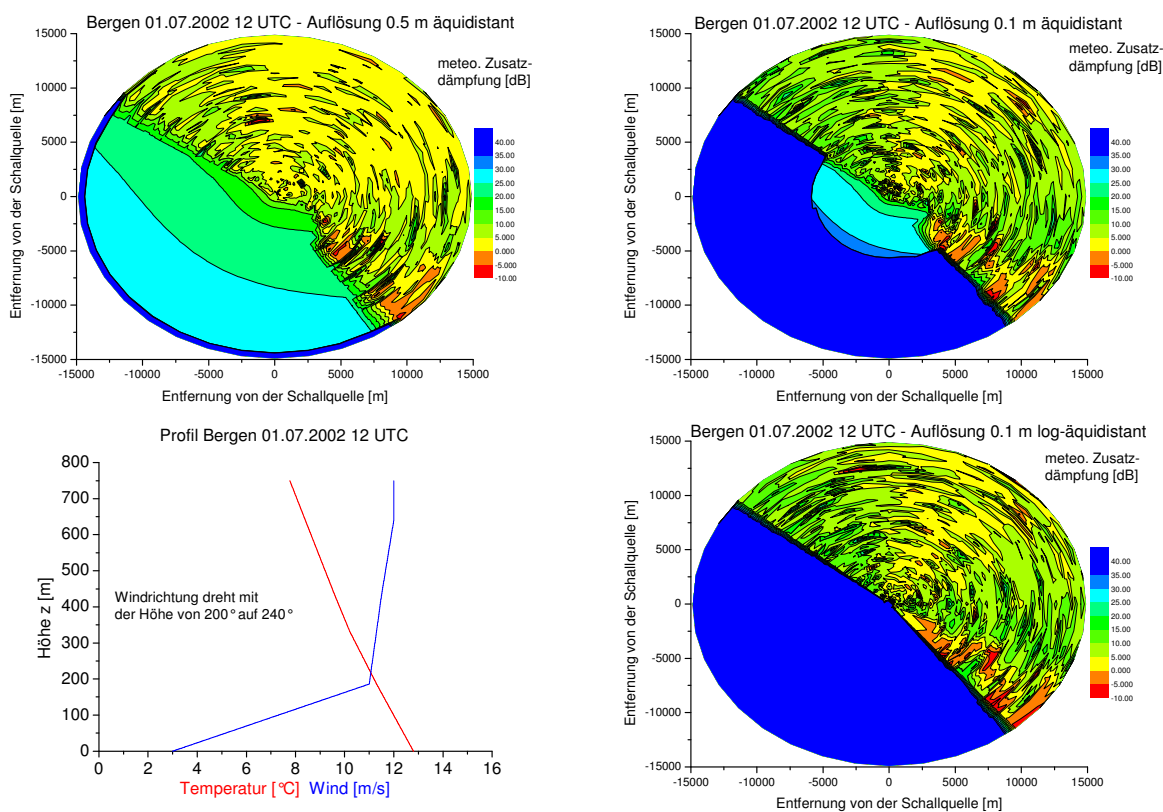


Abb.7.: Vergleich der meteorologischen Dämpfungskarten bei verschiedener vertikaler Auflösung der Eingangsprofile an einem speziellen Beispiel.

In diesen Abbildungen lassen sich besonders deutlich (rot) die Gebiete erhöhten Schalleintrages erkennen. Hierbei ist zu beachten, dass Größe und Form dieser Bereiche erhöhten Schalleintrages bei den einzelnen Dämpfungskarten in Abbildung 7 kaum variieren. Überdies ist vorstellbar, dass bei einer gewissen Glättung (Mittelung mehrerer aufeinander folgender Profile) gleiche oder zumindest ähnliche Ergebnisse

bei unterschiedlichen vertikalen Auflösungen erzielt werden. Diese Aussage bezieht sich auf den Mitwindbereich.

Das Problem der Form und Struktur des Schallschattens bleibt jedoch bestehen. Dieses Problem soll zunächst noch einmal verdeutlicht werden. Man hat gesehen, dass bei Berechnungen (mit SMART) mit einer vertikalen Auflösung von 0.5 m selbst in einer Entfernung von 15 km noch Schallstrahlen das Immissionsniveau erreichen (vgl. Abb. 1), wohingegen bei den feineren Auflösungen der Schallschatten durch den im Modell festgelegten 200 dB-Grenzwert charakterisiert ist. Diesen Unterschied in der Darstellung des Schallschattens aufzuweichen und damit eine im Modell wirklichere Definition des Schallschattens zu erreichen, ist das Ziel der folgenden Überlegungen.

Aus diesem Grund wurde versucht, den Schallschatten der 0.5 m Auflösung in Abbildung 5 nachzuvollziehen. Betrachtet man Abbildung 5 (oben links) erkennt man, dass im gesamten dritten Quadranten ($180^\circ - 270^\circ$) ein Schallschatten besteht. Aus diesem Schatten wurde ein Strahl anhand seiner Koordinaten herausgegriffen und untersucht. Dabei wurde die Dämpfung aufgrund Kugelwellendivergenz (ohne Meteorologie) mit einem in der Literatur üblichen Wert (Dämpfungsaufschlag) von 20 dB addiert. Diese Werte wurden im Anschluss mit den durch SMART berechneten Werten verglichen, was Abbildung 8 exemplarisch zeigt.

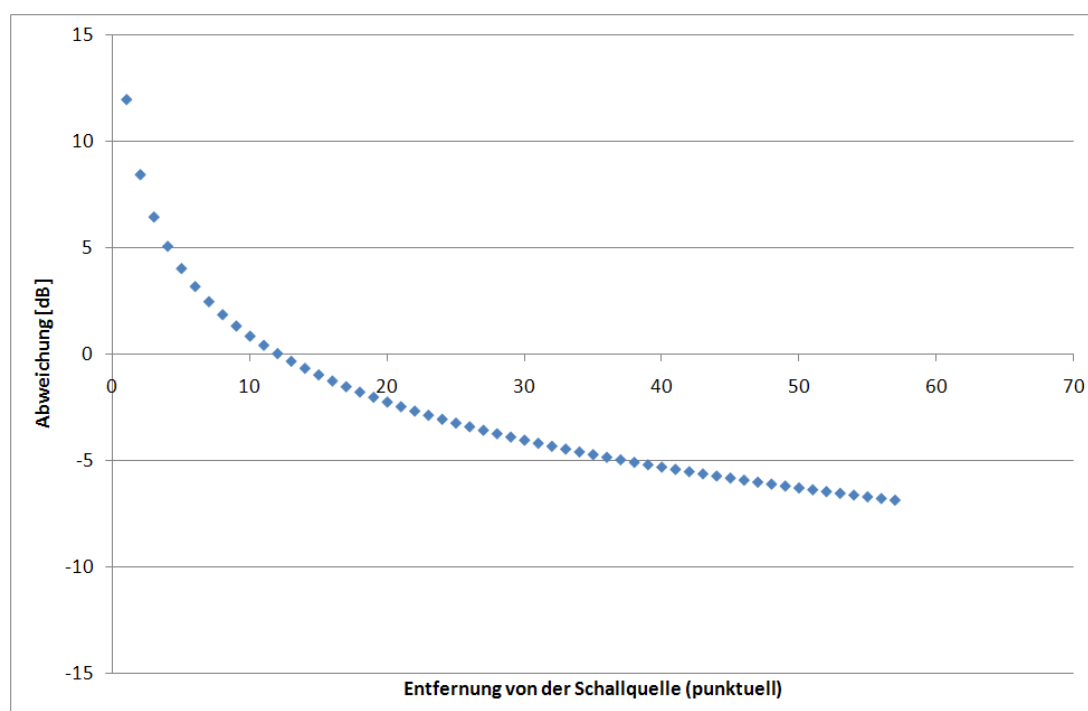


Abb.8: Vergleich eines mit SMART berechneten Strahles im Schallschatten mit der reinen Dämpfung aufgrund Kugelwellendivergenz addiert um einen in der Literatur (z.Bsp. Salomons, 2001) häufig verwendeten Dämpfungsaufschlag von 20 dB.

Man erkennt, dass die Abweichungen nicht sehr groß sind. Eine detailliertere Betrachtung ergibt, dass die Abweichungen nahe der Quelle (x gegen null) größer sind und der Dämpfungswert unterschätzt wird, wohingegen weit weg von der Quelle der Dämp-

fungswert überschätzt wird. Prinzipiell lässt sich damit feststellen, dass es mit dieser Rechnung möglich ist, den starren 200 dB Schallschatten aufzuweichen und durch die Zuhilfenahme der Dämpfung aufgrund Kugelwellendivergenz eine entfernungsabhängige Komponente der Dämpfung in die Darstellung der Dämpfung einzubeziehen.

4 Schlussfolgerungen

Das Ziel dieser Untersuchung bestand darin, den Einfluss der vertikalen Auflösung der Eingangsprofile auf die Schallausbreitungsrechnungen eines Schallstrahlenmodells, welches die vertikale Atmosphärenschichtung berücksichtigt, genauer zu untersuchen. Aus dieser Arbeit können folgende wichtige Schlussfolgerungen gezogen werden. Es ist für eine exakte Wiedergabe der Schallstrahlwege durch die Atmosphäre unabdingbar, eine hohe vertikale Auflösung der vertikalen Schichtung der Eingangsprofile vorzusetzen. Unter „exakt“ ist in diesem Zusammenhang die Nähe des Strahlverlaufes zur analytischen Lösung zu verstehen. Die beste Übereinstimmung lieferte die 0.1 m-log-äquidistante Auflösung. Diese Auflösung ist jedoch auch mit dem höchsten Rechenaufwand verbunden. Auch sehr gute Ergebnisse in der Übereinstimmung lieferte die 0.1 m - äquidistante Auflösung. Bei Berechnungen mit einem solchen Strahlenmodell sollte deshalb der Unsicherheitsbereich in Abhängigkeit von der Größe des Modellgebietes der erzeugten Schalldruckpegeldämpfung abgeschätzt werden.

Die schlechtesten Ergebnisse bezüglich der analytischen Lösung lieferte die 0.5 m - äquidistante Auflösung. Dies bezieht sich vor allem auf die Form und Stärke des Schallschattens. Die Ursache hierfür liegt in der langen Verweildauer der am horizontalsten abgestrahlten Strahlen (hohe Emissionswinkel) in der ersten Schicht. Aus diesem Grund wurde versucht, den Schallschatten dieser Auflösung sozusagen zu replizieren. In einem ersten Versuch erfolgte ein Vergleich eines berechneten Schallschattens mit der reinen Dämpfung aufgrund Kugelwellendivergenz addiert um einen Dämpfungsaufschlag von 20 dB. Im Ergebnis konnte festgestellt werden, dass es auf diesem Weg möglich ist, den Schallschatten etwas aufzuweichen, es aber nötig bleibt, speziell in diesem Gebiet weitere Untersuchungen vorzunehmen.

Literatur

Balogh, K., Ziemann, A. und Daniel, D., 2006: Influence of Atmospheric Refraction on Pulse Propagation over a Flat Ground Surface. *Acta Acustica* 92, 848-852.

Franck, H. und Sager, G., 1974: Zur Schallwegverteilung in der unteren Grundschicht bei Vorhandensein einer Bodeninversion. *Zeitschrift für Meteorologie* 24, 130-137.

Kroll, K., Balogh, K., Ziemann, A. und Raabe, A., 2008: Einflussfaktoren auf die Schallimmission in einem bestimmten Gebiet. *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* 42, 59-74.

- 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.
- Raabe, A., Arnold, K. und Ziemann, A., 2000:** Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Abschlußbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 46 S..
- Ziemann, A., Arnold, K., und Raabe, A., 2001:** Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz, *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* 22, 35-49.
- Ziemann, A., Arnold, K. und Raabe, A., 2002:** Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Zwischenbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 74 S..
- Ziemann, A., 2002:** Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre, *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* 26, 31-42.
- Ziemann, A., 2003:** Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose, *Wiss. Mit. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* 30, 61-72.
- Ziemann, A. und Balogh, K., 2004:** Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche. *Wiss. Mit. Inst. aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig* 34, S. 59-70.
- Ziemann, A., Balogh, K. und Arnold, K., 2007:** Modelling and measuring the atmospheric excess attenuation over flat terrain during night time conditions. *Meteorol. Z.* 16, 429-441.

Adressen der Autoren

Michael Wilsdorf (mwils@uni-leipzig.de)
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

Gabi Fischer (gfischer@uni-leipzig.de)
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

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

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Untersuchung des Einflusses der variierenden urbanen Grenzschicht auf die Schallausbreitung

Gabi Fischer und Astrid Ziemann

Zusammenfassung

Der Risikofaktor Lärm stellt vor allem in urbanen Gebieten ein großes Umweltproblem mit teilweise erheblichen gesundheitlichen Langzeitauswirkungen für die Stadtbevölkerung dar. Dabei hängt die Ausbreitung des Schalls von einer Störquelle, wie z.B. dem Straßenverkehr, besonders auf größeren Strecken von der Atmosphärenstruktur ab. Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, den Einfluss der tageszeitlich variierenden urbanen Grenzschicht auf die Schallausbreitung unter Verwendung eines Schallstrahlenmodells abzuschätzen. Basis dieser Berechnungen bildeten analytisch erzeugte urbane Vertikalprofile der Temperatur, Windgeschwindigkeit und Windrichtung. Die Auswertungen der Karten der meteorologisch bedingten Zusatzdämpfung zeigten eine sichtbare zusätzliche Beeinflussung der Schallausbreitung durch die spezielle Struktur der urbanen Grenzschicht. Besonders im Nahbereich der Quelle traten nachts in Windrichtung bei labiler Atmosphärenschichtung Zonen erhöhter Lärmbelastung auf.

Summary

Especially in urban regions the risk factor noise is a huge problem, which may have a notable impact on (human) health on long-time scales. The sound propagation of a disturbing source, e.g. traffic noise, depends for larger distances in particular on the structure of the atmosphere. The aim of this study was to estimate the influence of the urban boundary layer on the propagation of sound using a sound ray model. Therefore, urban vertical profiles of temperature, wind speed, and wind direction for day and night time conditions were calculated analytically. The resulting maps considering excess attenuation of sound due to meteorology yielded an additional influence on the sound propagation in consequence of the defined structure of the urban boundary layer. Particularly in downwind areas close to the source the impact of noise increases regionally at night for the cases of unstable atmospheric layering.

1 Einleitung

Schon heute lebt über 50 % der Weltbevölkerung in urbanen Siedlungsgebieten. Laut Modellrechnungen der Vereinten Nationen nimmt diese Urbanisierung stetig zu, so dass der Anteil der Stadtbevölkerung an der gesamten Weltbevölkerung bis zum Jahr 2050 auf circa 70 % steigt (United Nations, 2008). Jene dynamische Entwicklung derartiger Regionen birgt aber auch gewisse Risiken, so dass in den urbanen Gebieten verstärkt Umweltprobleme auftreten. Eine solche Problematik stellt der Risikofaktor Lärm dar, also das für jeden Menschen individuelle, negative Empfinden der vorherrschenden physikalischen Schallfeldgröße. Besonders die dicht bebauten Wohngebiete, Industriegebiete und die komplexe Verkehrsinfrastruktur stellen Räume erhöhter Belastung dar, die die Gesundheit und Lebensqualität der Stadtbewohner beeinträchtigen können. Als häufigste Störquelle wird hinsichtlich einer Umfrage des Bundesumwelt-

amtes in Deutschland der Straßenverkehrslärm aufgeführt (UBA, 2006). Dabei hängt die Ausbreitung des Schalls von diesen und weiteren wesentlichen Lärmquellen in Städten, wie z.B. Flug- und Schienenverkehr, von der Stärke der Emissionen und den Transportbedingungen in der Atmosphäre ab. Klæboe et al. (2000) konnten auf der Basis von Verkehrszählungen im urbanen Raum und unter Verwendung von Ausbreitungsrechnungen sowie Personenbefragungen in verschiedenen Jahren eine Korrelation zwischen Expositionsindikatoren und der Akkumulation von Belästigungen nachweisen. Studien, in welchen Schallpegelwerte in Stadtgebieten räumlich und zeitlich aufgelöst gemessen wurden, existieren bisher nur vereinzelt (siehe z.B. Zannin et al., 2001, Piccolo et al., 2005). In diesem Zusammenhang stellten z.B. Piccolo et al. (2005) fest, dass in der 300.000 Einwohnerstadt Messina (Italien) der am Tag zulässige Schallpegelwert an allen Messpunkten überschritten wurde, teilweise sogar um ca. 10 dB. Ferner wurden deutliche zeitliche Variationen des Schallpegels beobachtet, die u.a. auf die variable Atmosphärenstruktur zurückgeführt werden können.

Ziel dieser Studie ist es daher, die Wirkung der tageszeitlich variierenden Atmosphärenstruktur auf die Schallausbreitung im urbanen Raum unter Verwendung eines Schallstrahlenmodells zu simulieren, da besonders mit zunehmender Entfernung von der Lärmquelle die Einflüsse meteorologischer Parameter, wie insbesondere Lufttemperatur und Windvektor, auf die Schallwellenausbreitung zunehmen. Dabei wird berücksichtigt, dass es im urbanen Raum im Vergleich zum Umland durch die verdichtete Anordnung von Gebäuden und den damit verbundenen veränderten Stoff- und Energieflüssen zur Modifikation der vertikalen Profile der meteorologischen Größen und folglich auch zur Modifikation der Struktur der atmosphärischen Grenzschicht kommt.

2 Schallstrahlenmodell SMART

Zur Bestimmung des Effektes der variierenden urbanen Grenzschicht auf die Schallausbreitung wird das zweidimensionale geometrische Schallstrahlenmodell SMART (sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) verwendet. Gemäß Boone und Vermaas (1991) ist diese Schallstrahlenapproximation anwendbar, sofern die räumlichen Änderungen der Schallgeschwindigkeit im Verhältnis zur Wellenlänge des Schalls geringfügig sind. Das SMART-Modell bezieht den Einfluss einer geschichteten Atmosphäre auf die Schallausbreitung ein und kann operationell für die Beantwortung von Lärmschutzfragen genutzt werden (Ziemann, 2002, Ziemann und Balogh, 2004, Ziemann et al., 2007). Von einer punktförmigen Schallquelle werden Schallstrahlen mit verschiedenen Emissionswinkeln bezüglich der Vertikalen ausgesandt und mit einem Brechungsgesetzes für bewegte Medien (Ostashev et al., 2001) innerhalb der vorgegebenen Modellatmosphäre verfolgt. Diese Schallstrahlensimulation ermöglicht es, die Zusatzdämpfung des Schalls durch Refraktionen an den vorhandenen thermischen Schichtungen und den vertikalen Profilen der Windgeschwindigkeit und Windrichtung für verschiedene Zustände der atmosphärischen Grenzschicht zu modellieren. Ferner kann dieses Modell den Einfluss der Schallabsorption der Luft sowie die Reflexion und Absorption des Schalls am Erdboden berücksichtigen (Balogh et al., 2006).

Zur Beurteilung der städtischen Lärmbelastung werden mit SMART horizontale Schallpegeldämpfungskarten bestimmt. Möglich ist dies durch den Fakt, dass unter Annahme einer konstanten Schallabstrahlung und der Energieerhaltung in der Atmo-

sphäre die Änderung der Schallintensität im Immissionsniveau, der sogenannte Schalldämpfungspegel, vom Verhältnis zweier Querschnittsflächen einer Strahlröhre abhängt (Brekhovskikh und Godin, 1992). Die Querschnittsflächen charakterisieren zum einen eine Fläche im Referenzabstand (hier: 1 m) und zum anderen eine Fläche im aktuellen Abstand von der Schallquelle. Im betrachteten zweidimensionalen Fall wird die Strahlröhre durch zwei benachbarte Schallstrahlen aufgespannt. Für alle abgestrahlten Schallstrahlen wird jedesmal, wenn die Schallröhre das Immissionsniveau erreicht, ein Dämpfungspegelwert berechnet, so dass diese Werte für verschiedene Entfernungen von der Schallquelle im Immissionsniveau vorliegen. Dabei wird jeder Schallstrahl bis zu einer im Programm fest definierten, maximalen horizontalen Entfernung verfolgt. Um Dämpfungspegelwerte in äquidistanten Abständen von der Schallquelle zu erhalten, erfolgt eine Unterteilung der maximalen Distanz in äquidistante Intervalle. Eine logarithmische Mittelung zweier benachbarter Dämpfungspegel für den jeweiligen Intervallmittelpunkt liefert schließlich den gesuchten Dämpfungspegelwert pro Abstandsintervall. Wird diese Prozedur für mehrere azimutale Winkel vorgenommen, so kann die gesuchte horizontale Karte des Schalldämpfungspegels errechnet werden.

3 Analytische Erzeugung urbaner Grenzschichtprofile

Zur Durchführung der Schallausbreitungsberechnungen mit SMART müssen zunächst die meteorologischen Vertikalprofile der Temperatur, Windgeschwindigkeit und Windrichtung der urbanen Grenzschicht (UGS) bereitgestellt werden. Den untersten Bereich der UGS bildet die urbane Hindernisschicht (UHS), deren vertikale Erstreckung den Raum zwischen der Bodenoberfläche bis zum mittleren Dachniveau umfasst. In dieser wird die Strömung durch die spezifische Anordnung einzelner Rauigkeitselemente stark lokal beeinflusst. Weiterhin stellt die UHS den unteren Teilbereich der urbanen Reibungsschicht (URS) dar, über dieser sich die Einflüsse auf das Strömungsfeld abschwächen, so dass sich ein nahezu homogenes Turbulenzfeld herausbildet. Analog zur Boden- bzw. Prandtl-Schicht über homogenem Gelände schließt sich somit an die URS eine Schicht an, in der eine Quasikonstanz der turbulenten Flussdichten angenommen wird. Über dieser nimmt der Einfluss der Gradient- und Corioliskraft stetig zu, was eine Drehung der Windrichtung in Richtung des geostrophischen Windes zur Folge hat. Jene ein bis zwei Kilometer dicke Schicht wird als urbane Mischungsschicht (UML) bzw. Ekman-schicht bezeichnet. Nach oben schließt sich analog zur Atmosphärenstruktur des Umlandes die freie Atmosphäre an (Oke, 1987).

Die zu bestimmenden meteorologischen Profile der Temperatur und des Windvektors der UGS hängen im Wesentlichen von der Stadtrauhigkeit, der Anordnung der Gebäude und den veränderten Stoff- und Energieflüssen innerhalb der Stadt ab. In dieser Studie wird jedoch nicht die spezifische Windvektorstruktur zwischen einzelnen Gebäuden, sondern die Windstruktur in Stadtrandnähe, z.B. an einer Autobahn, repräsentiert, da erst ab Entfernungen größer als 10 m der Meteorologieeinfluss auf die Schallausbreitung signifikant nachweisbar ist. Gemäß Oke (1987) nimmt die Mächtigkeit der UGS mit zunehmender Rauigkeitshöhe zu. Folglich ist der vertikale Gradient der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit am größten über flachem Terrain und klein über rauhen Oberflächen, so dass die Windgeschwindigkeiten in der Stadt im Mittel kleiner sind als in der Umgebung. Dies gilt jedoch nur, wenn die thermische Schichtung der Atmosphäre bei starken Windgeschwindigkeiten vernachlässigt werden kann. In Schwachwindsituationen ist die Höhe der UGS zusätzlich von der thermi-

schen Struktur der Atmosphäre abhängig, wobei eine labile Schichtung eine zusätzliche Verringerung des Windgeschwindigkeitsgradienten und damit eine höhere UGS hervorruft.

Emeis et al. stellten 2007 eine Methode zur Berechnung von analytischen mittleren Windgeschwindigkeitsprofilen in der UGS unter Verwendung eines Zweischichtenmodells vor. Dieser Ansatz gliedert die UGS in eine Prandtl- und eine Ekman-schicht, wobei in beiden Schichten auch der Effekt der thermischen Stabilität berücksichtigt wird. Im Vergleich zur Bereitstellung der meteorologischen Stadtprofile mit einem Atmosphärenmodell bietet sich diese analytische Methode einerseits durch ihre Recheneffizienz und andererseits durch die Bereitstellung relativ glatter Vertikalprofile an, so dass die geometrische Schallstrahlenapproximation im Modell angewendet werden kann (Boone und Vermaas, 1991).

In der Prandtl-Schicht wird ein logarithmisches Windprofil über einem horizontal homogenen Terrain mit der stabilitätsabhängigen Korrekturfunktion $\Psi_m(z/L)$ angenommen:

$$\Psi_m(z/L) = \begin{cases} \ln\left(\frac{(1+x^2)(1+x)}{2}\right) - 2\arctan(x) + \frac{\pi}{2} & \text{für } z/L < 0 \\ -\frac{az}{L} & \text{für } 0 < z/L \leq 0.5 \\ \frac{Az}{L} + B\left(\frac{z}{L} - \frac{C}{D}\right) \cdot \exp\left(-\frac{Dz}{L}\right) + \frac{BC}{D} & \text{für } 0.5 \leq z/L \leq 7 \end{cases} \quad (1)$$

wobei $x = (1 - bz/L)^{1/4}$ gilt. Die Monin-Obukhov-Länge L stellt eine Maßzahl für die thermische Schichtung der betrachteten Schicht dar. Für die Parameter a, b, A, B, C, D wurden folgende Werte gewählt: $a = 5, b = 16, A = 1, B = 2/3, C = 5$ und $D = 0.35$. Damit lassen sich die gesuchten Windgeschwindigkeiten $u(z)$ in den einzelnen Höhen z folgendermaßen ermitteln:

$$u(z) = \begin{cases} \frac{u^*}{\kappa} (\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L)) & \text{für } z < z_p \\ u_g (-\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0) & \text{für } z = z_p \\ u_g \left[1 - 2\sqrt{2} \exp(-\gamma(z - z_p)) \cdot \sin \alpha_0 \cos(\gamma(z - z_p) + \pi/4 - \alpha_0) + 2 \exp(-2\gamma(z - z_p)) \sin^2 \alpha_0 \right]^{1/2} & \text{für } z > z_p \end{cases} \quad (2)$$

mit $\gamma = \sqrt{f/2\kappa u^* z_p}$. Hier bezeichnet f den Coriolisparameter und κ die van Kármán Konstante. Bei näherer Betrachtung von Gleichung (2) zeigt sich, dass diese von sechs Parametern abhängt: Oberflächenrauigkeit z_0 , geostrophische Windgeschwindigkeit u_g , Höhe der Prandtl-Schicht z_p , Schubspannungsgeschwindigkeit u^* , Monin-Obukhov-Länge L und dem Winkel zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind

α_0 . Für fest vorgegebene Werte von z_P , u_g und L lassen sich mit Hilfe zweier zusätzlicher Gleichungen die benötigten Größen u^* und α_0 iterativ ermitteln. Jedoch wird an dieser Stelle auf die detaillierte Beschreibung dessen verzichtet, da dies sowie die Herleitung von Gleichung (2) bei Emeis et al. (2007) zu finden ist.

In Bodennähe der UGS (bis ca. 20 m Höhe) wurden die Windgeschwindigkeitsprofile unter Verwendung der bei Salomons (2001) beschriebenen analytischen Formeln zur Berechnung der Windgeschwindigkeitsprofile in der Nähe eines Hindernisses genutzt. Die angenommene mittlere Hindernishöhe, die in diesem Fall der mittleren Dachhöhe der Stadt entspricht, betrug 10 m. Zwischen den Übergängen der Prandtl-Schicht und der URS wurden die Daten unter Verwendung einer kubischen Spline-Interpolation auf die für die Modellierung notwendige vertikale Auflösung der Windgeschwindigkeitsprofile interpoliert. Folglich konnten in Abhängigkeit von der typischen thermischen Schichtung am Tag und in der Nacht die gesuchten mittleren Windprofile erzeugt werden. Deren Strukturen stimmen dabei mit denjenigen, zu der entsprechenden Tageszeit bestimmten, mittleren gemessenen Windprofilen in Hannover überein. In Abbildung 1 sind diese Windgeschwindigkeitsprofile unter Angabe der von Emeis et al. (2007) verwendeten Parameter $z_0 = 1$ m, u_g , z_P , u^* , L , α_0 dargestellt.

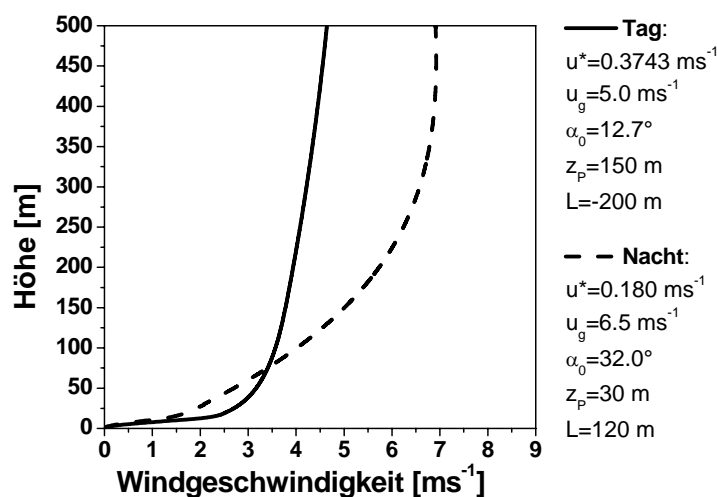


Abb. 1: Mittleres urbanes Windgeschwindigkeitsprofil am Tag und in der Nacht.

Um die Schallausbreitung bis zu einer maximalen horizontalen Ausdehnung des Untersuchungsgebietes von 2 km zu analysieren, ist es ausreichend, die Strahlen bis in eine Höhe von 500 m zu verfolgen und nicht die gesamte Grenzschicht zu betrachten. Am Boden wurde eine Windgeschwindigkeit von Null festgelegt. Aufgrund der vorrangig labilen thermischen Schichtung am Tag in der Prandtl-Schicht wurde eine negative Monin-Obukhov-Länge von $L = -200$ m gewählt, wohingegen in der Nacht bei überwiegend stabiler Schichtung $L = 120$ m gesetzt wurde. Es ist zu erkennen, dass die nächtlichen Windgeschwindigkeiten ab einer Höhe von ca. 80 m größer sind als am Tag, was u.a. auf das Auftreten nächtlicher Low-Level-Jets zurückzuführen ist. Der starke Windgeschwindigkeitsgradient unterhalb von 10 m ist hingegen dem Effekt der Abbremsung der Windgeschwindigkeit durch den Stadtkörper geschuldet (Salomons, 2001). Die Anströmung der Stadt erfolgte aus westlicher Richtung, so dass die beiden dazugehörigen Profile der Windrichtung vom Boden bis zur maximalen Höhe der Prandtl-Schicht z_P eine konstante westliche Windrichtung aufweisen. Am Tag dreht der Wind anschließend bis in eine Höhe von 500 m um 12.7° und nachts um 32° nach rechts, was durch den Parameter α_0 aus Abbildung 1 ersichtlich wird.

Im Vergleich zum Umland ändert sich im urbanen Raum jedoch nicht nur das Windfeld sondern auch die thermische Schichtung. Vor allem nachts bei ruhigem Strahlungswetter sind höhere Luft- und Oberflächentemperaturen zu beobachten (siehe z.B. Bornstein, 1968; Oke, 1982; García-Cueto et al., 2007). Dieses Phänomen ist unter dem Begriff der „städtische Wärmeinsel“ bekannt. Darunter wird eine inselartig ausgebildete städtische Überwärmung verstanden, die von einem kühleren Freiland umgeben ist (Kuttler, 2004). Die sich dadurch ergebenden vertikalen Profile der potentiellen Temperatur bei windschwachem Strahlungswetter sind in Abbildung 2 skizziert.

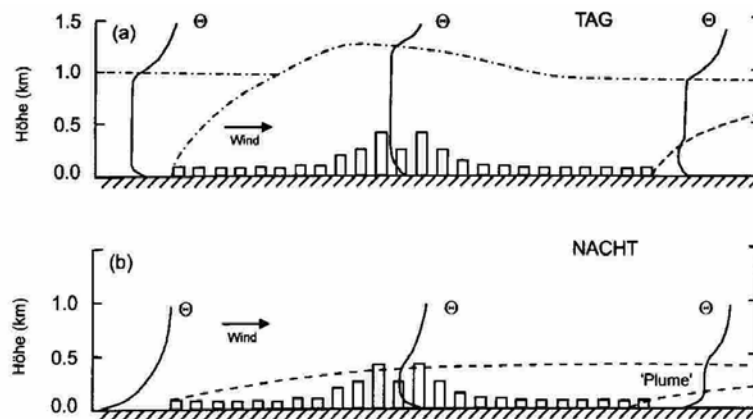


Abb. 2: Thermische Struktur der ruralen bzw. urbanen atmosphärischen Grenzschicht (gestrichelte Linie) bei windschwachem Strahlungswetter. Vertikalprofile der potentiellen Temperatur am Tag (a) und in der Nacht (b) (nach Oke, 1982). Einzelne Rauigkeitselemente der Stadt sind durch Säulen symbolisiert.

In Abbildung 2(a) wird deutlich, dass die UGS bei derartigen Wetterlagen am Tag einige hundert Meter höher ist als im Umland. Im Bereich der urbanen Hindernisschicht (UHS, mittlere Höhe der Rauigkeitselemente) nimmt die Temperatur vom Boden mit zunehmender Höhe stark ab, wobei die größten Gradienten nahe der Oberfläche auftreten. Die darüber liegende Mischungsschicht hingegen weist eine neutrale Schichtung auf, an die sich nach oben die Inversionsschicht der freien Atmosphäre anschließt. Durch die anthropogenen Wärmequellen sowie die hohen Wärmekapazitäten der Gebäude und Straßen in der dicht besiedelten Stadt ist es möglich, dass während der Nacht nahe des Erdbodens ein Teil der Mischungsschicht vom Tag erhalten bleibt, was in Abbildung 2(b) zu sehen ist. Über dieser gut durchmischten dünnen Luftschicht kann sich im Verlauf der Nacht analog zum Freifeld eine stabile Schichtung bilden. Allerdings kommen die mächtigen stabilen Schichten des Umlandes in der Stadt nur selten vor (Bornstein, 1968).

Um in einer ersten Studie vorwiegend den Einfluss eines urbanen Windprofils auf die Schallausbreitung zu analysieren, wurden hier in einer ersten Annäherung an die wahren urbanen Verhältnisse typische lineare Temperaturprofile für den Tag und die Nacht vorgegeben und mit den entsprechenden Windprofilen kombiniert. Tagsüber wurde über den betrachteten Höhenbereich von 500 m eine labile Schichtung mit einem negativen Temperaturgradienten von -0.01 Km^{-1} und -0.006 Km^{-1} zugrunde gelegt, wohingegen in der Nacht sowohl positive als auch negative Temperaturgradienten (-0.01 Km^{-1} , -0.006 Km^{-1} , 0.01 Km^{-1} , 0.006 Km^{-1}) untersucht wurden. Die negativen Temperaturgradienten stellen dabei eine Approximation der Tatsache dar, dass in der UHS in der Nacht auch ein labiler Temperaturgradient auftreten kann. Zugleich sei darauf hingewiesen, dass sich der in SMART berücksichtigte Lufttemperaturgradient in guter Näherung aus dem um den adiabatischen Temperaturgradienten ($\sim -0.01 \text{ Km}^{-1}$) reduzierten potentiellen Temperaturgradienten ableiten lässt. Ohne Anpassung wurden

hier auch für die verschiedenen Temperaturprofile die Bezeichnungen labil, neutral und stabil verwendet.

4 Einfluss der variierenden urbanen Grenzschicht auf die Schallausbreitung

4.1 Anpassung der Parametereinstellungen im SMART-Modell

Ausgehend von einer punktförmigen Schallquelle am Boden werden in der vorliegenden Studie die Schallpegeldämpfungen in einer Immissionshöhe von 1.5 m untersucht, da in diesem Höhengniveau u.a. die Belastung von Fußgängern in der Nähe von stark befahrenen Straßen abgeschätzt werden kann. Aufgrund des komplexen und dichten Straßennetzes am Stadtrandgebiet, vor allem nahe der Autobahnen, erfolgten die Berechnungen der Lärmbelastungen für ein Untersuchungsgebiet mit einer maximalen Ausdehnung von 2 km, da auf größeren Entfernungen zusätzliche Emittenten berücksichtigt werden müssten. Pro Schallstrahlenrichtung, also je Azimutwinkel wurden 2009 Schallstrahlen mit verschiedenen Emissionswinkeln von der Quelle ausgesandt. Diese Anzahl ergibt sich bei einer Winkelauflösung von 0.1° zwischen den Emissionswinkeln 16.9° und 88.7° bzw. bei einer Auflösung von 0.001° zwischen den Winkeln 88.71° und 89.999° . Die Verwendung der hohen Strahldichte nahe der Horizontalen ist erforderlich, da diese Strahlen besonders sensibel auf die Atmosphärenstruktur reagieren (Ziemann, 2001).

Da sich eine Schallwelle mit der effektiven Schallgeschwindigkeit c_{eff} ausbreitet, hängen die Strahlenverläufe von dem vorgegebenen vertikalen Profil dieser Größe ab. Berechnet wird c_{eff} aus der temperaturabhängigen Laplace'schen Schallgeschwindigkeit c_L und dem Windvektor \vec{v} :

$$c_{\text{eff}}(T, \vec{v}) = c_L(T, q) + \vec{v} \cdot \vec{n} \quad \text{mit} \quad c_L = \sqrt{\gamma_{\text{tr}} R_{\text{tr}} T (1 + 0.513q)} \quad (3)$$

Dabei ist T die Lufttemperatur, q die spezifische Feuchte und \vec{n} der Einheitsvektor normal zur Wellenfront. Im Vergleich zum Temperaturgradienten übt der Feuchtegradient einen viel geringeren Einfluss auf die Schallausbreitung aus, so dass im verwendeten SMART-Programm ein für alle Höhengschichten konstanter Feuchtwert von $q = 0.005 \text{ kg kg}^{-1}$ angenommen wird (Ziemann et. al, 2002). Die Parameter $\gamma_{\text{tr}} = 1.4$ bzw. $R_{\text{tr}} = 287.05 \text{ J (kgK)}^{-1}$ bezeichnen das Verhältnis der Wärmekapazitäten von Luft bei konstantem Druck und konstantem Volumen bzw. die spezifische Gaskonstante trockener Luft.

Die aus den bereits beschriebenen, zu den zwei Tageszeiten vorgegebenen urbanen Windvektor- und Temperaturprofilen resultierenden effektiven Schallgeschwindigkeitsprofile in Gegenwindrichtung (bezüglich der Bodenwindrichtung) sind in Abbildung 3 (links) für den Tag und in Abbildung 3 (rechts) nachts dargestellt. Bei neutraler und labiler Atmosphärenschichtung am Tag nimmt die effektive Schallgeschwindigkeit von der Erdoberfläche bis in eine Höhe von 500 m stetig ab, wobei die geringsten effektiven Schallgeschwindigkeitsgradienten in Bodennähe auftreten, da in diesem Bereich der Einfluss der Windgeschwindigkeit nur sehr gering ist. In der Nacht hingegen wird der Schallgeschwindigkeitsgradient bei einer neutralen Schichtung in einer Höhe von ca. 350 m positiv. Eine nächtliche stabile Atmosphärenstruktur mit einem Temperaturgradienten von 0.01 Km^{-1} führt in Gegenwindrichtung zu einer Zunahme

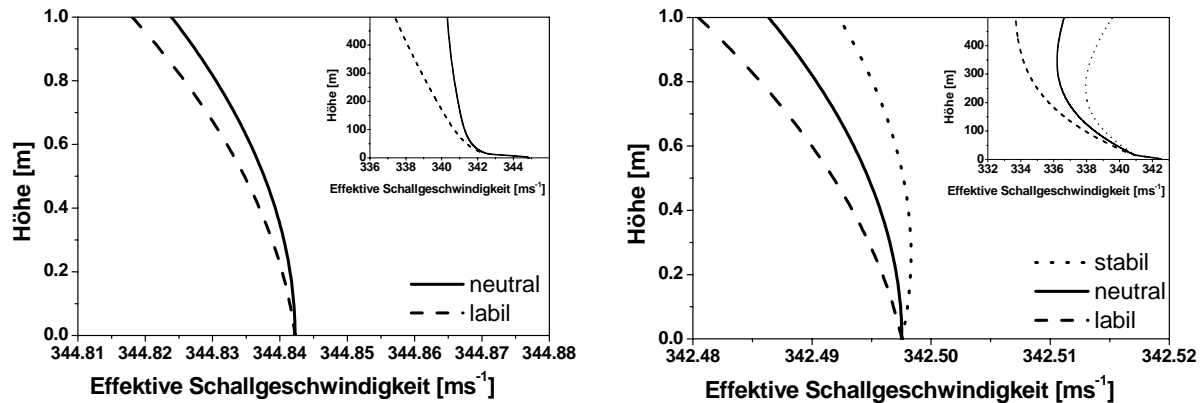


Abb. 3: Gradient der effektiven Schallgeschwindigkeit am Tag (links) und in der Nacht (rechts) in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung der Atmosphäre. Die zugrunde liegenden Temperaturgradienten sind -0.01 Km^{-1} (labil), 0 Km^{-1} (neutral), 0.01 Km^{-1} (stabil).

der effektiven Schallgeschwindigkeit von der Erdoberfläche bis in eine Höhe von 0.3 m. Danach wird der effektive Schallgeschwindigkeitsgradient negativ und geht in einer Höhe von ca. 250 m wieder in einen positiven Gradienten über.

Die diesen komplexen Schallgeschwindigkeitsprofilen zugrunde liegenden Temperatur-, Windgeschwindigkeits- und Windrichtungsprofile einer vorgegebenen vertikalen Auflösung stellen die Eingangsprofile für SMART dar, um die gesuchten Schallpegeldämpfungskarten berechnen zu können. Unter Beachtung der Beschränkung von Boone und Vermaas (1991) zeigten die Ergebnisse früherer Untersuchungen, dass eine hohe vertikale Auflösung der meteorologischen Profile in äquidistante Schichten von 0.1 m mit einer erheblichen Verbesserung der Schallstrahlenverläufe einhergeht (Kroll et al., 2008). Dabei basierten diese Analysen auf dem Vergleich der Schallstrahlen, die einerseits analytisch über die Lösung des Schallwegintegrals und andererseits numerisch mit SMART bestimmt wurden. Allerdings ergaben sich bei der Berechnung der Strahlenverläufe für die hier betrachteten urbanen Profile fehlerbehaftete Verläufe, die auf die zu geringe vertikale Auflösung der quellenahen Schichten zurückzuführen waren. Infolgedessen wurde in Analogie zu Wildsord et al. (2009) eine höhere Auflösung der ersten vertikalen 0.1 m-Schicht, in der sich die Quelle befand, in 27 logarithmisch-äquidistante Teilschichten gewählt. Darüber hinaus wurden die Profile zusätzlich bis in eine Höhe von 1.0 m in vertikale Schichten der Dicke 0.01 m aufgelöst. Mit dieser stärkeren vertikalen Auflösung konnte eine erhebliche Verbesserung der Schallstrahlenverläufe erzielt werden. Exemplarisch sind in Abbildung 4 die Strahlenverläufe der Emissionswinkel 89.871° bis 89.879° veranschaulicht, die sich in Gegenwindrichtung für das nächtliche Windvektorprofil und einen positiven Temperaturgradienten von 0.01 Km^{-1} ergeben. Diese Abbildung zeigt, dass die Schallstrahlen in Schichten unterhalb von 0.3 m in Richtung Erdboden refraktiert werden. Erst mit Abnahme von c_{eff} mit der Höhe (vgl. Abbildung 3 (rechts)) erfolgt eine Refraktion dieser nach oben. Folglich erreichen Schallstrahlen, die schon unterhalb von 0.3 m Höhe total reflektiert werden, nie das Immissionsniveau von 1.5 m. Demgegenüber durchlaufen Strahlen mit denselben Emissionswinkeln im neutralen und labilen Fall des nächtlichen Windprofils das Immissionsniveau, da diese aufgrund der stetigen Abnahme der effektiven Schallgeschwindigkeit in Gegenwindrichtung unmittelbar nach oben gekrümmten Bahnen folgen.

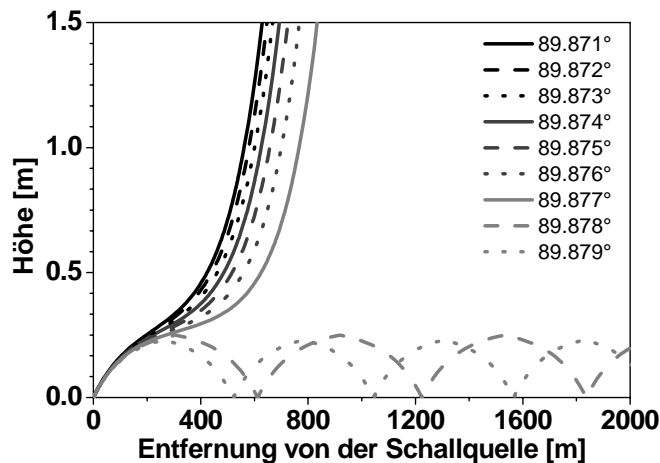


Abb. 4: Schallstrahlenverlauf verschiedener Emissionswinkel für das nächtliche Windvektorprofil und einen vertikalen Temperaturgradienten von 0.01 Km^{-1} . Die Berechnung der Strahlenverläufe erfolgte entgegen der am Boden vorzufindenden Windrichtung.

4.2 Ergebnisse

Mit dem Schallstrahlenmodell SMART wurden unter Verwendung der vorgestellten Parametereinstellungen Karten der meteorologisch bedingten Zusatzdämpfung berechnet, um den Einfluss der variierenden urbanen Atmosphärensichtung auf die Ausbreitung des Schalls von einer punktförmigen Lärmquelle abzuschätzen. Die meteorologische Zusatzdämpfung ergibt sich aus der Differenz zwischen der gesamten Schalldruckpegeldämpfung und der Dämpfung in einer windstillen Atmosphäre ohne Temperaturgradient, was der Schalldämpfung durch Kugelwellendivergenz entspricht (Schalldämpfung um 6 dB bei Entfernungsverdopplung).

In Abbildung 5 ist als Isoliniendarstellung exemplarisch die meteorologische Zusatzdämpfung für das nächtliche Windvektorprofil kombiniert mit einer labilen (links) bzw. stabilen (rechts) thermischen Schichtung der Modellatmosphäre zu sehen. Untersucht wurde die Schallausbreitung im betrachteten Gebiet mit einer horizontalen Auflösung von 100 m und einer Winkelauflösung (Azimut) von 10° .

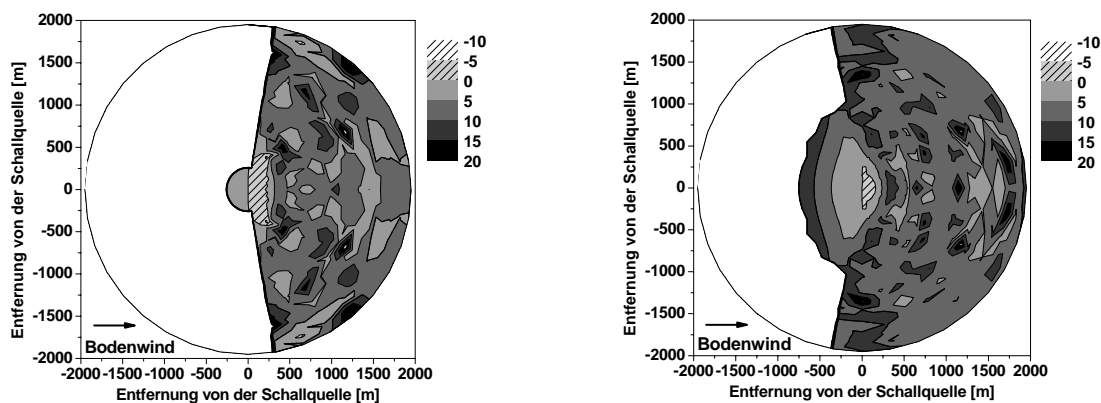


Abb. 5: Meteorologische Zusatzdämpfung [dB] für das nächtliche Windvektorprofil und einen labilen (links) bzw. stabilen (rechts) Temperaturgradienten von -0.01 Km^{-1} bzw. 0.01 Km^{-1} .

Werte um Null dB charakterisieren den fehlenden Einfluss einer Schallstrahlenrefraktion. Schraffierte Bereiche, also negative Werte, kennzeichnen eine verringerte Dämpfung und somit eine verstärkte Lärmbelastung infolge der refraktierenden Atmosphäre. Demgegenüber weisen positive Werte auf eine verstärkte Dämpfung hin, d.h. in diesem Fall bewirken die meteorologischen Gradienten eine geringere Lärmbelastung. Bezüglich der Windrichtung am Boden bildet sich jeweils in Gegenwindrichtung in

Abbildung 5 für beide thermischen Schichtungen eine Schallschattenzone heraus. Im labilen Fall ist diese Zone größer als für eine stabile Schichtung, bei der bis maximal 500 m eine vergleichsweise geringere Dämpfung des Schalls durch die meteorologischen Gradienten zu beobachten ist. Nach dem Prinzip der geometrischen Akustik, auf dem SMART basiert, gelangt kein Schallstrahl in diese Schallschattenzone, so dass von einer unendlichen Schalldämpfung ausgegangen wird. Da jedoch durch Effekte wie Beugung und turbulente Streuung, die derzeit nicht in SMART parametrisiert werden, Schallenergie in diese Zone gelangt, wurden die Schallschattenzonen in diesen Abbildungen nicht näher dargestellt.

Im Mitwindbereich hingegen ist besonders in der Nähe der Quelle ein signifikanter Unterschied in der Zusatzdämpfung sichtbar. Bei labiler Schichtung tritt ein größerer Bereich mit negativen Zusatzdämpfungen auf, was mit einer verstärkten Lärmbelastung verbunden ist. Im Falle einer stabilen Schichtung ist diese Zone erhöhter Lärmbelastung ebenso zu finden, jedoch geringerer Ausdehnung. Da wie in Abschnitt 3 erläutert, in der nächtlichen urbanen Grenzschicht aufgrund der städtischen Wärmespeicherung oft noch eine labile Schichtung vorherrscht, deutet dies darauf hin, dass in derartigen Situationen durch die refraktierende Atmosphäre mit einer erhöhten Lärmbelastung zu rechnen ist.

Für eine übersichtlichere Abschätzung der Beeinflussung der Schallausbreitung durch die komplexen urbanen Grenzschichtprofile sind in Abbildung 6 die prozentualen relativen Häufigkeiten definierter Werte der meteorologischen Zusatzdämpfung in Abhängigkeit von der Atmosphärenstruktur veranschaulicht. Die in verschiedenen Entfernungen von der Quelle ermittelten Zusatzdämpfungen wurden dafür in 5 dB Intervalle unterteilt.

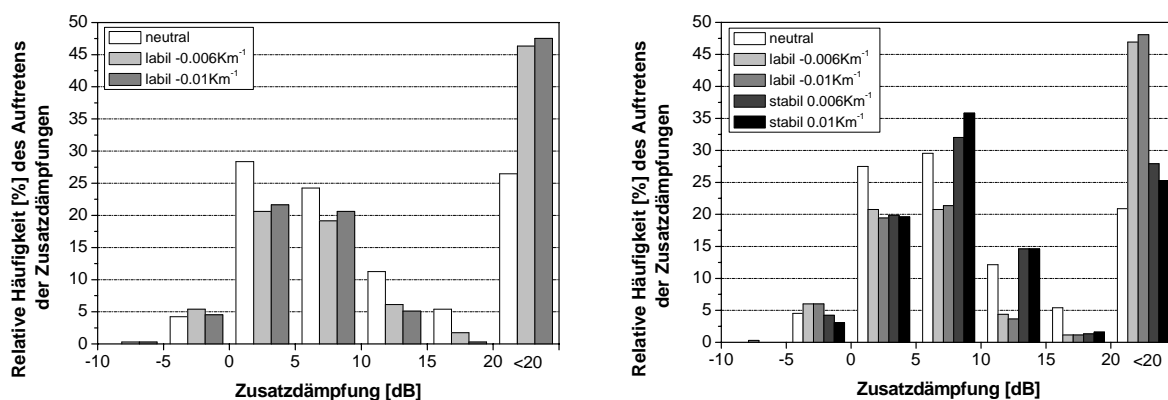


Abb. 6: Relative Häufigkeit des Auftretens der Zusatzdämpfungen am Tag (links) und in der Nacht (rechts) für verschiedene analytisch generierte Eingangsprofile (siehe Abbildung 3).

Zwischen den gleichen thermischen Schichtungstypen am Tag und in der Nacht ist in Abbildung 6 kein beachtlicher Unterschied feststellbar. Im Gegensatz dazu bewirkt eine Veränderung der Atmosphärenschichtung eine deutlich sichtbare Änderung der Verteilung der relativen Häufigkeiten. Dies weist darauf hin, dass die Variabilität des Windprofils einen im Vergleich zum Temperaturprofil geringeren Einfluss auf die Schallausbreitung ausübt. Das nächtliche Windprofil kombiniert mit einem positiven Temperaturgradienten von 0.01 Km^{-1} ruft die größten relativen Häufigkeiten im Bereich zwischen 5 dB und 15 dB hervor, womit eine zusätzliche Schalldruckpegeldämpfung bzw. Lärmreduzierung verbunden ist. Demgegenüber kann für den Fall eines ne-

gativen Temperaturgradienten an deutlich mehr Stellen (bis zu 47 %) ein Schallschatten verzeichnet werden. Außerdem treten in der Nacht bei einem labilen Schichtungstyp mehr negative Werte der Zusatzdämpfung auf. Dies unterstützt die aus Abbildung 5 entnommene Vermutung, dass die nächtliche urbane Wärmeinsel im Vergleich zur ruralen Umgebung eine erhöhte Lärmbelastung der Stadtbevölkerung in der Nähe von Schallquellen hervorruft.

5 Schlussfolgerung und Ausblick

Der Schwerpunkt der durchgeführten Untersuchung lag in der Beurteilung des Einflusses urbaner Grenzschichtprofile auf die Schallausbreitung. Analytisch erzeugte vertikale Eingangsprofile der urbanen Windgeschwindigkeit, Windrichtung und Temperatur bildeten die Basis für die Berechnung der Schallpegeldämpfungskarten mit SMART. Die Notwendigkeit der höheren vertikalen Auflösung dieser Einleseprofile bis in eine Höhe von 1 m resultierte aus der Untersuchung der Schallstrahlenverläufe. Für Berechnungen mit einer höher liegenden Schallquelle müssen demzufolge die vertikalen Schichten in der Nähe der Quelle stärker aufgelöst werden, um möglichst exakte Schallstrahlenverläufe numerisch berechnen zu können.

Die mit diesen vorgegebenen Vertikalprofilen ermittelten Karten der meteorologischen Zusatzdämpfung und der relativen Häufigkeit des Auftretens bestimmter Zusatzdämpfungen haben gezeigt, dass die Struktur der nächtlichen urbanen Grenzschicht besonders im nahen Mitwindbereich der Quelle von einigen hundert Metern Entfernung zu einer Erhöhung der Lärmbelastung für die Stadtbewohner führen kann. Im Fernbereich der Quelle traten hingegen durch die Refraktion der Atmosphäre verstärkt Zonen erhöhter Schallpegeldämpfung auf.

Weiterführende Untersuchungen müssen darüber hinaus den zusätzlichen Einfluss der Atmosphärenabsorption auf die urbane Schallausbreitung berücksichtigen. Außerdem wird die Implementierung einer linienförmigen Schallquelle im Modell angestrebt, um die Emissionen wesentlicher urbaner Lärmquellen, wie z.B. des Straßenverkehrs, realistischer modellieren zu können. Nicht zuletzt sollten zur Unterstützung der Validierung des SMART-Modells Messungen im urbanen Raum stattfinden.

Danksagung

Für die finanzielle Unterstützung des vorgestellten Projektes möchten wir uns herzlich bei der Graduiertenförderung der Universität Leipzig bedanken.

Literatur

- Balogh, K., Ziemann, A., Daniel, D., 2006: Influence of Atmospheric Refraction on Pulse Propagation over a Flat Ground Surface. *Acta Acustica* 92, 848-852.
- Boone, M. M., Vermaas, E. A. A., 1991: New ray-tracing algorithm for arbitrary inhomogeneous and moving-media, including Caustics. *J. Acoust. Soc. Am* 90, 2109-2117.
- Bornstein, R. D., 1968: Observations of the Urban Heat Island Effect in New York City. *J. Appl. Meteorol.* 7, 575-582.
- Brekhovskikh, L. M., 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.

- Emeis, S., Baumann-Stanzer, K., Piringer, M., Kallistratova, M., Kouznetsov, R., Yushkov, V., 2007: Wind and turbulence in the urban boundary layer - analysis from acoustic remote sensing data and fit to analytical relations. *Meteorol. Zeitschrift* 16, 393-406.
- García-Cueto, O. R., Jáuregui-Ostos, E., Toudert, D., Tejada-Martinez, A., 2007: Detection of the urban heat island in Mexicali, B. C., México and its relationship with land use. *Atmósfera* 20, 111-131.
- Klæboe R., Kolbenstvedt, M., Clench-Aas, J., Bartonova, A., 2000: Oslo traffic study – part 1: an integrated approach to assess the combined effects of noise and air pollution on annoyance. *Atmos. Environment* 34, 4727-4736.
- Kroll, K., Ziemann, A., Wilsdorf, M., 2008: Einflußfaktoren auf die Schallgeschwindigkeit in einem bestimmten Gebiet. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 42, 59-74.
- Kuttler, W., 2004: Das Stadtklima. 8. Umweltsymposium 2004. Akademie gem. Wiss. zu Erfurt, 28-71.
- Oke, T. R., 1982: The Energetic Basis of the Urban Heat-Island. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 108, 1-24.
- Oke, T. R., 1987: *Boundary Layer Climates*, 2. Auflage, Routledge, 435 S.
- Ostashev, V.E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D., Goedecke, G.H., 2001: On the refraction law for a sound ray in a moving medium. *Acustica* 87, 303-306.
- Piccolo A., Plutino, D., Cannistraro, G., 2005: Evaluation and analysis of the environmental noise of Messina, Italy. *Appl. Acoustics* 66, 447-465.
- Salomons, E. M., 2001: *Computational atmospheric acoustics*. Kluwer Academic Publishers, 335 S.
- UBA, 2006: Aktionsprogramm Umwelt und Gesundheit, Informationsmaterial auf der Webseite: <http://www.apug.de/uug/laerm/index.htm> (abgerufen am 28.02.2009).
- United Nations, 2008: *World Urbanization Prospects: The 2007 Revision* United Nations publication. 230 S.
- Wilsdorf, M., Fischer, G., Ziemann, A., 2009: Einfluss der vertikalen Auflösung der Eingangsprofile bei einem Schallstrahlenmodell. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 45.
- Zannin, P. H. T., Diniz, F. B., Calixto, A., Barbosa, W. A., 2001: Environmental noise pollution in residential areas of the city of Curitiba. *Acta Acustica* 87, 625-662.
- Ziemann, A., 2001: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 22, 35-49.
- Ziemann, A., 2002: Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 26, 31-42.
- Ziemann, A., Balogh, K., 2004: Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* 34, 59-70.
- Ziemann, A., Balogh, K., Arnold, K., 2007: Modelling and measuring the atmospheric excess attenuation over flat terrain during night time conditions. *Meteorol. Zeitschrift* 16, 429-441.
- Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A. 2002: Acoustic tomography as a remote sensing method to investigate the near-surface atmospheric boundary layer in comparison with in situ measurements. *J. Atmos. Ocean. Technol.* 19, 1208-1215.

Adresse der Autoren:

Gabi Fischer, Astrid Ziemann, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig

Abschätzung des Atmosphäreneinflusses auf Messung und Prognose von Schallpegeln an Autobahnen

A. Ziemann und R. Schimmel

Zusammenfassung

Lärm ist ein nach wie vor ungelöstes Umweltproblem. Die wichtigste Lärmquelle in urbanen Räumen ist der Straßenverkehrslärm, der gesundheitsschädliche Langzeitwirkungen haben kann. Die Ausbreitung von Schallwellen bis zum Immissionsort wird, besonders bei längeren Entfernungen, durch die Atmosphärenstruktur beeinflusst. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, diesen Atmosphäreneinfluss auf die Schallausbreitung mit Hilfe von Messungen an Autobahnen in der Nähe von Chemnitz abzuschätzen. Mit je zwei Messstellen in 25 m und 150 m Entfernung von der Autobahn wurde der Effekt der Atmosphärenschichtung und des Windprofils auf die Schallimmission frequenz aufgelöst untersucht. Die Resultate dieser Studie zeigen eine deutliche Variation des über 60 Minuten gemittelten Schalldruckpegels, die auf die unterschiedliche Atmosphärenstruktur zurückgeführt werden kann. Die Messungen ergaben dabei bis zu 5 dB höhere bzw. 11 dB geringere Schallpegel als Ergebnisse von Berechnungen mit Ingenieurmodellen, die den Atmosphäreneinfluss nur sehr vereinfacht enthalten. Es wird außerdem aufgezeigt, wie die Wirkung von Schallschutzbauten an Autobahnen insbesondere durch den Windeinfluss verändert wird.

Summary

Noise is still an unsolved environmental problem. Street noise, that will able to cause long-term effects on the state of health, is the main source of noise in urban areas. The sound propagation is influenced by the atmospheric structure, especially for longer distances. This study is aimed at the estimation of the atmospheric influence onto the sound propagation by using measurements at highways near Chemnitz. Two measurement places in distances of 25 m and 150 m from the highway were used to study the effect of atmospheric stability and wind profile on the frequency-resolved sound level. A variation of the averaged (60 minutes) sound level dependent on the atmospheric structure is clearly visible in the results. The measurements yielded up to 5 dB higher and 11 dB lower sound levels in comparison to results of engineering models which contain the atmospheric influence only in a simplified way. Furthermore, the study shows how the impact of noise screens is changed dependent on the wind influence.

1 Einleitung

Die Lärmsituation in urbanen Gebieten ist für Wohlbefinden, Lebensqualität und Gesundheit der Bewohner ein wichtiges Kriterium. Der Straßenverkehr ist die dominierende Quelle der Lärmbelastung in städtischen Räumen. Laut einer Umfrage des Umweltbundesamtes fühlen sich 79% der Bevölkerung in den neuen Bundesländern durch Straßenverkehrslärm belästigt (UBA, 2006).

Kurzfristige Lärmbelastungen von 90 dB und mehr können zu Gehörerkrankungen führen. Gefährlich sind jedoch auch die Langzeitwirkungen von geringeren Lärmpe-

geln. Als Hauptauswirkungen gelten Schlafstörungen und die Beeinflussung der kognitiven Fähigkeiten, wie Konzentrations- und Gedächtnisstörungen. Lärmbelastungen führen außerdem zu Reaktionen des vegetativen Nervensystems. So kann eine erhöhte Herzschlagfrequenz, erhöhter Blutdruck und verstärkte Adrenalinausschüttung durch Lärmwirkung verursacht werden. Es wurde inzwischen mehrfach nachgewiesen, dass über längere Zeiträume auftretende Belastungen Erkrankungen des Herz-Kreislauf-Systems begünstigen (z.B. Babisch, 2006; Selander et al., 2009).

Die Ausbreitung der Schallwellen, die vom potentiellen Immittenten als Lärm wahrgenommen werden können, hängt von der Stärke der Emission und den Transportbedingungen in der Atmosphäre ab. Je länger der zurück gelegte Weg der Schallwellen ist, desto größer ist auch der Einfluss der meteorologischen Größen wie Lufttemperatur, Windvektor und Luftfeuchte. In der vorliegenden Studie soll dieser Atmosphären Einfluss mit Hilfe von Messungen an Autobahnen quantifiziert werden. Nur in vereinzelten Studien wurden bisher die Schallpegelwerte in Stadtgebieten mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung direkt gemessen (siehe z.B. Zannin et al., 2001, Piccolo et al., 2005). Die Ergebnisse dieser Studien ergaben auch eine deutliche zeitliche Variation des Schallpegels, die u.a. auf die unterschiedliche Atmosphärenstruktur zurückgeführt werden kann. Darüber hinaus soll in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, inwiefern die Wirkung von Schallschutzbauten an Autobahnen durch den Einfluss der Atmosphäre verändert wird.

2 Überblick zum Atmosphäreneinfluss auf die Schallausbreitung

Der Zustand der Atmosphäre hat einen signifikanten Einfluss auf die Schallausbreitung im Freien (siehe auch Balogh et al., 2006; Ziemann et al., 2007). Daraus ergeben sich Effekte wie die Brechung von Schallstrahlen durch Wind- und Temperaturgradienten (Inhomogenitäten größer als die Schallwellenlänge), die Schallstreuung an Turbulenzelementen (Inhomogenitäten kleiner als die Schallwellenlänge) und die Luftabsorption (siehe z.B. Ostashev, 1997, Salomons, 2001). Diese Erscheinungen werden vor allem durch die meteorologischen Größen und ihre Fluktuationen sowie die Schallfrequenz beeinflusst.

Die Richtung der Schallwellenausbreitung wird z.B. über den Vorgang der Brechung durch das mittlere vertikale Profil von Lufttemperatur und Windvektor bestimmt (Heimann und Salomons, 2004). Beide Größen finden Eingang in die effektive Schallgeschwindigkeit, die sich additiv aus der temperaturabhängigen Laplaceschen Schallgeschwindigkeit und der Windkomponente in Schallausbreitungsrichtung zusammensetzt (Ostashev, 1997). Ist der Temperaturgradient negativ, nimmt die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe ebenfalls ab und die Schallwellen werden nach oben gebrochen. Bei positivem Temperaturgradienten werden die Schallwellen demgegenüber nach unten gebrochen. Der Wind nimmt normalerweise mit der Höhe zu, übt jedoch einen richtungsabhängigen Einfluss auf die Schallgeschwindigkeit aus. Bei einer Schallausbreitung in Windrichtung steigt die effektive Schallgeschwindigkeit mit der Höhe an, und die Schallstrahlen werden zum Boden hin gebrochen. Bei Schallausbreitung in Gegenwindrichtung erfolgt hingegen eine aufwärts gerichtete Brechung. Diese Effekte führen zu einer Schallpegelveränderung in Form von Schallschattenzonen (i.A. bei Gegenwind und/oder Temperaturabnahme mit der Höhe) bzw. Schallfokussie-

rungszonen (i.A. bei Mitwind und/oder Temperaturzunahme mit der Höhe). Die Schallstrahlenbrechung kann also zu einer Verringerung bzw. zu einer Vergrößerung der Schallimmission an einem Ort im Vergleich zu einer homogenen Atmosphärenstruktur führen. Der Einfluss der Brechung auf die Schalldämpfung ist besonders für Schallausbreitungen über lange Strecken, d.h. Entfernungen größer als einige 10 m, von Bedeutung (Nijs und Wapenaar, 1990). Da dieser Effekt in den bisher verwendeten Ingenieurmodellen für den Gutachterbereich nur ansatzweise enthalten ist, wird das Hauptaugenmerk in dieser Studie auf Brechungseffekte gelegt.

Turbulente Fluktuationen im Temperatur- und Windfeld veranlassen sowohl eine Richtungsänderung der Schallwellen als auch Fluktuationen in der Amplitude und Phase der Schallwelle (siehe Ostashev, 1997). So bewirkt beispielsweise in einer aufwärts brechenden Atmosphäre der erstgenannte Effekt eine Begrenzung des geometrischen Schallschattens auf eine maximale Dämpfung von ca. 20 dB (Salomons, 2001). Temperatur- und Luftfeuchtefeld nehmen zusätzlich Einfluss auf die Schallabsorption. Bei der Ausbreitung der Schallwellen durch die Luft treten Effekte wie Wärmeleitung und innere Reibung auf, welche Schallenergie in Wärme umwandeln. Beide Prozesse sind frequenzabhängig, Schallwellen höherer Frequenz werden stärker gedämpft. Ein weiterer Effekt, die molekulare Relaxation, entsteht bei der Kompression und Dekompression von Luftpaketen während der Schallausbreitung. Bei diesem Prozess spielen Wassermoleküle in der Luft eine Rolle. Deshalb ist die Absorption auch von der Luftfeuchte abhängig (z.B. Salomons, 2001; DIN ISO 9613, 1996). Insgesamt kommt es bei der Luftabsorption immer zu einer Schalldämpfung.

3 Berechnungsmethoden für die Schallimmissionsprognose

Verkehrslärm wird durch instationäre Geräusche hervorgerufen, welche von der Verkehrsdichte, der Fahrzeugart und der Fahrzeuggeschwindigkeit abhängig sind. Dadurch ist eine Bestimmung des Einflusses der Atmosphäre aus direkten Messungen nicht möglich. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Studie der Schalldruckpegel an zwei Messpunkten in unterschiedlichen Entfernungen (25 m und 150 m) von der Autobahn aufgenommen, um diese beiden Messungen dann miteinander zu vergleichen. Damit ist die Bestimmung des Atmosphäreinflusses auf die Schallausbreitung möglich, da dieser mit zunehmender Entfernung zum Emissionsort zunimmt. Dementsprechend wird der Atmosphäreinfluss auf den Messpunkt in der Nähe zur Autobahn vernachlässigt.

Die gemessenen Schalldruckpegel wurden außerdem mit berechneten verglichen, um mögliche Defizite in den Berechnungsverfahren, insbesondere hinsichtlich der Interaktion mit der Atmosphäre, aufzudecken. Die Schallausbreitungsrechnung in dieser Arbeit erfolgt mit zwei verschiedenen Verfahren. Zum einen werden Berechnungen nach der VDI 2714 unter Zuhilfenahme der VDI 2720 und zum anderen nach dem Son-Road-Modell (Heutschi, 2004) vorgenommen.

In der VDI-Richtlinie 2714 setzt sich die Gesamtdämpfung des emittierten Schallpegels additiv aus semi-empirischen Koeffizienten, dem Abstandmaß, dem Luftabsorptionsmaß, dem Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß sowie dem Einfügungsdämpfungsmaß eines (möglichen) Schallschirmes zusammen.

Das Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß fasst den Effekt der Interferenzen zwischen direktem und am Boden reflektiertem Schall, den Einfluss der Absorption am Boden und den Einfluss der Streuung und Brechung der Schallwellen in der Atmosphäre in einer Maßzahl zusammen, die entgegen verschiedener Messergebnisse (siehe Balogh et al., 2006; Ziemann et al., 2007) immer eine Schallpegelverringerung bewirkt. Ein wechselnder Atmosphärenzustand kann mit dieser Maßzahl nicht erfasst werden.

Die Bestimmung der Luftabsorption erfolgt mittels eines Dämpfungskoeffizienten, welcher sowohl für das VDI- als auch für das SonRoad-Modell nach DIN ISO 9613-1 berechnet wird.

Hindernisse im Schallausbreitungspfad führen zu einer Schallpegelverringerung am Immissionsort. Die Berechnung der entsprechenden Dämpfung nach VDI 2714 erfolgt mit dem Einfügungsdämpfungsmaß der Lärmschutzwand (siehe auch VDI 2720). Dieser primären Schallschutzwirkung von Hindernissen können meteorologische Effekte überlagert sein (z.B. Salomons und Rasmussen, 2000; Heimann und Blumrich, 2004, Kroll et al., 2008), die jedoch nur mit Hilfe eines einzelnen Parameters in den beiden verwendeten Modellen VDI 2714 und SonRoad berücksichtigt werden.

Das Modell SonRoad (Heutschi, 2004) basiert, ähnlich wie das Modell der VDI 2714, im wesentlichen auf dem Formelwerk der DIN ISO 9613, beschreitet aber für die Beschreibung des Bodeneffekts einen anderen Weg. Neben einer Näherungslösung für die wellentheoretische Behandlung einer Punktquelle über einer ebenen und homogenen Unterlage wird ein semi-empirisches Fresnelzonenkonzept angewendet, um die Lösung für ein beliebiges Terrain zu erweitern.

Die Gesamtdämpfung setzt sich bei SonRoad wieder aus additiven, voneinander unabhängigen Termen zusammen. Der Einfluss meteorologischer Bedingungen auf die Schalldämpfung durch den Bodeneinfluss (siehe Boden- und Meteorologiedämpfungsmaß bei VDI 2714) wird jedoch nicht berücksichtigt. Die Schalldämpfungen durch den Bodeneffekt und die Hinderniswirkung werden in einem Term zusammengefasst. Die Berechnung dieser Dämpfung erfolgt aus den geometrischen Beziehungen der Schallausbreitungspfade zwischen Emissions- und Immissionsort.

Weitere Ausführungen zur Anpassung der Berechnungsvorschriften nach der VDI 2714 (unter Zuhilfenahme der VDI 2720) und nach dem SonRoad-Modell an die vorliegenden Umgebungs- und Randbedingungen wird auf die Arbeit von Schimmel (2008) verwiesen.

Zur Überprüfung der Berechnungsalgorithmen mit dem VDI- und dem SonRoad-Modell wurde eine Kontrollmessung an der Autobahn ohne Schallschutzbauten vorgenommen. Hierbei wurde ein Schallpegel am Messort künstlich erzeugt. Die Auswertungen zeigen (siehe Schimmel, 2008), dass die berechneten Pegelverläufe für beide Berechnungsalgorithmen und Frequenzen bis 3000 Hz annähernd parallel verlaufen und im Mittel mit den Messungen übereinstimmen. Beide Modelle eignen sich also für diesen Frequenzbereich prinzipiell für einen Vergleich mit Messwerten. Bei größeren Frequenzen ist jedoch die frequenzsensitive Betrachtung der Bodenreflexion des SonRoad-Modells erkennbar und führt zu größeren Unterschieden zwischen den Modellen.

4 Messung und Analyse der Schallimmission in der Nähe von Autobahnen

4.1 Messgeräte

Die Schalldruckmessungen an den Autobahnen wurden mit einem Messsystem der Firma Brüel und Kjaer durchgeführt. Hierbei handelte es sich um ein LAN basiertes Multikanal Frontend Typ 3560-B-02 mit 5 Mikrofoneingängen und der dazugehörigen PULSE Software. Für die Messungen wurde die Software auf Terz-Analyse eingestellt. Die Aufnahme der Schalldruckpegel erfolgte ohne Pegelbewertung. Als Messmikrofone kamen Mikrofone der Firma Brüel und Kjaer Typ 4189-A-021 mit Windschutz zum Einsatz. Vor jeder Messung wurde eine Kalibrierung des Messsystems vorgenommen.

Die Aufstellung der Mikrofone erfolgte bei jeder Messung am gleichen Ort in 25-m (Messpunkt 1) und in 150-m (Messpunkt 2) Entfernung zur Autobahn in einer Höhe von 1,8 m.

Die Auswahl der Messorte an den Autobahnen erfolgte nach folgenden Kriterien: ausreichendes Verkehrsaufkommen, möglichst keine Fremdschallquellen, Gelände mit einfach beschreibbarer Struktur, keine Beeinflussung der meteorologischen Messungen durch nahe Hindernisse im Strömungsfeld und freier Zugang zum Messort.

Für die Abschätzung des Atmosphärenzustandes wurde das dreidimensionale Ultraschallanemometer/Thermometer 81000 der Firma Young verwendet. Dieses Gerät ist am Messort mit Hilfe eines Kompasses und zweier am Stativ befestigten Wasserwaagen ausgerichtet worden und wurde ebenfalls immer am gleichen Ort, 2 m hinter dem zweiten Messmikrofon und in 2 m Höhe aufgestellt.

Für die Bestimmung der Luftabsorption und damit des Dämpfungskoeffizienten ist weiterhin die Angabe der Luftfeuchtigkeit und des Luftdrucks notwendig. Diese Daten wurden für jede Messung den Angaben der Wetterstation Chemnitz entnommen (Internetseite von Wetteronline). Die Bewölkungsbeobachtung erfolgte bei jeder Messung visuell. Daraus und aus den Windmessungen wurde entsprechend Foken (2006) die Stabilität der Atmosphärenschichtung (Stabilitätsklassen nach Pasquill) abgeschätzt.

4.2 Durchführung der Messungen

4.2.1 Messungen bei ungestörter Schallausbreitung

Die Messungen bei relativ ungestörter Schallausbreitung ohne Schallschutzbauten fanden südwestlich von Chemnitz an der A 72 bei Neukirchen 1075 m vor der Anschlussstelle Chemnitz Süd auf einem Feldweg statt. Abbildung 1 zeigt die Skizze des Messgebietes. Die Autobahn verläuft nordwestlich der Messpunkte, 1,4 m erhöht über dem Boden in der Umgebung. Das Gelände selbst steigt leicht in Richtung Messpunkt 2 (in 150 m Entfernung) um ca. 3 m an.

Als Messzeiten wurden jeweils Mittwoch und Donnerstag zwischen 00:30 Uhr bis 03:00 Uhr und 13:30 Uhr bis 16:30 Uhr festgelegt, wobei die Messdauer jeweils eine Stunde betrug. Insgesamt wurden acht Messungen auf diese Art bei verschiedenen Atmosphärenzuständen vom 20.02. bis zum 15.05.2008 durchgeführt.

Weiterhin wurde am 27.05.2008 eine 23-Stundenmessung vorgenommen, um einen gesamten Tagesgang des Schalldruckpegelverlaufs zu erfassen.

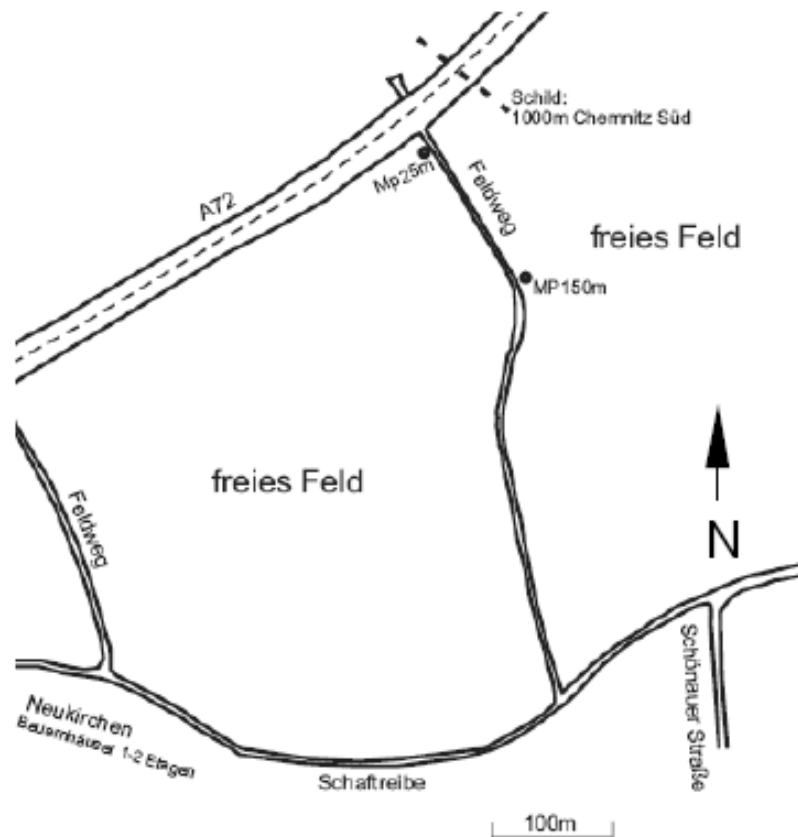


Abb. 1: Messgebiet bei ungestörter Schallausbreitung an der Autobahn A72 nahe Chemnitz. Die Messpunkte (MP) sind 25 m bzw. 150 m von der Autobahn entfernt.

4.2.2 Messungen bei Schallschutzbauten

Die Messungen in der Nähe von Schallschutzbauten fanden nördlich von Chemnitz an der A 4 statt. Der Messort lag auf einer Wiese an der Heinersdorfer Straße im Stadtteil Borna-Heinersdorf. Die Autobahn verläuft ebenfalls nordwestlich in einer Höhe von 1,4 m über dem Boden. Das Messgelände wird im Osten durch den Fluss Chemnitz, im Westen durch die Heinersdorfer Straße und im Süden durch eine Kleingartenanlage begrenzt (siehe Abbildung 2).

Die Heinersdorfer Straße ist im Vergleich zur Autobahn nur sehr wenig befahren, so dass eine Beeinflussung der Messungen durch Verkehrsgeräusche auf dieser Straße minimal ist und vernachlässigt werden kann.

Entlang des Verlaufes der Autobahn an der Messwiese ändert sich die Beschaffenheit der Schallschutzbauten. Von der Heinersdorfer Straße aus 200 m in Richtung Osten gehend, verläuft ein Lärmschutzwall und zwischen den Fahrstreifen ein Schallschutzschirm. Danach geht der Lärmschutzwall in einen Schallschutzschirm über und der Schirm in der Mitte der Autobahn entfällt. Die Höhe aller Schallschutzbauten beträgt 3,5 m. Bei der Wahl der Messpunkte und bei den Modellrechnungen wurden diese Randbedingungen berücksichtigt (siehe Schimmel, 2008).



Abb. 2: Messgebiet bei Schallschutzbauten an der Autobahn A4 nahe Chemnitz. Die Messpunkte (MP) sind 25 m bzw. 150 m von der Autobahn entfernt.

Die Messzeiten wurden wieder auf Mittwoch und Donnerstag festgelegt, wobei die Messungen zwischen 04:00 Uhr und 06:00 Uhr sowie zwischen 10:30 Uhr und 12:30 Uhr jeweils eine Stunde lang stattfanden. Auf diese Weise wurden ebenfalls acht Messungen bei unterschiedlichen Atmosphärenzuständen und eine 23-Stundenmessung am 29.05.2008 durchgeführt. Zu erwähnen ist, dass während der Nacht- und Morgenstunden häufig Nebel auftrat.

4.3 Analyse der Messungen

Nachfolgend werden einige ausgewählte Mess- und Berechnungsergebnisse vorgestellt (siehe auch Schimmel, 2008), die sich insbesondere auf den Einfluss der Schallbrechung auf die Schallpegelmessung konzentrieren.

4.3.1 Vergleich der Schallpegel mit und ohne Schallschutzbauten

Abbildung 3 zeigt die gemessenen und berechneten Schallpegelwerte für Messungen am 14.5.2008, bei denen ein relativ geringer Einfluss der Atmosphäre auf die Schallausbreitung angenommen werden kann (labile Schichtung-Pasquillklasse B, Windgeschwindigkeit unter 2 m/s). Die Mittelungsdauer für die Messergebnisse beträgt, wie bei allen nachfolgenden Auswertungen, 60 Minuten. Für diese Zeitspanne wird der Atmosphärenzustand auf die Schallausbreitung als konstant angenommen. Erst höhere Frequenzen ab 200 Hz wurden in die Auswertungen einbezogen, da im niederfrequen-

ten Bereich Störgeräusche durch eine Industrieanlage (Biogasanlage bei Freifeldmessungen) bzw. durch den Wind selbst nicht ausgeschlossen werden konnten. Zunächst kann mit Abbildung 3 die Wirkung des Schallschutzes nachvollzogen werden. In 25 m Entfernung von der Autobahn sind die Schallpegel um 7,5 bis fast 16 dB geringer, in 150 m Entfernung immerhin noch um 1 dB bis 6,5 dB. Die Schutzwirkung nimmt außerdem im Mittel mit zunehmender Frequenz zu.

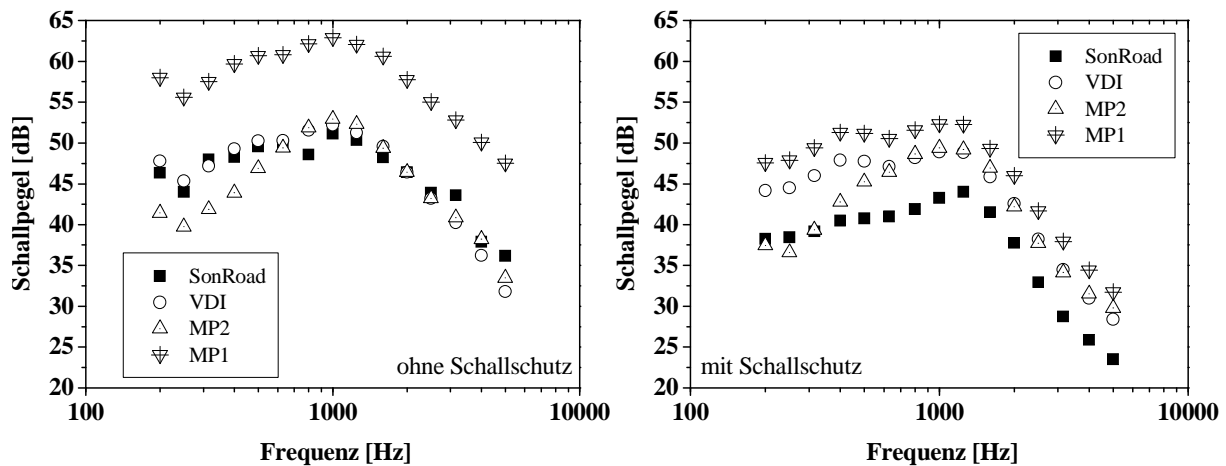


Abb. 3: Mittelwerte (60 Minuten) der Schallpegel am Messpunkt 1 (MP1) in 25 m und am Messpunkt 2 (MP2, VDI, SonRoad) in 150 m Entfernung von der Autobahn. Messungen am 14.5.2008, Messbeginn um 14:15 Uhr (links) bei ungestörter Schallausbreitung bzw. um 11:14 Uhr (rechts) bei Schallschutzbauten.

Für die ungestörte Schallausbreitung (Abbildung 3 links) stimmen Messungen und Berechnungen für Frequenzen < 5000 Hz gut überein. Ab 5000 Hz nehmen die Schalldruckpegel, welche mittels VDI 2714 bestimmt wurden, sehr stark ab (hier nicht dargestellt), und es kommt zu großen Abweichungen im Bezug auf die am Messpunkt 2 aufgenommenen Werte. Dieses Verhalten kann durch die unvollkommene Behandlung des Bodeneinflusses auf den Schallpegel des VDI-Modells verursacht worden sein. Das SonRoad-Modell dagegen wendet, wie andere aktuelle Ausbreitungsmodelle auch, eine numerische Näherungslösung für die wellentheoretische Behandlung einer Punktquelle über ebenem homogenem Terrain an. Aus diesem Grund werden die folgenden Berechnungen für die Freifeldschallausbreitung nach dem SonRoad-Modell durchgeführt.

Für die Schallausbreitung bei Schallschutzbauten ergibt sich folgendes Bild (siehe Abbildung 3 rechts). Abgesehen von einem Frequenzbereich unterhalb von 500 Hz verlaufen alle Schallpegelkurven weitgehend parallel. Die Pegel am Messpunkt 2 unterliegen in dem niederfrequenten Bereich scheinbar einer stärkeren Dämpfung. Eine Ursache hierfür könnte die Beugung der Schallwellen an der Schallschutzschirmkante sein. So ist vorstellbar, dass die Schallwellen in diesem Frequenzbereich verstärkt zum Messpunkt 1 gebeugt werden und so einen höheren Pegel verursachen. Für Frequenzen größer als 500 Hz ist eine gute Übereinstimmung der Messungen mit dem VDI-Modell festzustellen. Der nach dem SonRoad-Modell berechnete Schalldruckpegel ist im Schnitt 6 dB kleiner, möglicherweise hervorgerufen durch eine unvollkommene Parametrisierung der Schallschutzwand. Daher wird in den folgenden Betrachtungen für

die Schallausbreitung bei Schallschutzbauten die Berechnung mittels VDI 2714 vorgenommen.

Um den Atmosphäreneinfluss auf die Schallausbreitung herauszustellen, werden Differenzpegel aus den am Messpunkt 2 (in 150 m Entfernung) gemessenen und den mit SonRoad bzw. VDI 2714 berechneten Schallpegeln ausgewertet. Beide Modelle können den Einfluss der Variabilität des Atmosphäreneinflusses auf die Schallausbreitung nicht simulieren. Positive Differenzpegel bedeuten, dass der mit dem Modell prognostizierte Schallpegel geringer ist als der gemessene. Im Sinne des Lärmschutzes sind solche Pegel als besonders kritisch zu betrachten.

4.3.2 Einfluss der Windgeschwindigkeit auf die ungestörte Schallausbreitung

Die Windgeschwindigkeit in einer bestimmten Höhe nimmt keinen Einfluss auf die Schallausbreitung. Allerdings kann bei einer höheren Windgeschwindigkeit auch von einem größeren Windgradienten ausgegangen werden, was zu einem verstärkten Brechungseffekt führt.

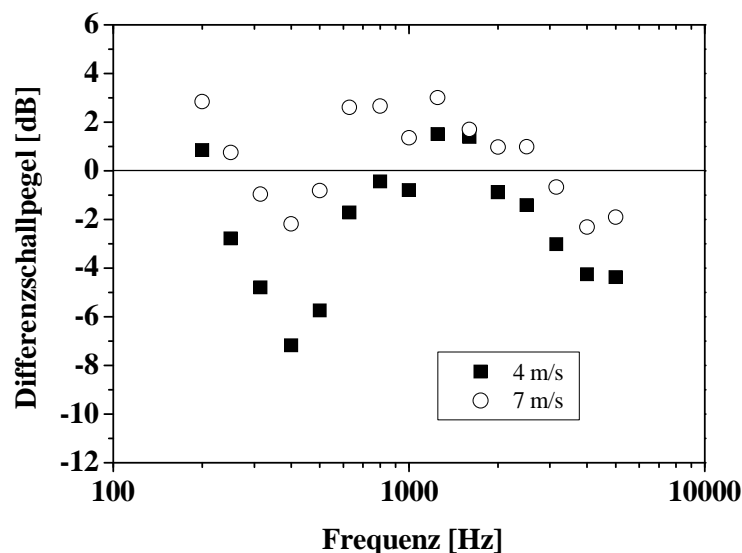


Abb. 4: Differenzschallpegel (60-Minuten-Mittelwerte) aus Messung und SonRoad-Modell am Messpunkt 2. Messungen bei 7 m/s und bei 4 m/s.

In Abbildung 4 sind beispielhaft die Differenzpegel für Freifeldmessungen am 27.2. und 28.2. bei ein- und derselben Schichtungsstabilität (neutral bis leicht stabil) und Windrichtung (westliche Richtungen) aber unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten in 2 m Höhe dargestellt. Bei den hier betrachtenden Mitwindbedingungen stellt sich, wie zu erwarten, am Messort ein höherer Schalldruckpegel für die höhere Windgeschwindigkeit ein.

4.3.3 Einfluss der Stabilität der Schichtung auf die ungestörte Schallausbreitung

Zur Verdeutlichung des Effekts der Atmosphärenstabilität auf die Schallausbreitung wurden, exemplarisch für die Freifeldmessungen, die Differenzpegel für Nachtmessungen am 29.2., 17.4. und 15.5. 2008 (leicht stabile bzw. stabile Schichtung) und einer Tagmessung am 27.5. (labile) Schichtung in Abbildung 5 gegenüber gestellt.

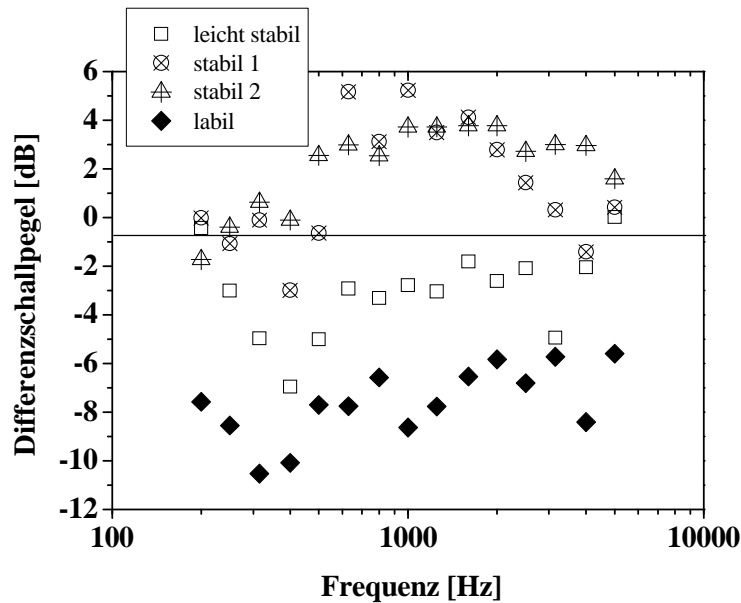


Abb. 5: Differenzschallpegel (60-Minuten-Mittelwerte) aus Messung und SonRoad-Modell am Messpunkt 2. Messungen bei verschiedenen atmosphärischen Schichtungen.

Die Windgeschwindigkeiten betragen zwischen 1,5 m/s bis 2 m/s. Die Windrichtung bei stabiler (Klasse F) und labiler Schichtung (Klasse B) war entweder quer zur Schallausbreitungsrichtung oder es herrschten Gegenwindbedingungen vor, bei leicht stabiler Schichtung (Klasse E) waren eher Mitwindbedingungen dominierend. Aufgrund der geringen Windgeschwindigkeit wird jedoch erwartet, dass der Effekt des Temperaturgradienten gegenüber dem Einfluss der Windrichtung überwiegt. Diese Hypothese wird mit Abbildung 5 bestätigt. Die Differenzpegel sind bei stabiler Schichtung fast immer positiv, d.h. dass das Prognosemodell einen bis zu 5 dB zu niedrigen Schallpegel vorhersagt. Ursache hierfür ist die Abwärtsbrechung der Schallwellen und die damit verbundene Pegelerhöhung bei stabiler Schichtung. Die Unterschiede zwischen verschiedenen Windrichtungen (stabil 1 = vorwiegend Querwind, stabil 2 = vorwiegend Gegenwind) sind nur gering. Bei leicht stabilen Verhältnissen sind die Differenzpegel trotz Mitwind bereits meist negativ, bei labiler Schichtung erreichen sie Werte von -11 dB. Im 60-Minuten-Mittel wurden Pegelunterschiede von bis zu 14 dB für verschiedene Schichtungsstabilitäten erfasst.

Diese Abhängigkeit des Schallpegels von den atmosphärischen Schichtungsverhältnissen zeigt sich auch im Tagesgang des Schallpegels, der am 27./28.5.2008 gemessen wurde (siehe Schimmel, 2008). Der Differenzschallpegel steigt mit Zunahme der Schichtungsstabilität an und erreicht in den Morgenstunden bis 6 Uhr sein Maximum. Dabei werden Werte um +5 dB in Abhängigkeit von der Frequenz erreicht. Bis zum Nachmittag nimmt der Differenzschallpegel ab und erreicht gegen 15 Uhr minimale Werte um -8 dB.

4.3.4 Einfluss der Windrichtung auf die Schallausbreitung bei Schallschutzbauten

Der Einfluss der Atmosphäre auf die Schallausbreitung konnte auch bei Messungen in der Nähe von Schallschutzbauten an der Autobahn nachgewiesen werden. Exemplarisch wird der Windrichtungseinfluss anhand zweier Messreihen dokumentiert (siehe Abbildung 6).

Die Windgeschwindigkeit betrug bei den dargestellten Tagmessungen am 5.3. und 29.5. ca. 3 m/s. Die Stabilität der Schichtung wurde für beide Situationen als labil (Klasse C bis A) bestimmt.

Deutlich sichtbar ist der höhere Differenzpegel bei Mitwindbedingungen (nördliche Windrichtungen) gegenüber Gegenwindbedingungen (südliche Windrichtungen). Mittlere Unterschiede bis zu 5 dB werden bei den unterschiedlichen Windrichtungen erreicht. In der Mitwindsituation treten größere gemessene Schallpegel auf, das Schallmodell der VDI 2714 prognostiziert hier zu geringe Werte (um bis zu 4 dB).

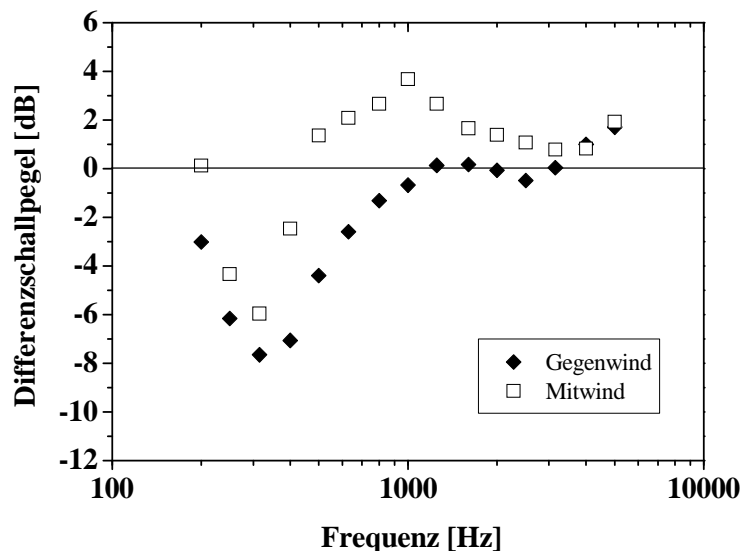


Abb. 6: Differenzschallpegel (60-Minuten-Mittelwerte) aus Messung und VDI-Modell am Messpunkt 2. Messungen bei Mit- und Gegenwindbedingungen

4.3.5 Schwankungsbreite der Schallpegelunterschiede zwischen Messung und Modell

In Abbildung 7 sind die Mittelwerte und der Schwankungsbereich der Differenzpegel dargestellt. Hierfür wurde der Mittelwert der Pegelabweichungen aus allen Messungen und einer Mittelungszeit von 60 Minuten für einen Messort gebildet und die jeweiligen Maximalabweichungen für jede Terzfrequenz abgetragen. Der Schwankungsbereich für die ungestörte Schallausbreitung (SonRoad-Modell) umfasst ca. 5 dB bis 9 dB. Im Mittel kann der Atmosphäreneinfluss auf die Schallausbreitung ohne Hindernisse bis in eine Entfernung von 150 m also bis zu 9 dB betragen. Als besonders kritisch bezüglich des Lärmschutzes sind die relativ großen positiven Differenzschallpegel bis zu 5 dB zu bewerten. Hier werden durch das Prognosemodell also zu geringe Schallpegel berechnet.

Die Schwankungsbreite für die Schallausbreitung bei Schallschutzbauten erscheint deutlich frequenzabhängiger und nimmt mit steigender Frequenz ab. Bei tieferen Frequenzen wird jedoch auch wieder eine Schwankungsbreite bis zu 9 dB erreicht. Auch hier kann als Ursache ein entsprechender Atmosphäreneinfluss auf die Schallausbreitung angenommen werden. Allerdings treten vergleichsweise geringere positive Werte für den Differenzschallpegel auf. Bezüglich des Lärmschutzes liegt man hier also auf einer sicheren Seite.

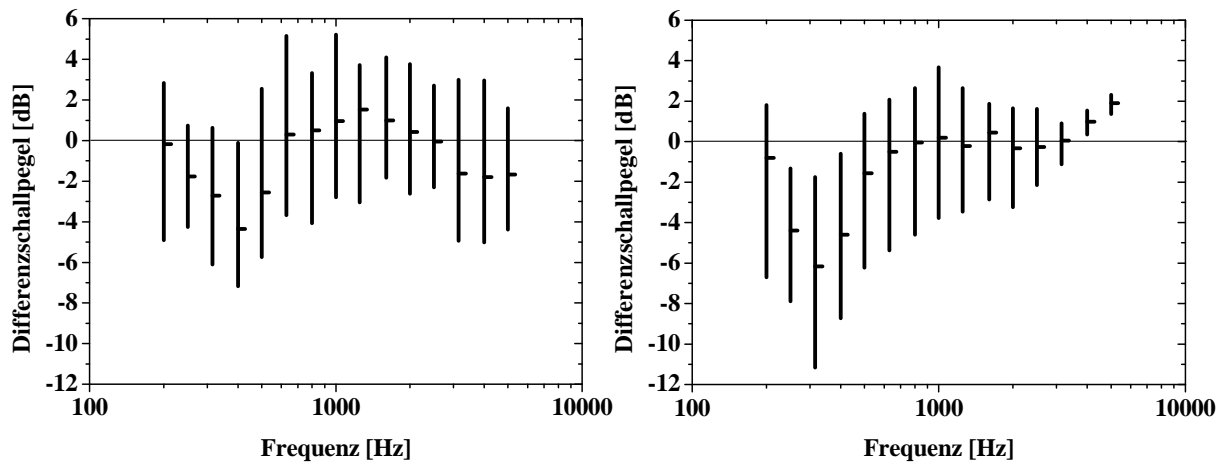


Abb. 7: Mittelwerte (über 8 Tage, je 60 Minuten gemittelt) und Schwankungsbreiten der Differenzschallpegel aus Messung und SonRoad-Modell (links) bzw. VDI-Modell (rechts) am Messpunkt 2.

5 Diskussion und Ausblick

Bei den Messungen für ungestörte Schallausbreitung an Autobahnen sind die theoretisch erwarteten Ergebnisse bestätigt und der Einfluss der Atmosphäre deutlich nachgewiesen worden. Hierbei wurden großen Abweichungen von bis zu 9 dB zwischen prognostizierten und gemessenen Schalldruckpegeln im Mittel ersichtlich. Bei den Messungen an der Autobahn mit Lärmschutzmaßnahmen wurde der Windeinfluss auf die Schallausbreitung ebenfalls dokumentiert. Ein Effekt des Temperaturgradienten bei behinderter Schallausbreitung konnte in dieser Studie jedoch nicht eindeutig gezeigt werden. Eine Ursache hierfür könnte die Nebelbildung sein, die bei den Nachtmessungen auftrat. Diese Umgebungssituation führte, trotz einer stabilen Schichtung, zu einer verstärkten Schalldämpfung. Bisher existieren nur wenige Hinweise in der Literatur, die auf eine schalldämpfende Wirkung von Nebel schließen lassen (siehe Bakke, 1974). Weitere Messungen, am besten mit einer steuerbaren Schallquelle, sind zur Klärung dieses Phänomens vorzunehmen.

Die Bestimmung des Temperaturgradienten bzw. der Schichtungsstabilität und des Windprofils erfolgte durch Abschätzung aus den in zwei Metern Höhe gemessenen Windparametern und durch Beobachtung der Bewölkung entsprechend der Stabilitätsklasseneinteilung nach Pasquill. Aus diesem Grund können keine genauen Aussagen über die tatsächlichen Profile während der Messzeiten getroffen werden. Vor allem bei den Messungen an den Schallschutzbauten können Abweichungen zwischen dem tatsächlichen und dem aus punktuellen Messungen bzw. Beobachtungen abgeschätzten Profil der meteorologischen Größen eine Rolle gespielt haben, da die Schallschutzbauten selbst vor allem das Windprofil beeinflussen (z.B. Salomons und Rasmussen, 2000). So kann die in der Störungszone an den Schallschutzbauten entstehende Turbulenz einen Einfluss auf die Schallausbreitung haben, indem Schallwellen gestreut werden (Heimann und Blumrich, 2004). Bei nachfolgenden Messungen sollten dementsprechend Profilmasten bzw. SODAR/RASS eingesetzt werden, um das Wind- und Temperaturprofil am Messort direkt zu bestimmen.

Die durchgeführten Messungen an Autobahnen in urbanen Regionen sind ein erster Schritt, um den Atmosphäreneinfluss auf die Lärmexposition der Bevölkerung darzustellen. Um verschiedene Szenarien bzgl. zweckmäßiger Lärmschutzmaßnahmen zu testen, sind darüber hinaus numerische Simulationen mit geeigneten Modellen notwendig. Solche Ausbreitungsrechnungen ausgehend von Schallemissionen auf Basis von Verkehrszählungen wurden z.B. von Klæboe et al. (2000) durchgeführt. Mit diesem Modell und Befragungen von Personen konnte eine Korrelation zwischen Expositionsindikatoren und der Akkumulation von Belästigungen nachgewiesen werden. Aufgrund der strukturellen Veränderungen in urbanen Gebieten durch ansteigende Zahlen von Fahrzeugen und eine Ausweitung des Verkehrsnetzes ist es notwendig, solche Untersuchungen voranzutreiben, um eine nachhaltige Stadtentwicklung durch effizienten Einsatz von Maßnahmen zur Vermeidung erhöhter Lärmexpositionen zu gewährleisten.

Danksagung

Hiermit danken wir Herrn Prof. J. Hübelt (Hochschule Mittweida) für die Unterstützung bei der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Messungen.

Literatur

- Babisch, W., 2006: Transportation noise and cardiovascular risk, Review and synthesis of epidemiological studies, Dose-effect curve and risk estimation. WaBuLu-Hefte 01/06. Umweltbundesamt Dessau.
- Bakke, P., 1974: Der Schiesslärm. Sozial- und Präventivmedizin 19, S. 225-228
- Balogh, K., Ziemann, A. and Daniel, D., 2006: Influence of atmospheric refraction on pulse propagation over a flat ground surface. Acustica 92, S. 848-852
- DIN ISO 9316-1, 1996: Dämpfung des Schalls bei der Ausbreitung im Freien; Teil 1: Berechnung der Schallabsorption durch die Luft. Beuth-Verlag
- Foken, T., 2006: Angewandte Meteorologie – Mikrometeorologische Methoden. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 325 S.
- Klæboe R., M. Kolbenstvedt, J. Clench-Aas and A. Bartonova, 2000: Oslo traffic study – part 1: an integrated approach to assess the combined effects of noise and air pollution on annoyance. Atmospheric Environment 34, S. 4727-4736
- Kroll, K., Balogh, K., Ziemann, A. und Raabe, A., 2008: Einflussfaktoren auf die Schallimmission in einem bestimmten Gebiet. Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig 42, S. 59-74.
- Heimann, D. and Blumrich, R., 2004: Time-domain simulations of sound propagation through screen-induced turbulence. Applied Acoustics 65, S. 541-582
- Heimann, D. and Salomons, E. M., 2004: Testing meteorological classifications for the prediction of long-term average sound levels. Appl. Acoustics 65, S. 925-950.
- Heutschi, K., 2004: SonRoad-Berechnungsmodell für Straßenlärm, Schriftenreihe Umwelt 366, Bundesamt für Umwelt, Wald und Landschaft BUWAL Bern, 74 S.

- Nijs, L. and C. P. A. Wapenaar, 1990: The influence of wind and temperature gradients on sound propagation, calculated with the two-way wave equation. *J. Acoust. Soc. Am.* 87, S. 1987–1998
- Ostashev, V.E. (1997), *Acoustics in moving inhomogeneous media*, E & FN Spon, London, 259 S.
- Piccolo A., Plutino, D. and Cannistraro, G., 2005: Evaluation and analysis of the environmental noise of Messina, Italy. *Applied Acoustics* 66, S. 447-465.
- Salomons, E.M. and Rasmussen, K.B., 2000: Numerical computation of sound propagation over a noise screen based on an analytic approximation of the wind speed field. *Applied Acoustics* 60, S. 327-341
- Salomons, E.M., 2001: *Computational atmospheric acoustics*, Kluwer Academic Publishers, 355 S.
- Selander, J., Nilsson, M.E., Bluhm, G., Rosenlund, M., Lindqvist, M., Nise, G. and Pershagen, G., 2009: Long-Term Exposure to Road Traffic Noise and Myocardial Infarction. *Epidemiology* 20, S. 272-279
- Schimmel, R., 2008: Abschätzung des Atmosphäreneinflusses auf die Messung von Schallsignalen und die Prognose von Schallpegeln im urbanen Raum. Diplomarbeit Hochschule Mittweida, Mathematik/Physik/Informatik, 79 S.
- UBA, 2006: Aktionsprogramm Umwelt und Gesundheit, Informationsmaterial auf der Webseite: <http://www.apug.de/uug/laerm/index.htm> (abgerufen am 18.02.2009)
- VDI 2714 Blatt1, 1988: Schallausbreitung im Freien. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 18 S.
- VDI 2720 Blatt1, 1997: Schallschutz durch Abschirmung im Freien. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 25 S.
- Zannin, P. H. T., Diniz, F. B., Calixto A. and Barbosa, W. A., 2001: Environmental noise pollution in residential areas of the city of Curitiba. *Acta Acustica* 87, S. 625-662
- Ziemann, A., Balogh, K. and Arnold, K., 2007: Modelling and measuring the atmospheric excess attenuation over flat terrain during night time conditions. *Meteorol. Zeitschrift* 16, S. 429-441.

Adresse der Autoren:

Astrid Ziemann, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig

Rico Schimmel (Absolvent Hochschule Mittweida), Barbarossastr. 35, 09112 Chemnitz

Lässt sich die Aerosolbelastung von Stadtgebieten aus Satellitenbildern ableiten?

Christian Schmidt, Astrid Ziemann und Uwe Schlink

Summary

The use of contrast reducing Mie scattering for the derivation of aerosol optical thickness (AOT) of the atmosphere is described in this article. With the aid of Differential Texture Analysis (DTA) the contrast between two visual satellite images will be determined and the AOT will be deduced. An assessment of the DTA algorithm with Landsat 5 TM satellite images for the Munich area is presented here. Problems like false AOT values caused by surface albedo changes and uncertainties in pollution loading are discussed, and proposed solutions will also be presented. Two methods for solving these difficulties, the histogram method and the regression method, will be displayed.

Zusammenfassung

Zur Ableitung der Aerosol optischen Dicke (AOT) der Atmosphäre erweist sich die kontrastreduzierende Wirkung der Mie-Streuung an Aerosolpartikeln als nützlich. Zwischen zwei unterschiedlich belasteten visuellen Satellitenbildern wird mit Hilfe der Differentiellen Texturanalyse (DTA) der Kontrastunterschied beider berechnet und daraus die AOT abgeleitet. In dieser Arbeit geht es um die Bewertung des DTA-Algorithmus' anhand von Landsat 5 TM Satellitenbildern vom Großraum München. Im Folgenden werden auch Probleme des DTA-Codes, wie z.B. falsch detektierte AOT auf Grund von Änderungen der Bodenalbedo und zu niedrig ermittelte AOT-Werte bedingt durch Ungereimtheiten der Belastungssituationen der Satellitenbilder, diskutiert und Lösungsvorschläge, u.a. die Histogramm- und Regressionsmethode, präsentiert.

1 Motivation

Relativ hoch aufgelöste Satellitenbilddaufnahmen der Landoberfläche gibt es seit den 1970er Jahren. Während in früheren Zeiten der Aerosolgehalt nur qualitativ beurteilt werden konnte, ist es heutzutage auch möglich, spezifische optische Eigenschaften von Aerosol (hier nur Staubpartikel behandelt) (z.B. Streuphasenfunktionen) abzuleiten und den Strahlungsantrieb von Partikeln in Bezug auf das Klima abzuschätzen (*Chu et al., 2003; Kaufmann et al., 2000a*).

Die Auswirkungen von Aerosolen sind vielfältig. Sie üben direkte und indirekte Effekte auf den Strahlungshaushalt des Systems Erde - Atmosphäre aus. Im Strahlungssinn schwarze Aerosole absorbieren Strahlung und heizen damit die Schicht auf, in der sie sich befinden. Im Strahlungssinn weiße Aerosolpartikel reflektieren solare und/oder terrestrische Strahlung und bewirken damit eine Abkühlung ihrer Umgebung. Indirekt den Strahlungshaushalt beeinflussend, agieren Aerosole als Wolkenkondensationskerne. Auf Grund ihrer vielfältigen Wirkungen und Auswirkungen werden Aerosole in den aktuellen wissenschaftlichen Veröffentlichungen als die Basis der größten Unsicherheit beim Antrieb des Klimawandels angesehen (*King et al., 1992; Bernstein et al., 2008*).

Die Quellen für Staubpartikel sind verschiedenartig, angefangen mit anthropogenen Emissionen durch industrielle Aktivität, Biomasseverbrennungen, z.B. im tropischen Regenwald oder in den Steppenlandschaften der gemäßigten Breiten, Seesalz-Aerosol von platzenden Wasserbläschen bis hin zu windgetragenen Staub aus Wüstengebieten. Auf Grund der in der Regel kurzen Verweil- und Lebensdauer (wenige Stunden bis ein paar Tage) in der Atmosphäre und der damit verbundenen räumlichen Variation der Aerosolkonzentration werden Satellitenfernerkundungen benötigt. Bodenstationen können keine globalen Trends im Aerosolbudget feststellen, sie sind nur als lokal repräsentativ anzusehen (*Kaufmann et al., 1997*). In Zukunft ist ihre Aufgabe vermehrt die Kalibrierung der Satellitenmessungen.

Den eigentlichen Anstoß für diesen Artikel und zu einer Diplomarbeit (*Schmidt, 2009*) gab die Diplomarbeit von Andreas Harbusch aus dem Jahr 2005 mit dem Thema „Anwendung und Validierung eines Verfahrens der Satellitenbilddauswertung zur Bestimmung der Feinstaubbelastung in München und Umgebung“. In seiner Diplomarbeit benutzte Harbusch zur Fernerkundung von bodennahem Feinstaub bereits die Differentielle Texturanalyse, kurz DTA. Der DTA-Algorithmus ist in die ICAROS NET Plattform (Integrated Computational Assessment of urban air quality via Remote Observation Systems NETWORK) integriert (*Harbusch, 2005*). Die ICAROS NET Software war Teil des von der Europäischen Union geförderten ICAROS NET Projektes, in dem mehrere europäische Nationen involviert waren. Aufwändig wurden für Deutschland im Großraum München Bodenmesskampagnen (im Winter- und Sommerhalbjahr) durchgeführt. Mithilfe der Ergebnisse wurden letztendlich drei Landsat 5 TM Satellitenbilder ausgewählt, um mit der ICAROS NET Software die PM_x -Bodenmesswerte zu reproduzieren. Anhand der Originalliteratur wurde der DTA-Algorithmus in MATLAB nachprogrammiert und Harbuschs Ergebnisse nachvollzogen. Darüber hinaus werden in der vorliegenden Arbeit Verbesserungen des DTA-Algorithmus' präsentiert.

2 Theoretischer Überblick

Die Aerosol optische Dicke (AOT) lässt sich in folgende Komponenten zerlegen:

$$\tau = \tau_g^{abs} + \tau_a^{abs} + \tau_g^{str} + \tau_a^{str} \quad (1)$$

Hierbei bedeuten τ_g^{abs} optische Dicke durch molekulare Absorption, τ_a^{abs} optische Dicke hervorgerufen durch Partikelabsorption, τ_g^{str} optische Dicke bedingt durch Streuung an Molekülen und τ_a^{str} optische Dicke ausgelöst von streuenden Partikeln in der Atmosphäre (*Sifakis et al., 1992*). Der Einfluss der Absorption durch Gase in der Atmosphäre ist im visuellen Bereich (400 nm - 700 nm) vernachlässigbar. Die Absorption an Partikeln in der Atmosphäre wird als zeitlich konstant angenommen und ist im visuellen und nahen infraroten Spektralbereich zudem vernachlässigbar klein, unter der Voraussetzung, dass nur wenige oder

keine schwarzen Aerosolpartikel (z.B. Ruß) vorhanden sind.

Die Streuung an Molekülen wird mit der Theorie von Rayleigh beschrieben. Sie besagt, dass die Intensität der gestreuten Strahlung wellenlängenabhängig ist ($\propto \lambda^{-4}$) (kurzwellige Strahlung wird intensiver gestreut als langwellige). Rayleigh-Streuung ist aber einerseits invariabel in der Zeit, denselben atmosphärischen Druck vorausgesetzt, und andererseits macht man sich das Vorhandensein eines „atmosphärischen Fensters“ zu Nutze. In diesem üben Gase, wie zum Beispiel Wasserdampf oder Kohlendioxid, kaum oder nur wenig Einfluss auf die Strahlung aus (die Absorption durch Gasmoleküle ist in diesem Spektralbereich vernachlässigbar klein) (Vermote et al., 2006).

Nun bleibt nur noch die Streuung an Partikeln übrig. Sie wird mit der Theorie von Mie beschrieben. Mie-Streuung ($\propto \lambda^{-n}$ mit $1,2 \leq n \leq 1,4$) findet vor allem an Partikeln im Akkumulationsbereich ($0,08 \mu\text{m} - 2,5 \mu\text{m}$) statt. Größere Partikel verursachen nicht-selektive Streuung, diese ist unabhängig von der Wellenlänge und damit für die Fernerkundung von Feinstaub unbrauchbar. Die AOT ist deshalb ein Anzeiger für die Belastung der Atmosphäre mit Feinstaub.

Die größte Konzentration an urbanen Feinstäuben kommt in der Mischungsschicht (MLH, engl. Mixing Layer Height) vor, da hier die meisten Quellen für Feinstaub angesiedelt sind und der vertikale Austausch mit der freien Atmosphäre eingeschränkt ist (Schäfer et al., 2005).

Zur Fernerkundung von bodennahem Feinstaub muss zunächst die von Deschamps et al. (1981) aufgestellte Strahlungstransfergleichung (Gl. 2) für die verschiedenen Strahlungswege im System Atmosphäre - Erde formuliert und anschließend invertiert werden.

$$\rho^* = \frac{\pi L}{\mu_s E_s} \quad . \quad (2)$$

Dabei ist L die gemessene spektrale Strahldichte in $\frac{W}{m^2 \mu\text{m} sr}$, E_s die spektrale solare Strahlungsflussdichte am Oberrand der Atmosphäre (TOA, engl. Top of Atmosphere) in $\frac{W}{m^2 \mu\text{m}}$ und $\mu_s = \cos(\theta_s)$, wobei θ_s der solare Zenitwinkel ist. Die Sonne wird hierbei als isotroper Strahler angenommen, so dass die Reflektanz ρ^* einheitenlos ist (Deschamps et al., 1981). ρ^* setzt sich nun wie folgt zusammen:

$$\rho^* = \rho_a(\tau, \theta_s, \theta_v, \phi, \omega_0) + \frac{\rho}{1 - \rho \cdot S} T(\theta_s, \tau, \omega_0) \cdot T(\theta_v, \tau, \omega_0) \quad . \quad (3)$$

Dabei steht $\rho_a(\tau, \theta_s, \theta_v, \phi, \omega_0)$ für die atmosphärische Reflektanz, welche von der AOT τ , dem solaren Zenitwinkel θ_s , dem Aufnahmezenitwinkel θ_v , dem Azimut ϕ und der Einfachstreueralbedo ω_0 abhängt. Des Weiteren sind ρ die Bodenreflektanz eines homogenen, ausgedehnten Ziels (Lambert'scher Reflektor: Durchmesser $> 1 km$), S die sphärische Albedo der Atmosphäre, $T(\theta_s, \tau, \omega_0) = \exp(-\tau/\mu_s) + t_d(\theta_s, \tau, \omega_0)$ die totale Transmission (direkte + diffuse) der bodenwärts und $T(\theta_v, \tau, \omega_0) = \exp(-\tau/\mu_v) + t_d(\theta_v, \tau, \omega_0)$ die totale Transmission (direkte + diffuse) der himmelwärts gerichteten Strahlung (Sifakis et al., 1992).

In der Satellitenfernerkundung werden aber auch Objekte kleiner Dimension untersucht, die nicht einfach als Lambert'scher Reflektor approximiert werden können. Mit anderen Worten, die Bodenreflektanz ρ hängt nun von den Gegebenheiten des eigentlichen Ziels M und von der Beobachtungsrichtung des Satellitensensors und der Einfallsrichtung der solaren Strahlung ab. Diese Tatsache hat zur Folge, dass Adjazenz-/Umwelteffekte des Ziels zusätzlich mit Beachtung finden müssen. Die bislang homogene Bodenreflektanz ρ wird deshalb in die eigentliche Bodenreflektanz des Ziels $\rho(M)$ und die Reflektanz der Umgebung/Umwelt des Zielobjekts ρ_e aufgeteilt (Vermote et al., 2006).

Für Ziele mit einem Durchmesser $< 1 \text{ km}$, die nicht mehr als Lambert'scher Reflektor angenähert werden können, wird Gleichung 3 mit $T(\theta_v, \tau, \omega_0) = \exp(-\tau/\mu_v) + t_d(\theta_v, \tau, \omega_0)$ und $\rho = \rho(M) F(r) + [1 - F(r)] \rho_e$, ($F(r)$ =Umweltfunktion) wie folgt abgewandelt (Sifakis et al., 1992; Vermote et al., 2006):

$$\rho^* = \rho_a + \rho(M) \frac{T(\theta_s, \tau, \omega_0) \cdot \left[e^{-\frac{\tau}{\mu_v}} + F(r) \cdot t_d(\theta_v, \tau, \omega_0) \right]}{1 - \rho_e \cdot S} + \rho_e \frac{T(\theta_s, \tau, \omega_0) \cdot [1 - F(r)] t_d(\theta_v, \tau, \omega_0)}{1 - \rho_e \cdot S} \quad (4)$$

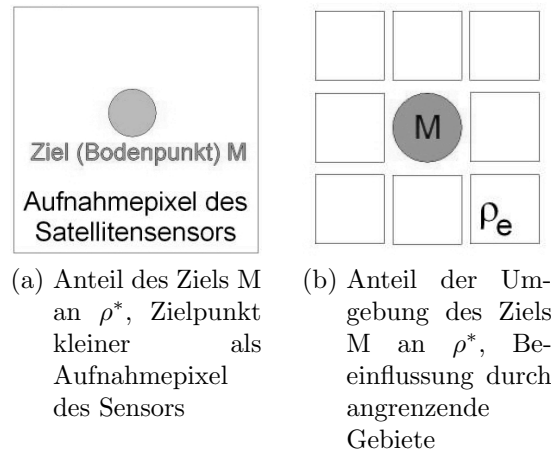


Abb. 1: Zur Erläuterung von Gleichung 4

Der zweite Term in Gleichung 4 repräsentiert den Anteil des Ziels (siehe Abbildung 1a), der dritte Term den Anteil der Umgebung des Ziels (siehe Abbildung 1b) an der gemessenen Reflektanz.

Die Umweltfunktion ist ein Gewichtungsfaktor (Tanré et al., 1981). Sie gibt den Anteil der Fläche des Zielgebiets M im Aufnahmebereich des Sensors an (Bild 1a). Die Umweltfunktion $F(r)$ ist von der Dimension des Ziels abhängig. Die Wirkung der Adjazenz-/Umwelteffekte kommt erst bei Zieldimensionen größer als einige hundert Meter zum Vorschein. Mit Zieldimension ist in diesem Zusammenhang die räumliche Auflösung der Bodenoberfläche des Satellitensensors gemeint (siehe Abb. 1a). Zum Beispiel besitzt Landsat 5 TM eine Bodenauflösung von $r = 30 \text{ m}$ im Durchmesser. Ist die Auflösung des Fernerkundungssensors nur einige hundert Meter genau, d.h. einzelne Gebiete auf der Erdoberfläche werden nur sehr grob aufgelöst, kann durch Streuung an benachbarten Gebieten die gemessene Reflektanz ρ^* des eigentlichen Bodenpixels verfälscht werden.

Bei entsprechend hochauflösenden Satellitensensoren wie Landsat 5 und 7 TM ($r = 30 \text{ m}$) oder auch SPOT ($r = 10 \text{ m}$) ist die Thematik der Adjazenzeffekte damit vernachlässigbar und $F(r) \approx 0$ (Tanré et al., 1991). Damit folgt aus Gleichung 4:

$$\rho^* = \rho_a + \rho(M) \frac{T(\theta_s, \tau, \omega_0) \cdot e^{-\frac{\tau}{\mu_v}}}{1 - \rho_e \cdot S} + \rho_e \frac{T(\theta_s, \tau, \omega_0) \cdot t_d(\theta_v, \tau, \omega_0)}{1 - \rho_e \cdot S} \quad (5)$$

Gleichung 5 ist der Basisansatz mehrerer AOT Fernerkundungsverfahren, wobei in diesem Artikel nur auf den DTA-Algorithmus näher Bezug genommen wird.

Zur Fernerkundung der bodennahen AOT macht man sich die Streuung an Aerosolpartikeln zu

Nutze. Aufgrund der gestreuten Strahlung wird der Kontrast im Satellitenbild reduziert. Der DTA-Algorithmus (Differenzielle Texturanalyse) nutzt diese kontrastreduzierende Wirkung aus. Dies impliziert, dass mindestens zwei Satellitenbilder benötigt werden. Ein unbelastetes Bild, welches als Referenzbild genommen wird und ein oder mehrere feinstaubbelastete Aufnahmen. Die Satellitenbilder sollten, um die Gefahr von Bodenalbedoänderungen einzudämmen, nicht weiter als maximal vier Wochen auseinander liegen oder aus der gleichen Vegetationsperiode stammen. Der DTA-Algorithmus kann zwischen Kontrastunterschieden, verursacht durch Streuung an Aerosolpartikeln und Kontrastunterschieden verursacht durch Veränderungen der Bodenalbedo (z.B. Landnutzungsänderungen), nicht unterscheiden.

Von Gleichung 5 ausgehend wird der Kontrast aus der Standardabweichung $\sigma(\rho^*)$ bestimmt. Die Standardabweichung wird jeweils für einen sog. Superpixel, der aus etwa 10×10 bis 20×20 Einzelpixeln bestehen kann und pixelweise durch das gesamte Bild läuft, berechnet. Für die räumliche Standardabweichung $\sigma(\rho^*)$ folgt aus Gleichung 5 und der Annahme, dass ρ_a und ρ_e räumlich konstant sind, $\sigma(\rho^*) = \sigma(\rho(M)) (T \cdot \exp(-\tau/\mu_v)) / (1 - \rho_e \cdot S)$. Daraus folgt die Basisgleichung des DTA-Codes:

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = \ln \left[\frac{\sigma_1(\rho_1^*)}{\sigma_2(\rho_2^*)} \right]. \quad (6)$$

Hierbei ist ρ^* die vom Satelliten gemessene Reflektanz des Systems Erdboden-Atmosphäre, jeweils für die beiden Satellitenaufnahmezeiten (1 und 2).

Wie bereits oben erwähnt, wird die Bodenreflektanz ρ als zeitlich konstant, aber räumlich variabel angenommen. Diese Vereinfachung birgt gewisse Risiken, wie später im Text noch deutlich wird.

Der Vergleich von Standardabweichungen kann auch zu Fehlinterpretationen führen. Die ganzzahligen Reflektanzwerte einer Satellitenbildszene gehorchen näherungsweise einer Poissonverteilung, deren Erwartungswert (Mittelwert) und Varianz gleich sind. Um o.g. Fehlinterpretationen zu vermeiden, normiert man die Standardabweichungen mit deren Mittelwerten und erhält den Variationskoeffizienten $\frac{\sigma_i(\rho_i^*)}{\rho_i^*}$.

Gleichung 6 wird damit ersetzt durch:

$$\Delta\tau = \ln \left[\frac{\sigma_1(\rho_1^*)}{\rho_1^*} - \frac{\sigma_2(\rho_2^*)}{\rho_2^*} \right]. \quad (7)$$

Der Mittelwert der gesamten Reflektanz in Gleichung 7 bezieht sich jeweils auf den Superpixel.

3 Eigenschaften und Charakteristika des DTA-Algorithmus'

3.1 Grundlegende Machbarkeitstests

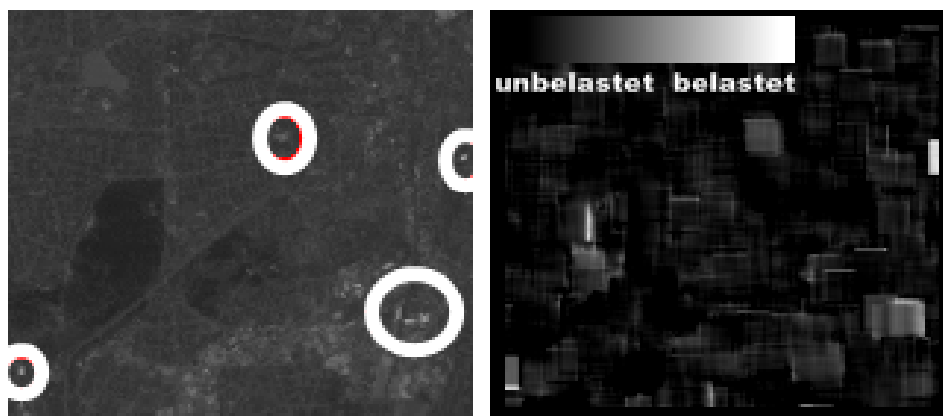
Mit einer handelsüblichen Digitalkamera wurde getestet, in welchen Wellenlängen die jeweiligen Partikelgrößen am besten zu erkennen sind und inwieweit die Untergrund- bzw. Oberflächenbeschaffenheit auf die Detektion von Feinstaub Einfluss nimmt (*Schmidt, 2009*). Als Aerosolquellen dienten jeweils eine qualmende Kerze und eine brennende Zigarette. Bei der anschließenden AOT-Berechnung stellte sich heraus, dass die Aufnahmen der Digitalkamera verrauscht waren, das Rauschen bei der AOT-Berechnung verstärkt wurde

und dadurch teilweise AOT-Informationen verloren gingen. Ausgehend von Gl. 6 ergibt die Größtfehlerabschätzung: $d\Delta\tau = d \ln \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right) = \left| \frac{d\sigma_2}{\sigma_2} \right| + \left| \frac{d\sigma_1}{\sigma_1} \right| = 2 \cdot \text{Variationskoeffizienten}$. Abhilfe schaffte die Anwendung eines sog. Mittelungspixels, welcher vor dem Superpixel durch das Bild läuft und in ihm jeweils die Reflektanzen der Einzelpixel arithmetisch mittelt (*Schmidt, 2009*). Bei Satellitenbildern tritt ein weißes Rauschen in dieser Art und Weise jedoch nicht auf. Überdies birgt ein kontrastarmer Untergrund, dessen Bodenreflektanz ähnlich der des Aerosols ist, die Gefahr, dass das Aerosol vom Algorithmus nicht erkannt wird, da die entsprechenden Kontrastunterschiede nicht gegeben sind.

Im Ergebnis haben sich ein abwechslungsreicher Untergrund, dessen Kontrast durch Mie-Streuung an Aerosolpartikeln gemindert wird, sowie der grüne Spektralbereich für Partikel mit einem aerodynamischen Durchmesser bis $2,5 \mu\text{m}$ (PM_{2.5}) als optimal erwiesen.

3.2 Sensibilitätsstudien zum DTA-Algorithmus

Für die nun folgenden Tests wurden Satellitenbilder im grünen Kanal (Kanal 2; $0,53 - 0,61 \mu\text{m}$) des Landsat 5 Satelliten vom Großraum München und dem Gebiet des Fuciner Sees in Italien verwendet. Für München waren drei verschiedene Aufnahmezeitpunkte vorhanden: 16.April 2000, 01.April 2003 und der 17.April 2003 (*Harbusch, 2005*). Es wurde ein Superpixel der Größe 10×10 Einzelpixel verwendet. Die Belastungssituationen in München waren zu diesen Zeitpunkten nicht ideal (erforderlich wäre ein absolut unbelastetes Referenzbild und ein Belastungsbild). Sie waren vielmehr ein Kompromiss aus dem Wolkenbedeckungsgrad, der Verfügbarkeit von Satellitenbildern und der jeweiligen Feinstaubbelastungssituation. Die Landsat-Satelliten haben eine Wiederkehrdauer von etwa 16 Tagen, bis sie wieder die gleiche Szene aufnehmen. Bis zu einem Bedeckungsgrad von 10%, bzw. wenn die Wolken nicht die interessierenden Bereiche verdecken, ist eine AOT-Bestimmung noch möglich (*Schäfer et al., 2005*). Für das Gebiet des Fuciner Sees wurde anhand eines Satellitenbildes (01.Juli 1999) ein Atmosphärenkorrekturalgorithmus getestet und damit ein „künstliches“ Referenzbild erzeugt (*Arino et al., 1999*). Zunächst wurde jedoch der Luise-Kiesselbach-Platz in München anvisiert.



(a) Auffällige Veränderungen am 17.04.2003, die entweder auf eine Änderung der Bodenalbedo oder auf „Salz- und Pfefferpixel“ hindeuten
 (b) AOT am 17.04. bzgl. des 01.04.2003 am Luise-Kiesselbach-Platz

Abb. 2: Gegenüberstellung des Satellitenbilds vom 17.04.2003 mit entsprechendem AOT-Bild

Bei ihm handelt es sich um einen Hauptverkehrsknotenpunkt, an dem die Autobahn 95 nach Garmisch-Partenkirchen und mehrere Verkehrsadern Münchens münden. Davon ausgehend und anhand von Bodenmessungen sollte hier eine erhöhte Feinstaubbelastung vorzufinden sein. Anhand von Bodenmessdaten und der visuellen Beurteilung der Bilder wurde der 01.04.2003 als Referenz- und der 17.04.2003 als Belastungssituation festgelegt. Vertauscht man das als unbelastet und das als belastet definierte Bild bei der DTA-Berechnung, ändert sich die AOT-Verteilung dahingehend, dass vorher stark belastete Gebiete (weiß gekennzeichnet) nun unbelastet (schwarz) wirken. Diese Vertauschung hat also auf die räumliche Lage von von AOT-Strukturen keinen Einfluss. Bild 2b ist das erste Ergebnis des reinen DTA-Codes (Gl. 6). Es kamen keine Zusatzalgorithmen wie beispielsweise der Mittelungspixel zum Einsatz. Wie man leicht sieht, kommt die Quadratstruktur des Superpixels sehr stark im AOT-Bild heraus. Des Weiteren fällt auf, dass es scheinbar recht starke punktuelle Feinstaubquellen in der Umgebung des Luise-Kiesselbach-Platzes gibt (vgl. Abb. 2b und weiße Kreise in Abb. 2a). Dieses Phänomen könnte einerseits ein Problem des Satellitensensors (sog. „Salz- und Pfeffereffekt“) sein oder auf eine Änderung der Bodenalbedo hindeuten. Der Salz- und Pfeffereffekt ist ein bekanntes Problem bei Satellitenbildern. Er lässt sich bei der im Voraus stattfindenden radiometrischen und geometrischen Korrektur der Bilder nicht beseitigen. Das Auftreten von „Salz- und Pfefferpixeln“ ist mit dem Auftreten von „heißen Pixeln“ bei handelsüblichen Digitalkameras vergleichbar. Nur die Ursache ist eine andere (*Sabins, 2000*). Eine Änderung der Bodenalbedo ist andererseits auch sehr wahrscheinlich. Es reicht aus, wenn zwischen den Aufnahmezeitpunkten eine Farbrikhalle mit hellem Blechdach neu gebaut oder ein Einfamilienhaus neu abgedeckt wurde. Nach Recherchen in „Google Earth“ (*Google Earth, 2008*) scheint es sich bei diesen Veränderungen um Neubauten von Lagerhallen mit weißem/grauem Blechdach bzw. um Baustellen allgemein zu handeln. Ebenso fällt in Bild 2b auf, dass sich die quadratische Struktur des Superpixels auch im nahen Umfeld des Störpixels (vgl. Abb. 2b und 2a) weiter fortsetzt. Dies kommt zustande, da der Superpixel immer einen Pixel horizontal und vertikal weiter läuft und somit der Störpixel mehrmals in die Standardabweichungsberechnung mit einbezogen wird. Um diesen Effekt zu minimieren, werden die einzelnen Pixel im Superpixel mit einer so genannten „Kernel function“ (Fensterfunktion) gewichtet. Als Fensterfunktion wird eine Gauß'sche Normalverteilungsfunktion (PDF=Propability Density Function) mit Wertebereich von -5 bis $+5$ und Mittelwert Null benutzt. Um die Gewichtung der einzelnen Pixel im Superpixel zu verändern, wird die Breite der Glockenkurve ($\hat{=} 2 \cdot \sigma$), entsprechend variiert. PDF3 bedeutet dann, dass es sich um eine Normalverteilung mit Wertebereich von -5 bis $+5$, Mittelwert Null und $\sigma = 3$ handelt.

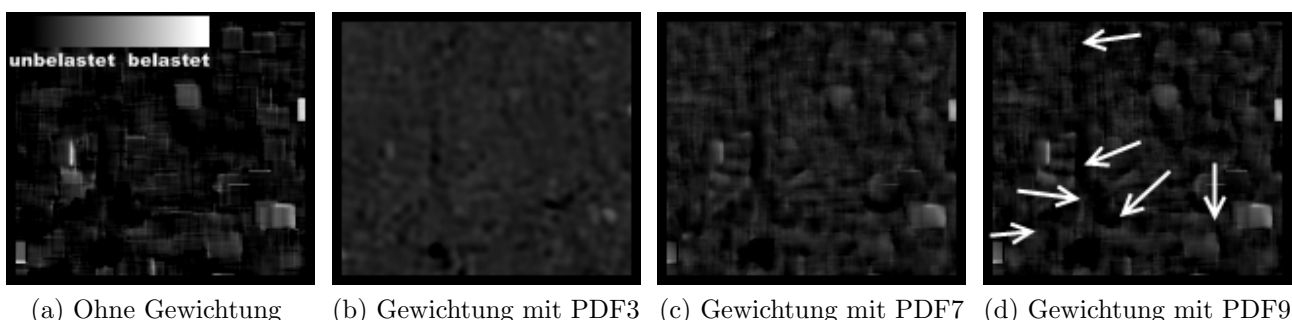


Abb. 3: Variation der Fensterbreite der Gewichtungsfunktion PDF

Das Resultat der Anwendung der PDF ist in den Bildern 3a bis 3d dargestellt. Die Fenstergröße wurde von $\sigma = 3$ bis $\sigma = 9$ variiert. Für $\sigma < 3$ würden zu wenige Pixel in die Berechnung der Standardabweichung im Superpixel eingehen und damit zu viel AOT-Information verloren gehen. Dagegen wird ab $\sigma > 9$ fast der volle Bereich des Superpixels genutzt und die PDF würde keine Pixel mehr heraus filtern. Schlussfolgernd kann man sagen, dass die Anwendung der PDF-Fensterfunktion zwar die Übersichtlichkeit der Struktur im Bild 2b verbessert, aber deren Interpretation in Bezug auf die AOT (Bodenalbedoänderung oder richtige AOT) nicht erleichtert hat. So könnte die schwarze Kurve in Abbildung 3 (mit weißen Pfeilen markiert) zum Beispiel den Verlauf einer Straße am Luise-Kiesselbach-Platz repräsentieren. Weil diese Straße im AOT-Bild schwarz erscheint, würde diese Annahme aber bedeuten, dass sie wiederum am 1. April 2003 stärker belastet war als am 17. April 2003. Harbusch (2005) hat aber bereits anhand von Bodenstationsmesswerten nachgewiesen, dass der 17. April 2003 stärker belastet gewesen war als der 01. April 2003. Weitere Interpretationsversuche gleichen damit eher Spekulationen (Schmidt, 2009).

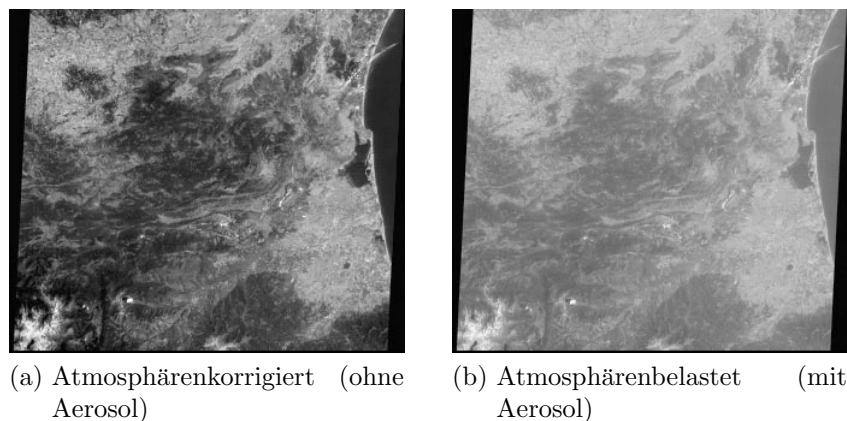


Abb. 4: Landsat 5 TM Aufnahme vom Gebiet des Fuciner Sees (Italien) am 01. Juli 1994 (Arino et al., 1999)

Die Untersuchung des Bildausschnitts der Landsat 5 Aufnahme des Fuciner Sees vom 01. Juli 1994 förderte bessere Ergebnisse zu Tage. Hier wurde ein von Arino et al. (1999) künstlich erzeugtes Referenzbild (atmosphärenkorrigiertes Satellitenbild) (Bild 4a) mit dem atmosphärenbelasteten Bild (Bild 4b) verglichen. Wie bei dem Bildausschnitt des Luise-Kiesselbach-Platzes in München wurde nun der DTA-Algorithmus einmal mit und einmal ohne Fensterfunktion (PDF) auf den Kanal 2 der Bilder 4a und 4b angewendet. Anhand der visuellen Einschätzung hat sich die PDF2-Variante als angemessen erwiesen.

Dieses Mal erzielte die Anwendung der PDF-Fensterfunktion gegenüber dem Gebrauch des reinen DTA-Algorithmus' auch einen Mehrgewinn an AOT-Information (siehe Bilder 5a und 5b) (feinere AOT-Strukturen).

Aber auch hier wird leider eine Schwachstelle des DTA-Algorithmus' deutlich. Die Aerosol optische Dicke (AOT) kann auch nur dort aus den Bildern gewonnen werden, wo auf Grund der Mie-Streuung an Aerosolpartikeln der Kontrast im Belastungsbild im Vergleich zum Referenzbild geschwächt wird.

Der Atmosphäreinfluss äußert sich im gesamten Bild 4b durch eine Art „Grauschleier“. Dieser „Grauschleier“ lässt sich anteilig der Rayleigh-Streuung und der Mie-Streuung zuordnen. Da Rayleigh-Streuung aber an Luftmolekülen stattfindet ($\propto \lambda^{-4}$), wird deshalb der blaue Kanal des Landsat-Bildes nicht genutzt. Über den hellgrauen Gebieten in Bild 4b ist fast gar keine

Kontrastreduzierung festzustellen, wohingegen über der Wasserfläche rechts im Bild und über den grünen Bereichen der Kontrastunterschied deutlich zum Tragen kommt und sich aus diesem Grund auch im AOT-Bild (Bild 5b) niederschlägt.

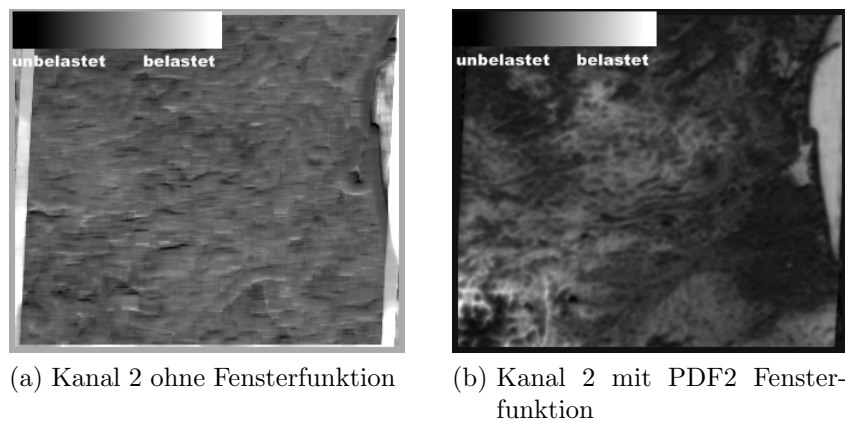


Abb. 5: AOT-Bild im Kanal 2 vom Gebiet des Fuciner Sees

4 Nachuntersuchung der Ergebnisse der Münchner ICAROS NET Studie mit dem eigenen MATLAB DTA-Code

4.1 Visueller Vergleich der AOT-Strukturen

Anhand der visuellen Einschätzung und des Vergleichs mit Bodenmessungen wurden zunächst der 16. April 2000 als Referenzbild und der 1. April 2003 sowie der 17. April 2003 als Belastungsbilder festgelegt (Harbusch, 2005).

Der visuelle Vergleich gewisser Strukturen in den entsprechenden AOT-Bildern, produziert mit der ICAROS NET Software und dem selbst programmierten MATLAB DTA-Code, ergab, dass der in MATLAB nachprogrammierte DTA-Algorithmus mit dem in der ICAROS NET Software verwendeten Programmcode übereinstimmt. Da die ICAROS NET Software einen 15×15 Superpixel verwendete und im MATLAB DTA-Code ein 10×10 Superpixel zur Anwendung kam, gab es kleinere Abweichungen.

4.2 Erweiterungen des DTA-Algorithmus

In der ICAROS NET Software kam Gleichung 6 bei der AOT-Berechnung zur Anwendung. Wie im Kapitel 2 beschrieben, birgt diese Gleichung aber gewisse Risiken. Deshalb wurden die folgenden AOT-Bilder 6a, 6b sowie 7 unter Zuhilfenahme von Gleichung 7 berechnet. Man erkennt anhand der AOT-Intensitäten (Grauabstufungen, je heller umso höhere AOT-Werte) die Straßenverläufe (z.B. Autobahnen) deutlich. Erhöhte Feinstaubkonzentrationen vergrößern die AOT und es findet über diesen Stellen eine vermehrte kontrastreduzierende Lichtstreuung statt, die vom DTA-Algorithmus detektiert wird.

Da die Satellitenbilder immer unter dem nahezu gleichen Sensoraufnahme- und Sonnenzenitwinkel aufgenommen und im Voraus der Verarbeitung einer radiometrischen Korrektur unterzogen wurden, ist es so gut wie auszuschließen, dass die AOT-Strukturen auf Grund der Winkelabhängigkeit der Bodenalbedo (je nach Einfallswinkel der Strahlung

verändert sich auch die Albedo des Untergrunds) entstanden.

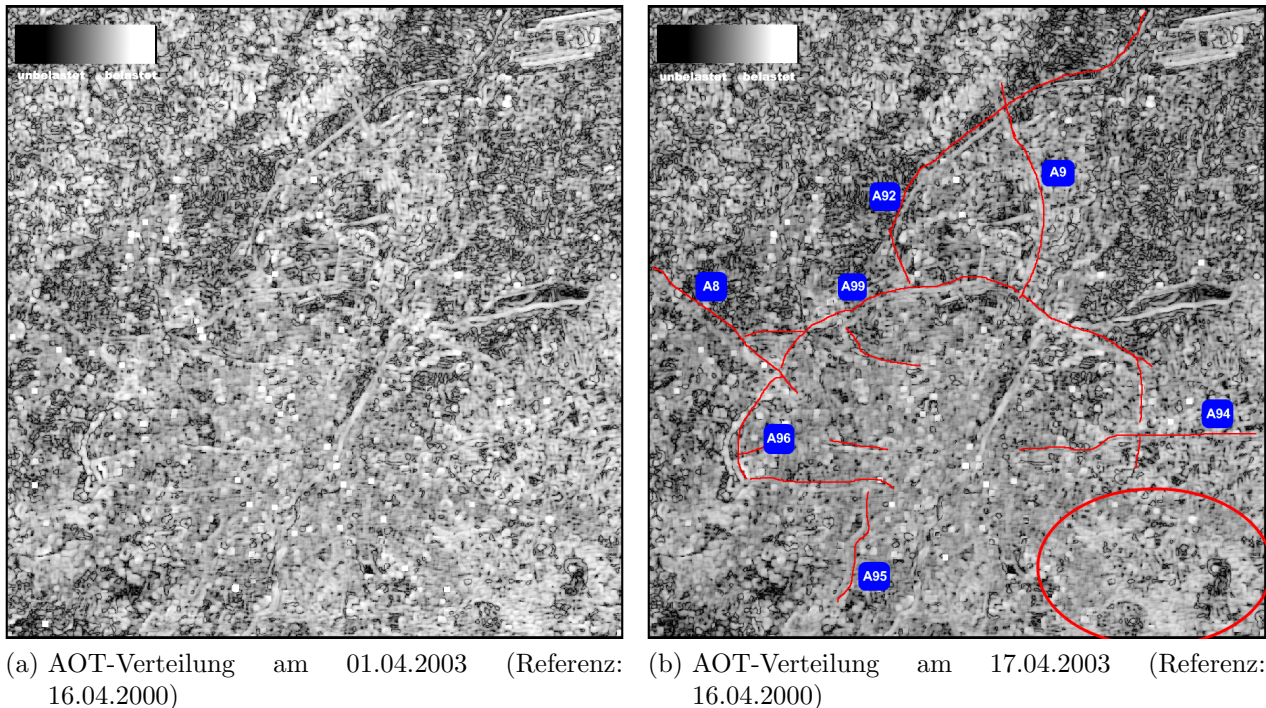


Abb. 6: AOT-Verteilungsmuster im Großraum München, Superpixelgröße: 10×10 und PDF9

Dessen ungeachtet kann es sein, dass zwischen den Satellitenbildaufnahmezzeitpunkten der Fahrbahnbelag der Autobahnen erneuert oder gar die Autobahnen um zusätzliche Fahrspuren erweitert wurden. Diese Reflektanzunterschiede der verschiedenen Straßenbeläge kommen auch als scheinbare AOT zum Vorschein. Laut Aussage der Autobahndirektion Südbayern gab es zwischen den Jahren 2000 und 2003 keine baulichen Aktivitäten im betrachteten Raumbereich (*Autobahndirektion Südbayern, 2008*).

Die AOT-Verteilung in Bild 7 wurde mit dem Satellitenbild vom 01. April 2003 als Referenzbild und dem vom 17. April 2003 als Belastungsbild berechnet. Im Vergleich zu den Bildern 6a und 6a bemerkt man zunächst, dass kaum bzw. keine Straßen auszumachen sind. Auch die vorher sich deutlich abzeichnende Struktur des Flughafens ist kaum noch wahrnehmbar. Nur der Speichersee hebt sich auf Grund seiner sich ändernden Reflektanz (Algenblüten und Sedimentablagerungen) wieder hervor. Da die Aufnahmegeometrie (Sonnen- und Aufnahmezenitwinkel), wie bereits erwähnt, bei allen drei Landsat 5 TM Satellitenbildern gleich ist, scheidet eine Bodenalbbedoänderung angesichts veränderter Einstrahlungswinkel aus. Jetzt bleibt nur noch der Rückschluss, dass der 01.04.2003 zwar weniger belastet ist als der 17.04.2003, aber die Belastungsunterschiede zwischen dem 16.04.2000 und den beiden 2003er Bildern doch um einiges größer sind. Diese These wird im Punkt 4.3 untermauert.

Weiterhin fallen vor allem in den Bildern 6a und 6b wieder die großflächig hohen AOT-Werte im Südosten auf Grund von Bodenalbbedoänderungen (Landnutzungsänderungen) sowie die Salz- und Pfefferpixel (extrem helle Punkte) (auch in Bild 7) auf.

Im Übrigen kommt auch bei dem erweiterten DTA-Algorithmus die Problematik, dass das Referenzbild in Teilen stärker belastet ist als das Belastungsbild, in Form von negativen oder gar komplexen AOT-Werten zum Vorschein. Eine erste einfache programmiertechnische Abhilfe schafft die künstliche Erhöhung der Variationskoeffizientendifferenz im natürlichen

Logarithmus. Dieser ist nur für Werte > 0 definiert. Jene Prozedur dient aber nur der Vermeidung algorithmusbedingter Fehler bei der Visualisierung der AOT. Die Referenzbilder müssen im Voraus, sofern sie nicht belastungsfrei sind, um den Einfluss der Atmosphäre korrigiert werden. Strategien hierfür werden im nächsten Punkt gegeben.

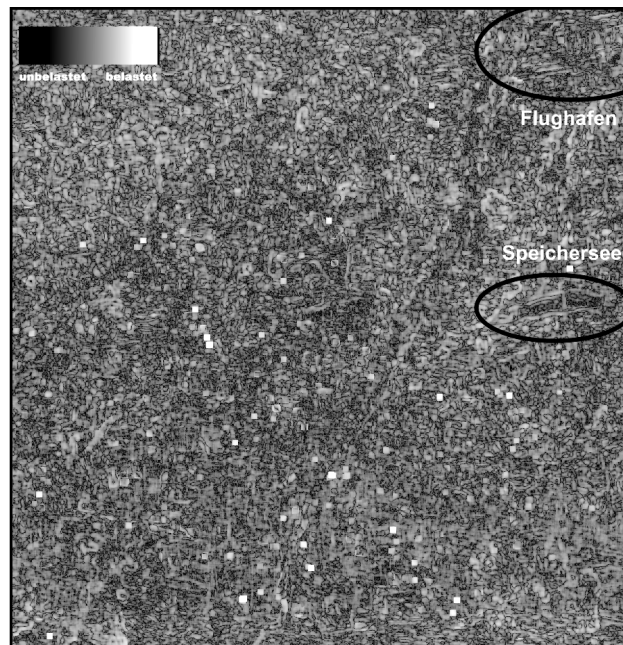


Abb. 7: AOT-Verteilung am 17.04.2003 (Referenz: 01.04.2000) im Großraum München, erstellt mit Gleichung 7 und PDF9

Ebenso sind in den Abbildungen 6a, 6b und 7 südöstlich von München (roter Kreis) auch Gebiete mit erhöhten AOT-Werten auszumachen. Diese sind wahrscheinlich durch Landnutzungsänderungen entstanden und haben nichts mit einer hohen bodennahen Feinstaubkonzentration zu tun. Mittels des Kanals 6 (thermisches Infrarot) von Landsat 5 TM lassen sich Bodenbedoänderungen detektieren. Diese Gebiete werden dann bei der AOT-Berechnung ausgeschlossen.

Des Weiteren müssen auch bei dem abgeänderten DTA-Algorithmus die berechneten relativen AOT-Werte an absolute AOT-Bodenmesswerte ankalibriert werden, um später allein aus den Satellitendaten absolute AOT-Werte ableiten zu können (*Schmidt, 2009*).

4.3 Korrekturverfahren für Referenzbilder

Bisher wurden die jeweiligen Satellitenbilder (Referenz- und Belastungsbilder) anhand der PM_{10} -Konzentrationen der Bodenstationen ausgewählt. Oft ist aber an Tagen mit geringer Belastung der Himmel wolkenverhangen, und man muss bei der Auswahl der Satellitenbilder mit Kompromissituationen (beispielsweise klarer Himmel, aber mittlere Belastung am Referenztag) leben. Durch einen solchen Kompromiss wird ein gewisser Anteil des Feinstaubs bei der AOT-Berechnung nicht erfasst (da hier Relativwerte bzgl. des Referenzbildes berechnet werden). Als Lösung des Problems schlagen wir zwei einfache Techniken vor, mit denen die Referenzbilder atmosphärenkorrigiert (Streuungseffekte der Aerosolpartikel heraus filtern) werden können.

Zuerst sei die Histogrammmethode erwähnt (*Sabins, 2000*).

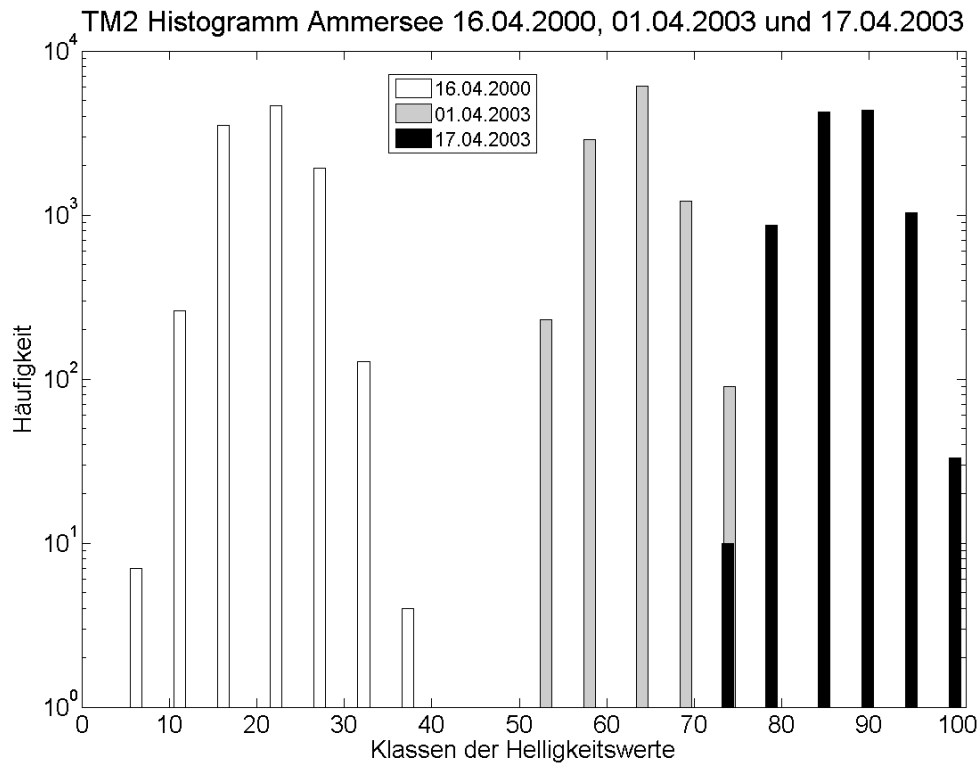


Abb. 8: Histogramme des Kanals 2 vom Ammersee am 16.04.2000 (weiß), am 01.04.2003 (grau) und am 17.04.2003 (schwarz), 100 äquidistante Klassen mit Breite drei

Im Normalfall bzw. auch von der ausgewählten Szene abhängig, sollte der volle Bildkontrastbereich eines 8-Bit-Sensors, d.h. Grau-/Helligkeitswerte von 0...255 vorhanden sein.

Über dunklen Flächen wie zum Beispiel dichten Nadelwäldern oder auch Seen müsste die Grau-/Helligkeitswerteverteilung infolge der geringen Albedo im visuellen Spektralbereich nahezu bei Null beginnen. Der Versatz von Null repräsentiert den Atmosphäreneinfluss. Kanal 1 (blauer Spektralbereich bei Landsat 5 TM) sollte nicht für die Atmosphärenkorrektur benutzt werden, da in ihm auch Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen vorzufinden ist, es bei der Atmosphärenkorrektur für den DTA-Algorithmus aber nur um Streuung an Aerosolpartikeln geht. Den Versatzwert kann man nun einfach von den Grauwerten des Referenzbildes abziehen. Bild 8 zeigt die Histogramme der Reflektanzwerte im Kanal 2 (grüner Spektralbereich) von Landsat 5 TM des südwestlich von München gelegenen Ammersees. Deutlich zu erkennen ist die Verschiebung der Reflektanzverteilungen der 2003-Daten zu höheren Reflektanzwerten, ein Beweis für vorhandenen Feinstaub in der Luft.

Zur Korrektur des Referenzbildes vom 16.04.2000 um den evtl. vorhandenen Atmosphäreneinfluss, zieht man den kleinsten Werte der Reflektanzverteilung (hier weiß dargestellt) vom Referenzbild ab.

Ein weiteres Verfahren zur Ermittlung des Atmosphäreneinflusses vornehmlich in Satellitenbildern, die als Referenzaufnahmen genutzt werden sollen, ist die Regressionsmethode (*Sabins, 2000*). Hierzu werden in einem Streudiagramm der Kanal 2 auf die Ordinate gegen den Kanal 7 auf die Abszisse aufgetragen. Der Hintergrund dieses Verfahrens ist der gleiche wie bei dem Vergleich der Histogramme der Kanäle 7 und 2. Weil die Aerosolpartikel im kurzwelligen Infrarot (Kanal 7 von Landsat 5 TM, Wellenlängenbereich 2,08 – 2,35 μm) keinen streuenden

Einfluss ausüben, verläuft bei nahezu unbelasteter Atmosphäre die Regressionsgerade durch den Koordinatenursprung. Sind aber doch Staubteilchen vorhanden, verschiebt sich ihre Position im Streudiagramm. Mit einer linearen Regression erhält man den Schnittpunkt der Geraden der Streuellipse mit der Ordinate, also dem Kanal 2 und damit wieder den Einfluss der streuenden Partikel.

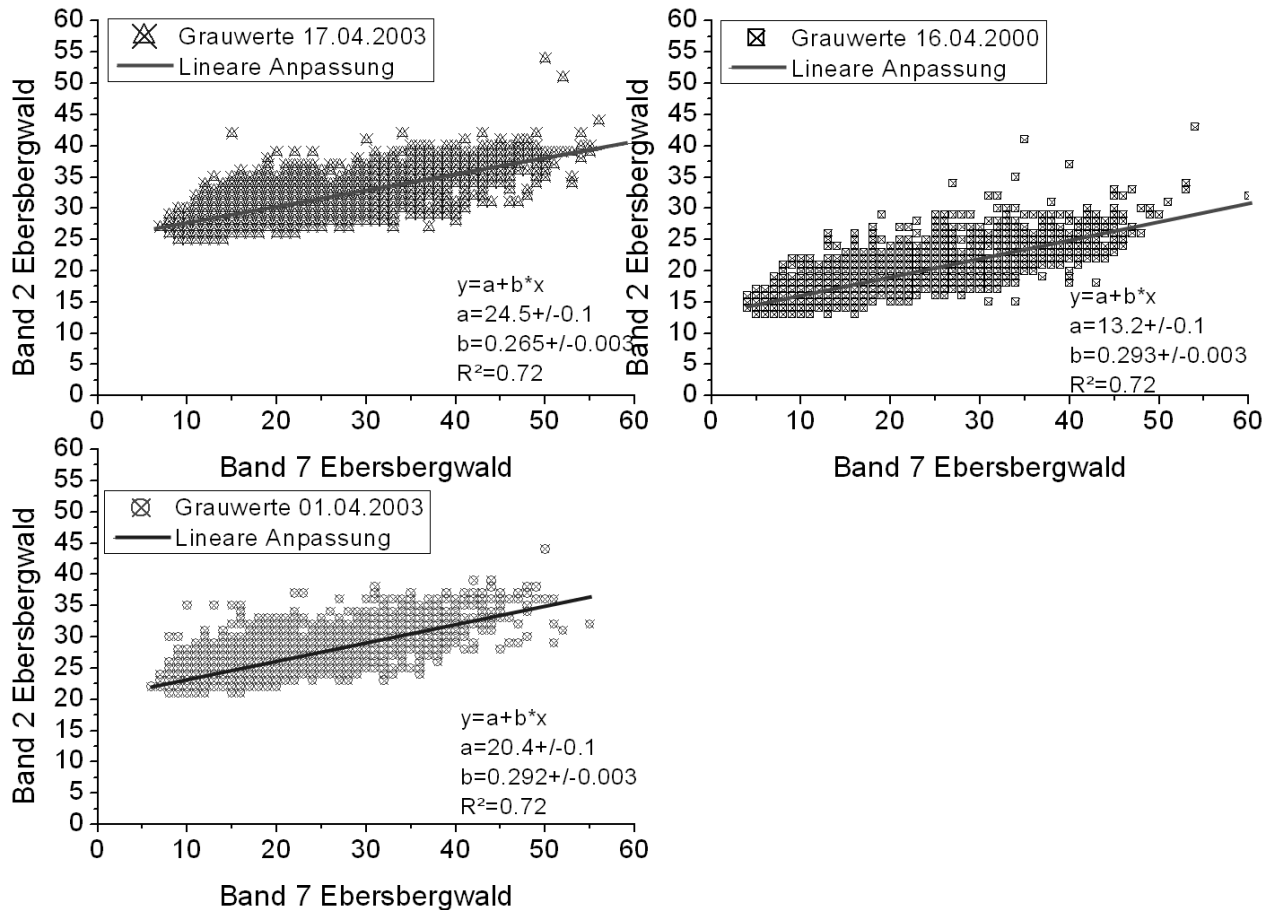


Abb. 9: Regressionsgeraden berechnet für einen Bildausschnitt (Ebersbergwald) der Kanäle 2 und 7 der Landsat 5 TM Satellitenbilder vom 16.04.2000, 01.04.2003 und 17.04.2003

Die Streudiagramme des Ebersbergwaldes geben in Bezug auf die Atmosphärenbelastung (Verschmutzung) den gleichen Trend wie die Histogramme des Ammersees (siehe Bild 8) wieder. Am 16.04.2000 ist ein durchschnittlicher Atmosphäreneinfluss (Streuung an Partikeln) von 13 Grauwerten, am 01.04.2003 von etwa 20 Grauwerten und am 17.04.2003 von 25 Grauwerten abzulesen (siehe Bild 9). Der Fehlerwert der Regressionen ist nie größer als $\pm 0,1$ Grauwerte. Damit bestätigt auch die Regressionsmethode, dass der 16.04.2000 von allen drei Satellitenbildern am wenigsten belastet war, gefolgt vom 01.04.2003 und dem am stärksten belasteten Satellitenbild vom 17.04.2003. Wie bei der Histogrammmethode zieht man zum Bereinigen des vorbelasteten Referenzbildes nun einfach den Versatzwert der Regressionsgeraden auf der y-Achse vom Bild ab.

5 Schlussbetrachtungen

Der DTA-Algorithmus ist ein einfaches Verfahren, um aus visuellen Satellitenbildern die Aerosol optische Dicke zu bestimmen. Im Gegensatz zu anderen Verfahren benötigt er kein Strahlungstransfermodell zur Informationsgewinnung. Er setzt, wie der Name schon sagt, lediglich voraus, dass zwischen der Referenzaufnahme und den Belastungsbildern entsprechende Kontrastunterschiede auftreten, aber die Bodenreflektanz ρ zeitlich unverändert bleibt. Ansonsten kann es vorkommen, dass die Kontrastunterschiede nicht nur infolge von Lichtstreuung an Aerosolpartikeln entstehen, sondern auch durch Änderungen der Bodenalbedo (z.B. hervorgerufen durch Landnutzungsänderungen). Beides wird vom DTA-Algorithmus zunächst als AOT erkannt. Um diese Unsicherheit einzuschränken, sollten die Referenz- und Belastungsaufnahmen nicht weiter als ca. 2 – 4 Wochen auseinander oder bei Jahresüberschreitungen in der gleichen Vegetationsperiode liegen.

Mittels eines thermischen Infrarot-Kanals gibt es auch die Möglichkeit, Bodenalbedoänderungen zu erkennen und die entsprechenden Pixel bei der AOT-Berechnung außer Acht zu lassen. Die Detektion besagter Bodenalbedoänderungen ist aber in dem verwendeten Algorithmus noch nicht ausgereift und bedarf weiterer zukünftiger Studien.

Ferner muss die räumliche Bodenauflösung des Satelliteninstruments in einem gewissen Bereich liegen, um die durch Lichtstreuung an Feinstaub verursachten Kontrastveränderungen gut detektieren zu können. So ist zum Beispiel die Bodenauflösung von MODIS (500 m in Nadir-Richtung) zu gering und die von Quickbird mit bis zu 2,5 m zu groß. Laut Sifakis et al. (1992) und Schäfer et al. (2005) wären bei einer räumlichen Auflösung von 500 m keine Kontrastunterschiede mehr erkennbar, bei einer räumlichen Auflösung von < 10 m die Gefahr zu groß, nur durch Bodenalbedoänderungen hervorgerufene Kontrastunterschiede zu detektieren. Damit bestätigt sich die Auswahl von Landsat 5 TM mit 30 m räumlicher Bodenauflösung. Um Details in Städten (z.B. Straßenzüge) genauer auflösen zu können, wäre SPOT mit 10 m Bodenauflösung natürlich besser geeignet, jedoch fehlt ihm besagter thermischer IR-Kanal. Dieser ist zwar für die AOT-Berechnung nicht essentiell, hilft aber, Fehl-AOT-Werte zu vermeiden.

Des Weiteren spielt auch die Größe des Superpixels beim DTA-Algorithmus eine wichtige Rolle. Wählt man dieses zu groß (größer 20×20 Einzelpixel), besteht die Gefahr der Glättung/Verschmierung des bestehenden Aerosolkonzentrationsgradienten. Bei einem zu kleinen Superpixel (kleiner als 10×10 Einzelpixel), kann es passieren, dass der Aerosolkonzentrationsgradient zu abgehackt und damit unwirklich im AOT-Bild erscheint. Die Festlegung der Größe des Superpixels ist aber häufig vom subjektiven Empfinden abhängig.

Die Ergebnisse von München erscheinen im Großen und Ganzen plausibel und nachvollziehbar. Ziel ist es letztendlich, in Ballungsräumen und größeren Städten flächendeckende und flächenaufgelöste Feinstaubkonzentrationen zu erhalten (*Schmidt, 2009*).

Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns bei Herrn Prof. Dr. Klaus Schäfer vom IMK-IFU in Garmisch-Partenkirchen, Dipl.-Geograf Andreas Harbusch sowie bei Dr. Ulrich Franck und Dr. Ellen Banzhaf vom Helmholtz-Zentrum für Umweltforschung in Leipzig bedanken.

Adresse der Autoren

Institut für Meteorologie der Universität Leipzig
Stephanstraße 3, 04103 Leipzig

Literatur

- [Arino u. a. 1999] ARINO, O. ; VERMOTE, E. ; SPAVENTA, V.: Operational Atmospheric Correction of Landsat TM Imagery. In: *ESA Bulletin* 56 (1999), S. 32–35
- [Autobahndirektion 2008] AUTOBAHNDIREKTION: *Autobahndirektion Südbayern, persönliche Mitteilung von Christian Rehm zum Stand von Bauarbeiten am Münchner Autobahnring*. 2008
- [Bernstein u. a. 2008] BERNSTEIN, L. ; BOSCH, P. ; CANZIANI, O. ; CHEN, Z. ; CHRIST, R. ; DAVIDSON, O. ; HARE, W. ; HUQ, S. ; KAROLY, D. ; KATTSOV, V. ; KUNDZEWICZ, Z. ; LIU, J. ; LOHMANN, U. ; MANNING, M. ; MATSUNO, T. ; MENNE, B. ; METZ, B. ; MIRZA, M. ; NICHOLLS, N. ; NURSE, L. ; PACHAURI, R. ; PALUTIKOF, J. ; PARRY, M. ; QIN, D. ; RAVINDRANATH, N. ; REISINGER, A. ; REN, J. ; RIAHI, K. ; ROSENZWEIG, C. ; RUSTICUCCI, M. ; SCHNEIDER, S. ; SOKONA, Y. ; SOLOMON, S. ; STOTT, P. ; STOUFFER, R. ; SUGIYAMA, T. ; SWART, R. ; TIRPAK, D. ; VOGEL, C. ; YOHE, G.: *Climate Change 2007: Synthesis Report / Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)*. 2008. – Forschungsbericht
- [Chu u. a. 2003] CHU, D. A. ; KAUFMAN, Y. J. ; ZIBORDI, G. ; CHERN, J. D. ; MAO, J. ; LI, C. ; HOLBEN, B. N.: Global monitoring of air pollution over land from the Earth Observing System-Terra Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS). In: *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH* 108 (2003)
- [Deschamps u. Tanré 1981] DESCHAMPS, P.-Y. ; TANRÉ, D.: Influence de l'atmosphère en télédétection des ressources terrestres. In: *Signatures spectrales d'objets en télédétection* 5 (1981), S. 543–558
- [Google 2008] GOOGLE: *Google Earth Kartenausschnitt von München*. <http://maps.google.de/>, Dezember 2008
- [Harbusch 2005] HARBUSCH, A.: *Anwendung und Validierung eines Verfahrens der Satellitenbilddauswertung zur Bestimmung der Feinstaubbelastung in München und Umgebung*, Ludwig-Maximilian-Universität München, Diplomarbeit, 2005
- [Kaufman u. a. 2000] KAUFMAN, Y. J. ; HOLBEN, B. N. ; TANRÉ, D. ; SLUTSKER, I. ; SMIRNOV, A. ; ECK, T. F.: Will aerosol measurements from Terra and Aqua polar orbiting satellites represent the daily aerosol abundance and properties? In: *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS* 27 (2000), Nr. 23, S. 3861–3864
- [Kaufman u. a. 1997] KAUFMAN, Y. J. ; TANRÉ, D. ; REMER, L. A. ; VERMOTE, E. F. ; CHU, A. ; HOLBEN, B. N.: Operational remote sensing of tropospheric aerosol over land from EOS moderate resolution imaging spectroradiometer. In: *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH*, 102 (1997), Nr. D14, S. 17051–17067
- [King u. a. 1992] KING, M. D. ; KAUFMAN, Y. J. ; MENZEL, W. P. ; TANRÉ, D.: Remote Sensing of Cloud, Aerosol, and Water Vapor Properties from the Moderate Resolution Imaging Spectrometer (MODIS). In: *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING* 30 (1992), Nr. 1
- [Sabins 2000] SABINS, F. F.: *Remote Sensing Principles and Interpretation*. W. H. Freeman and Company, 2000

- [Schäfer u. a. 2005] SCHÄFER, K. ; HARBUSCH, A. ; PEICU, G. ; EMEIS, S. ; HOFFMANN, H. ; JAHN, C.: Bestimmung der räumlichen Verteilung von Schwebstaubkonzentrationen mittels Satellitenbildern. In: *Gefahrstoffe Reinhaltung der Luft* 65 (2005), Nr. 6, S. 247–250
- [Schmidt 2009] SCHMIDT, C.: *Anwendung und Validierung der Differentiellen Texturanalyse von Satellitenbildern zur Bestimmung der Aerosolbelastung*, Universität Leipzig, Institut für Meteorologie, Diplomarbeit, 2009
- [Sifakis u. Deschamps 1992] SIFAKIS, N. ; DESCHAMPS, P.-Y.: Mapping of Air Pollution Using SPOT Satellite Data. In: *PHOTOGRAMMETRIC ENGINEERING & REMOTE SENSING* 58 (1992), Nr. 10, S. 1433–1437
- [Tanré u. a. 1981] TANRÉ, D. ; HERMAN, M. ; DESCHAMPS, P.-Y.: Influence of the background contribution upon space measurements of ground reflectance. In: *APPLIED OPTICS* 20 (1981), Nr. 20, S. 3676–3683
- [Tanré u. Legrand 1991] TANRÉ, D. ; LEGRAND, M.: On the Satellite Retrieval of Saharan Dust Optical Thickness Over Land: Two Different Approaches. In: *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH* 96 (1991), Nr. D3, S. 5221–5227
- [Vermote u. a. 2006] VERMOTE, E. ; TANRÉ, D. ; DEUZÉ, J. L. ; HERMAN, M. ; MORCRETTE, J. J. ; KOTCHENOVA, S. Y.: Second Simulation of a Satellite Signal in the Solar Spectrum - Vector (6SV). In: *Manual Part 1 3* (2006), S. 1–55

Untersuchung des Einflusses atmosphärischer Strukturen auf GPS-Laufzeitverzögerungen

Karolin Eichler, Michael Bender und Armin Raabe

Zusammenfassung

Zur Messung von Wasserdampf stellen globale, satellitengestützte Navigationssysteme eine günstige sowie zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Alternative zu den bis jetzt etablierten Methoden dar. Zur Abschätzung des Potentials dieser Messmethode müssen die abgeleiteten Parameter auf ihre Qualität untersucht werden.

Hier wird eine Sensitivitätsstudie vorgestellt, bei der GPS – Daten aus meteorologischen Bodenfeldern simuliert wurden. Ziel war die Bestimmung des maximalen Einflusses der Atmosphäre auf die GPS – Beobachtungen und eine Bewertung der bei der GPS – Prozessierung getroffenen Annahmen.

Dabei wird die Laufzeitverzögerung des GPS – Signals, die sich durch den Einfluss der neutralen Atmosphäre ergibt, berechnet und mit Modellen verglichen, die eine isotrope Atmosphäre annehmen. Des Weiteren wurde die Eignung der GPS – Laufzeitverzögerungen für die Atmosphärensondierung unter verschiedenen Modellannahmen geprüft.

Es zeigt sich, dass atmosphärische Strukturen wie Fronten, Konvektion, trockenere und feuchtere Gebiete in den Laufzeitverzögerungen erkennbar sind. GPS – Beobachtungen können somit wertvolle Informationen über die räumliche Struktur der Atmosphäre liefern. Es ergab sich weiterhin, dass das Modell nach Saastamoinen genutzt werden kann, um den trockenen Anteil der Laufzeitverzögerung mit guter Genauigkeit zu bestimmen. Dies ist notwendig um den feuchten Anteil von der messbaren totalen Laufzeitverzögerung abzuspalten, der für meteorologische Anwendungen benötigt wird.

Summary

Global navigation satellite systems provide new methods to measure the water vapour in the atmosphere. These systems provide highly resolved spatiotemporal observations and are an inexpensive alternative to existing measurement techniques. To assess the potential of this method the received parameters must be studied.

In this article a study is presented within which GPS data were simulated with the aid of meteorological fields. The aim was the estimation of the maximum impact of the

atmospheric state on the GPS observations. The initial assumptions made by the GPS data processing were investigated.

The delay of the GPS signal due to the neutral atmosphere was calculated and could be compared to delays calculated by models which assume an isotropic atmosphere. In addition the application of GPS delays for atmospheric sounding was investigated.

It was shown, that atmospheric structures like convection, fronts, dry and wet areas could be identified using GPS delays. GPS observations provide therefore valuable information about atmospheric structures. Furthermore, it was demonstrated that the Saastamoinen model can be used to calculate the dry delay with sufficient quality. This part is used to separate the wet part from the measured total delay. The wet delay is an important parameter for the sounding of the atmosphere and the water vapour tomography.

1. Einleitung

Der für die Positionsbestimmung als störend empfundene Einfluss der Atmosphäre auf die Signale globaler satellitengestützter Navigationssysteme (z. B. GPS) kann gemessen werden und stellt die Möglichkeit dar, meteorologisch relevante Parameter, wie z. B. den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre, abzuleiten. Durch die Prozessierung dieser Daten in naher Echtzeit wird ein Einblick in den aktuellen Zustand der Atmosphäre gewährt. Diese Messmethode bietet eine flächendeckende, kostengünstige und in ihrer Auflösung erweiterbare Möglichkeit der Wasserdampfmessung.

Aus dem GPS – Signal kann die Phasenwegverlängerung, auch Slant Total Delay (STD) genannt, abgeleitet werden, d. h. die zusätzliche Strecke, die das Signal beim Durchgang durch die Atmosphäre im Vergleich zum geometrischen Weg im Vakuum zurücklegt. Dieser Weg kann in einen feuchten (Slant Wet Delay, SWD) und einen trockenen Anteil (Slant Dry Delay, SDD) unterteilt werden. Letzterer ist weniger variabel und kann mit Modellen, die eine horizontal isotrope Atmosphäre annehmen, bestimmt werden.

Diese Delays liefern vorerst integrale Informationen, aus denen über die Assimilation in ein Wettermodell oder tomografische Ansätze ein dreidimensionales Feld berechnet werden kann.

Die Abspaltung des Wet Delays vom Total Delay erfolgt mittels Modellannahmen, die derzeit nur die aktuellen meteorologischen Beobachtungen in Bodennähe mit einbeziehen. In den Wet Delay fließen demnach sowohl die Fehler, die aus diesen Annahmen hervorgehen, als auch die Messfehler mit ein [Bender 2008a]. Daher ist eine Abschätzung der Qualität der aus GPS - Messungen abgeleiteten Parameter nötig.

Die hier vorgestellte Sensitivitätsstudie, in der die Laufzeitverzögerungen (Delays) simuliert werden, eignet sich, um alle Anteile der Laufzeitverzögerung einzeln zu berechnen. Auf diese Weise ist es möglich, alle Werte mit Modellwerten und daraus abgeleiteten Werten zu vergleichen. In der Praxis kann nur der Slant Total Delay gemessen werden.

Im ersten Teil werden dazu zweidimensionale Bodenfelder der Temperatur, des Drucks und der Feuchte angenommen und vertikal zu einem idealisierten 3D – Feld extrapoliert. Daraus können dann sowohl die Modellwerte als auch die azimutabhängigen Delays bestimmt werden. Dabei soll der maximale Einfluss der Atmosphäre auf die Laufzeitverzögerungen und Modellannahmen untersucht werden. Im zweiten Teil der Studie werden 3D - COSMO-DE Analysefelder, die physikalisch sinnvolle Ausgangsdaten liefern, zur Berechnung dieser Größen genutzt. Dabei soll versucht werden, atmosphärische Strukturen in den simulierten GPS - Daten zu detektieren und die Abweichungen durch die Modellannahmen auf einem größeren Modellgebiet zu beziffern. Ziel ist es u. a. das Potential der aus den GPS - Daten abgeleiteten Parameter in Bezug auf die Wasserdampftomografie, Kurzzeitvorhersage und Assimilation in ein Wettermodell abzuschätzen.

2. Grundlagen

2.1. Die Atmosphäre

Die einer permanenten Veränderung unterworfenen Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre wird für die prognostische Berechnung einer Wetterentwicklung als Ausgangsverteilung benötigt.

Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre wird momentan durch Wasserdampfradiometer, Radiosonden, Lidar -, Flugzeug- oder Satellitenmessungen bestimmt. Über die weltweit verteilten Radiosondenmessungen versucht man – unter Zuhilfenahme der Bodenbeobachtungen und von Satellitenmessungen – eine globale Verteilung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre abzuleiten, um diese als Analysefelder den prognostischen Berechnungen beizufügen.

Zu diesem Verfahren, stellen globale satellitengestützte Navigationssysteme eine günstige Alternative dar, da sich in der für die Positionsberechnung verwendeten Messmethode auch der Einfluss des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre widerspiegelt. Diese Systeme bestehen zum Teil bereits und können ohne nennenswerten zusätzlichen Aufwand genutzt werden. Weitere GPS - Empfänger können kostengünstig aufgestellt werden, so dass die räumliche Auflösung nur von der Anzahl und Verteilung der Satelliten und Empfänger abhängig ist. Die Signale sind immer und nahezu überall verfügbar, was zu einer räumlich und zeitlich hoch

aufgelösten Datengewinnung führen könnte. Durch die sich in der Entwicklung und im Umbau befindenden Systeme, wie z. B. Galileo oder Glonass, wird es in naher Zukunft eine Vielzahl an verfügbaren Signalen geben, die in Verbindung mit einer Wasserdampftomografie hoch aufgelöste dreidimensionale Wasserdampffelder liefern könnten. Troller [2004] hat während einer Messkampagne auf Hawaii bereits eine Methode der GPS - Wasserdampftomografie angewendet, mit Radiosondendaten verglichen und eine gute Übereinstimmung erzielt. Aber auch ohne tomografische Techniken, deren Stärke in der Ableitung einer dreidimensionalen Wasserdampfverteilung zu suchen wäre, kann anhand dieser Daten auf den atmosphärischen Zustand geschlossen werden, da die Laufzeitverzögerungen eine Funktion des Drucks, der Temperatur und der Feuchte sind.

2.3. Refraktivität und Delay

Auf dem Weg vom Satelliten durch die Atmosphäre zum Empfänger wird das GPS – Signal im Vergleich zur Ausbreitung im Vakuum verzögert. Diese Verzögerung kann in einen trockenen und einen feuchten Anteil separiert werden. Der Erste entsteht durch einzelne Bestandteile der Luft wie z. B. Sauerstoff, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff. Das Mischungsverhältnis dieser ‚trockenen‘ Bestandteile ist nahezu konstant bis zu einer Höhe von 100 km. Das Verhalten der trockenen Atmosphäre kann durch die räumlich und zeitlich vergleichsweise langsam variierenden Parameter Druck und Temperatur gut beschrieben werden. Daher kann dieser Anteil u.a. mit Hilfe von Modellen aus synoptischen Bodendaten bestimmt werden. Der feuchte Anteil, der allein durch den Wasserdampf entsteht, ist viel variabler und schwerer zu bestimmen.

Im neutralen Teil der Atmosphäre ist der Brechungsindex, der von Druck, Temperatur und Feuchte abhängt, größer als 1 und es kommt somit aufgrund von Brechung und Beugung zur Laufzeitverzögerung des Signals.

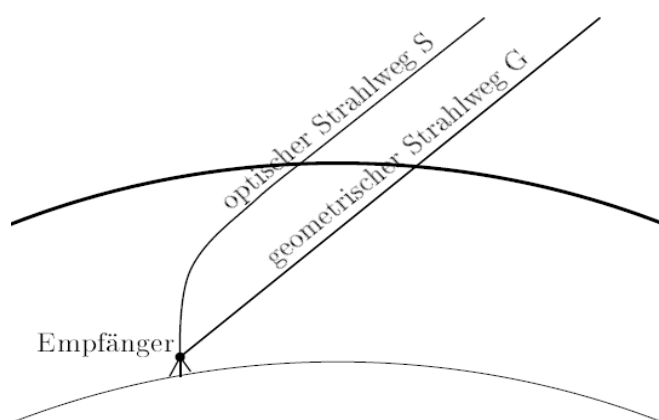


Abb. 1: Strahlweg durch die Atmosphäre.

Wie in Abbildung 1 zu sehen ist, weicht der wahre Weg S des GPS – Signals vom geometrischen Weg G ab. Das Signal breitet sich nach dem Fermat'schen Prinzip aus, welches besagt, dass Licht im Medium stets den schnellsten Weg nimmt um von einem Punkt zum anderen zu gelangen. Im Vakuum wäre dieser Weg eine Gerade und würde dem geometrischen Weg entsprechen. In der Atmosphäre führt dies aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes zu gekrümmten Bahnen.

Der Weg, den das Signal im Vergleich zum Vakuum mehr zurück legt (Delay), ergibt sich aus der Differenz von optischer und geometrischer Weglänge:

$$\Delta L = (L - G) = \int_S n \cdot ds - G = \int_S (n - 1)ds + S - G \quad (1)$$

Dabei ist $n = c/v_p$ der Brechungsindex, mit v_p als Phasengeschwindigkeit und c als Lichtgeschwindigkeit. Die optische Weglänge L ergibt sich aus $L = \int_S n \cdot ds$. Der erste Term zeigt den Delay aufgrund geringerer Ausbreitungsgeschwindigkeit und $S - G$ spiegelt die Beugung wieder, die hier vernachlässigt wird. Damit wird hier nur ein gerader Strahl betrachtet, welcher nicht dem wahren Weg S entspricht.

Meist wird anstelle des Brechungsindex die dimensionslose Größe Refraktivität $N = 10^6 \cdot (n - 1)$ verwendet. Es folgt:

$$\Delta L = 10^{-6} \int N(s)ds. \quad (2)$$

Die Refraktivität kann, ebenso wie der Delay ΔL , in einen trockenen und einen feuchten Anteil unterteilt werden. Es ergibt sich nach Smith und Weintraub [1953] für die trockene Refraktivität

$$N_{dry} = k_1 \cdot \frac{p_d}{T} \quad (3)$$

und für die feuchte Refraktivität

$$N_{wet} = k_2 \cdot \frac{e}{T} + k_3 \cdot \frac{e}{T^2} \quad (4)$$

mit $k_1 = 77.60 K \cdot hPa^{-1}$, $k_2 = 70.40 K \cdot hPa^{-1}$ und $k_3 = 3.739 \cdot 10^5 K^2 \cdot hPa^{-1}$ [Bevis et al. 1994]. Des Weiteren ist $p_d = p - e$ der Partialdruck der trockenen Luft. Die Refraktivität wird entlang des gesamten Strahlweges berechnet. Der Delay ergibt sich in Metern. Der Total Delay ergibt sich aus der Summe aus Dry und Wet Delay:

$$STD = SDD + SWD = 10^{-6} \int N_{dry}(s)ds + 10^{-6} \int N_{wet}(s)ds. \quad (5)$$

2.4. Modelle zur Bestimmung des Delays

Bei der Prozessierung von GPS - Signalen kann der Total Delay gemessen werden. Der für die Atmosphärensondierung benötigte Wet Delay wird über die Berechnung des Dry Delay mit Hilfe von Modellen vom Total Delay abgespalten. Diese Modelle nehmen eine horizontal isotrope Atmosphäre an und nutzen nur die synoptischen Bodendaten Druck, Temperatur und Feuchte am Empfänger.

Die Delay - Modelle nach Saastamoinen und Hopfield stellen eine Näherungen zur Bestimmung des Delays dar. Mit den physikalischen Modellen wird mit einigen vereinfachten Annahmen versucht, den Delay möglichst genau zu berechnen.

Zur Abschätzung der Qualität der Modellwerte werden diese mit simulierten GPS – Daten, die mit Hilfe der physikalischen Modelle berechnet werden, verglichen. Dazu werden Bodendaten der Größen Druck, Temperatur und Feuchte vorgegeben, die vertikal extrapoliert werden. Diese dreidimensionalen Felder bilden die Grundlage zur Berechnung von Refraktivitätsfeldern (siehe Gleichungen (3) und (4)), aus denen mit Gleichung (2) der Delay berechnet wird.

2.4.1 Physikalische Modelle

Die folgenden einfachen Gleichungen werden genutzt , um aus Bodendaten die Vertikalprofile zu berechnen. Dem Druckprofil liegt die Annahme einer exponentiellen Druckabnahme zu Grunde:

$$p(z) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{T_0}{\beta} \cdot \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2\beta gz}{R_d T_0^2}}\right]\right) \quad (6)$$

Dieser folgt was aus der Integration der hydrostatischen Grundgleichung [Baldauf et al. 2007]. Dabei sind p_0 und T_0 die Werte des Druckes und der Temperatur in Kelvin am Boden, $\beta = 42K$ ist eine konstante Rate der Temperaturzunahme mit dem Logarithmus des Druckes, $R_d = 287.05 Jkg^{-1}K^{-1}$ ist die Gaskonstante für trockene Luft, $g = 9.80665 ms^{-2}$ ist das hier angenommene normierte Geopotential und z ist die Höhe in Metern, in der der Druck berechnet werden soll. Aus der Einheit des Bodendruckes folgt die Einheit des berechneten Druckes.

Der Wasserdampfpartialdruck nimmt ebenfalls exponentiell mit der Höhe ab und wird über die Beziehung nach Murray [Kraus 2001] berechnet:

$$e = f \cdot 6.1078 \cdot \exp\left(\frac{a \cdot (T - 273.16K)}{T - b}\right). \quad (7)$$

Die Grundlage hierfür bildet die Clausius – Clapeyron – Gleichung. Es ist f die relative Feuchte, $a = 17.269$ K und $b = 35.86$ K über Wasser. Über Eis wären anderen Konstanten notwendig.

Die Temperatur nimmt nahezu linear mit zunehmender Höhe ab

$$T(z) = T_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{2\beta gz}{R_d T_0^2}} \quad (8)$$

mit T als Temperatur in Kelvin und den schon vorher beschriebenen Konstanten [Baldauf et al. 2007].

2.4.2 Delay - Modelle

Ein Modell zur Bestimmung des totalen, feuchten und trockenen Delays ist das Modell nach Saastamoinen [1972a, b, 1973], welches die besten Werte im Bereich der Modellierung des Dry Delay liefert [Mendes 1999]. Es wird angenommen, dass die Refraktivität aus den Gasgesetzen abgeleitet werden kann und es wird die Refraktivität nach Essen und Froome [L. Essen 1951] genutzt. Die troposphärische Laufzeitverzögerung ist gegeben durch [Hofmann – Wellenhof et al., 2002]:

$$STD_{Saas} = \frac{0.002277}{\cos z} \cdot \left[p + \left(\frac{1255}{T} + 0.05 \right) \cdot e - B \cdot \tan^2 z \right] + \delta r \quad (9)$$

mit z als Zenitdistanz in Grad, T als Temperatur in Kelvin, p als Druck und e als Wasserdampfpartialdruck in Hektopascal. B stellt eine Druckkorrektur, die von der Stationshöhe abhängt und δr eine Entfernungskorrektur, die von der Zenitdistanz und der Stationshöhe abhängt, dar. Der sich ergebende Delay wird in Metern angegeben. Der erste Term in den eckigen Klammern repräsentiert den trockenen Anteil, der Zweite den feuchten Anteil und der Dritte die Erdkrümmung.

Ein weiteres Modell zur Bestimmung des Wet und Dry Delays ist das Modell nach Hopfield [1969]. Es wird angenommen, dass die Atmosphäre in isotrope Schichten eingeteilt werden kann. Basis für dieses Modell sind zwei biquadratische Refraktivitätsprofile und ein konstanter Temperaturgradient von -6.5 K/km. Die Strahlenbeugung wird ignoriert. Auch hier wird die Refraktivität nach Essen und Froome [L. Essen 1951] genutzt. Hopfield benutzte reale Daten um eine Approximation für die trockene Refraktivität zu finden. Nach [Hofmann – Wellenhof et al., 2002] ist:

$$SDD_{Hop} = \frac{10^{-6}}{5} \cdot \frac{77.64 \cdot \frac{p}{T}}{\sin \sqrt{\varepsilon^2 + 6.25}} \cdot [40136 + 148.72(T - 273.16)] \quad (10)$$

der trockene Delay und

$$SWD_{Hop} = \frac{10^{-6}}{5} \cdot \frac{(-12.96) \cdot T + 3.718 \cdot 10^5}{\sin \sqrt{\varepsilon^2 + 2.25}} \cdot \frac{e}{T^2} \cdot 11000 \quad (11)$$

der feuchter Delay mit der Temperatur T in Kelvin, der Elevation ε in Grad, dem Druck p und Wasserdampfpartialdruck e in Hektopascal. Der Delay ergibt sich in Metern.

3. Auswertung

3.1 Berechnung von Slant Delays aus simulierten Refraktivitätsfeldern

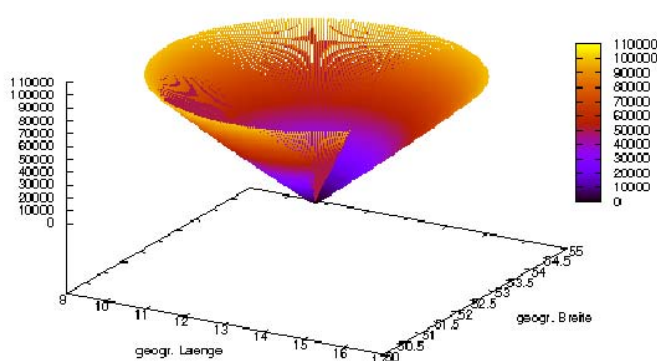


Abb. 2: 360° Scan bei einer Elevation von 20°, farblich aufgetragen sind die Höhenschritte in Meter über der geografischen Länge und Breite in Grad.

Im ersten Teil der Ergebnisse wurde ein 360° Scan, wie in Abbildung 2 dargestellt, um eine Station berechnet. Alle 1° Azimut wurde ein Strahl zwischen Bodenstation und Satellit konstruiert. Bis 16 km Höhe über dem Erdboden wurde die Refraktivität entlang des Strahls aus einem über vorgegebene Bodendaten berechneten Profil (s. 2.4.1) ermittelt. Danach wurde das Modell MSISE zur Berechnung benutzt, welches die Zusammensetzung, Temperatur und totale Massendichte von Stickstoff, molekularen und atomaren Sauerstoff sowie Helium, Argon und Wasserstoff von 0 bis 700 km bereitstellt.

Insgesamt wurde die trockene Refraktivität bis in eine Höhe von 100 km berechnet, da die Schichten oberhalb von 20 km noch mit 5% zum Dry Delay beitragen. Nach [Mendes, 1999] sollte deshalb bei der Berechnung dieser Größen immer bis mindestens 75 km Höhe gerechnet werden. Die Atmosphäre trägt oberhalb von 8 km allerdings nur noch mit 2% zum feuchten Delay bei, weshalb eine Bestimmung der feuchten Refraktivität bis 16 km Höhe ausreichend ist.

Aus den auf diese Weise vorgegeben Refraktivitätsfeldern wurden für verschiedene Elevationen die sich ergebenden Delay-Werte berechnet und mit den Modellen nach

Saastamoinen und Hopfield, verglichen. Die Modelle benutzen nur die Daten am Ausgangspunkt und keine hier vorgegeben Profile der meteorologischen Parameter.

Der Vorteil einer solchen Simulation ist, dass alle Anteile des Delays berechnet werden und für einen Vergleich genutzt werden können. In der Praxis wäre dies nicht möglich. Die auf diese Weise simulierten GPS – Werte (SDD, STD, SWD) werden im Weiteren als simulierte ‚beobachtete‘ Werte bezeichnet.

Um die Modellgüte einzuschätzen, werden im Folgenden die Dry Delay Daten nach den Modellberechnungen mit den simulierten ‚beobachten‘ Werten verglichen. Da beide Modelle den Wet-Delay separat ausweisen, wird zusätzlich ein Vergleich der berechneten Wet Delay-Daten mit den simulierten ‚Beobachtungen‘ möglich.

3.1.1 Ergebnisse

Ein Vergleich zwischen den simulierten Delay-Werten und den mit dem entsprechenden Modell berechneten wird hier auf der Basis der prozentualen Abweichung gezogen:

$$\Delta_{\%} = \frac{SDD_{Modell} - SDD}{SDD} \quad (12)$$

SDD_{Modell} steht hier für die Berechnungen nach den Modellen und SDD für die simulierten ‚beobachteten‘ Daten.

Gibt man sehr hohe Druckwerte in der Nähe der GPS-Station vor (1030 hPa), eine niedrige Temperatur und geringe horizontale Gradienten, dann ergeben sich die geringsten Abweichungen (bei Saastamoinen $\leq 0.37\%$, bei Hopfield $\leq 0.16\%$).

Vergleicht man die Rechnungen unter der Annahme, dass keine horizontalen Gradienten in den meteorologischen Feldern existieren, also die in die Berechnung eingehenden meteorologischen Daten horizontal unveränderlich sind, dann zeigen sich bei beiden Modelle entgegen aller Erwartungen mit rund 13% die größten Abweichungen. Ein Grund für diese Abweichungen kann das Modell MSISE sein, welches die simulierten ‚beobachteten‘ Daten beeinflusst, aber auch die unterschiedlichen Annahmen bei der Berechnung. Der Wasserdampfpartialdruck z. B. nimmt bei Saastamoinen linear mit zunehmender Höhe ab und in den simulierten ‚Beobachtungen‘ exponentiell.

Im Durchschnitt liegt die Abweichung zwischen SDD-Saastamoinen-Modell und den simulierten ‚SDD-Beobachtungen‘ bei 2,0% wenn man den unrealistischen Fall einer Wettersituation ohne horizontale Gradienten außer Acht lässt.. In Bezug auf das Hopfield-Modell beträgt die Abweichung im Durchschnitt 2.7%. Beide Modelle

weisen ähnliche Fehlerbereiche auf, das Saastamoinen-Modell ist wohl zu favorisieren.

Analysiert man die Abweichungen unter Verwendung der modellierten und simulierten ‚beobachtbaren‘ Wet Delay (SWD), dann sind besonders vorgegebene Felder mit geringer Feuchte nur mit großem Fehler zu reproduzieren und es zeigen sich große Unterschiede zwischen hohen und tiefen Elevationen. Hier macht sich besonders bemerkbar, dass die Beugung unter 10° Elevation einen zunehmenden Einfluss hat, der derzeit in den Modellen und Simulationen keine Beachtung findet.

Die prozentualen Abweichungen liegen für SWD viel höher als die für die SDD. Die Vergleiche zeigen im Durchschnitt einen Fehler von 32% bzw. 22%, wenn nur Elevationen über 5° betrachtet werden. Der Wert des Wet Delays ist an sich kleiner als der Wert des SDD, d. h., auch kleine Abweichungen führen zu einem hohen prozentualen Fehler und dieser Anteil ist sehr variabel und nur schwer zu berechnen.

Die Vergleiche zeigten, dass vor allem bei extremen Druckwerten keine Probleme bei der Berechnung mit Hilfe der Modelle feststellbar waren. Eine Abschätzung der Fehlereinflüsse einzelner Größen ergab in Übereinstimmung mit [Hirter, 1996], dass die Temperatur den größten Fehlereinfluss hat und daher bodennah möglichst genau gemessen werden muss.

In diesen Einzelpunktsimulationen ließen sich die vorgegeben horizontalen Verteilungen der meteorologischen Parameter durchaus wiederfinden. So wurde die einer Kaltfront entsprechende Verteilung meteorologischer Parameter in den azimutabhängigen Delays erkannt. Trockene und feuchte Bedingungen sowie Hoch – und Tiefdruck waren am ehesten über den Zenitdelay zu identifizieren.

3.2. Untersuchung atmosphärischer Einflüsse auf simulierte GPS – Delays mit Hilfe von COSMO – DE Analysefeldern

Hier wird jetzt die unter 3.1 vorgestellte Methode der Berechnung und Analyse der 360° Scans an einer einzelnen GPS-Empfangstation auf ein vorgegebenes 30km- Raster solcher Stationen angewendet. Diese theoretisch vorgegebene, regelmäßige Verteilung deckt das Gebiet des COSMO-DE vollständig ab. Anders als unter 3.1. werden jetzt jedoch COSMO – DE Analysefelder [Bender et al. 2008] für die Berechnung der Slant Delays verwendet. Es ergeben sich flächenhaft verteilte Felder der Slant-Delays die unter Zuhilfenahme der 3D – Felder des Drucks, bzw. der Druckperturbation, der Temperatur und der Feuchte berechnet worden.

Ausgehend von den Ergebnissen des Pkt.,3.1 wurden die Werte für das Modell nach Saastamoinen aus den entsprechenden COSMO-DE – Bodenfeldern berechnet. Ein Vergleich zwischen Modell und simulierten Werten ist also auch hier möglich. So

besteht der simulierte Datensatz aus circa 15120 Delays pro Tag an den vorgegeben Positionen der Stationen.

In die Vergleiche wurden insgesamt sieben Beispiele mit schwachen und starken Gradienten von Druck, Temperatur und Feuchte, darunter waren auch einige Tage mit konvektiv sehr ausgeprägten Wettererscheinungen, einbezogen. Die Auswertung stützen sich in erster Linie auf die hier als Anisotropien bezeichnete Differenzen zwischen dem Maximum und dem Minimum der berechneten Delays an einer Scanposition. Diese Anisotropie ist ein Ausdruck für den unter Berücksichtigung der Blickrichtungen bzw. Elevation an der jeweiligen Station berechneten größten Einfluss des horizontal unterschiedlichen Atmosphärenzustandes ermittelten Delays. Der Betrag der Anisotropie ergibt sich aus:

$$SWD_{Aniso} = SWD_{Max} - SWD_{Min} \quad (13)$$

Diese Angabe bezieht sich auf einen Azimutscan mit konstanter Schrittweite an einer Station bei einer gegebenen Elevation, wobei über die Blickrichtung zwischen dem Maximum und dem Minimum die Richtung der Anisotropie festgelegt wird.

3.2.1 Ergebnisse

Die GPS - Daten wurden auf der Grundlage von COSMO - DE Analysefeldern mit bekannten atmosphärischen Strukturen berechnet. Diese Strukturen sollten demnach auch in realen GPS – Beobachtungen erkennbar sein, zumindest bei einer ausreichend hohen räumlichen Dichte von GPS - Empfängern. Die hier beschriebenen Simulationen nehmen demnach auf theoretischem Weg die Ergebnisse von Beobachtungen vorweg, die mit solch räumlich dichter GPS-Empfängerverteilung erreichbar wären.

In einem ersten Beispiel, dem Fall Konvektion, liegt eine Kaltfront quer über Deutschland und bringt kurzzeitig sehr feuchte Luft mit sich, bevor im Westen wieder trockenere Luft und eine neues Frontensystem am Abend folgt. In Abbildung 3 ist links die SWD Anisotropie bei 15° Elevation um 0 Uhr UTC und rechts das Radarbild um 1 Uhr CET (Zentraleuropäische Zeit = 0 Uhr UTC) zu sehen. In diesen Daten sind meist konvektive Ereignisse zu erkennen, die größere Gradienten auf eine geringe Distanz zeigen. In der Realität ist die Bestimmung der Anisotropie nur mit Messungen aus vielen verschiedenen Richtungen möglich.

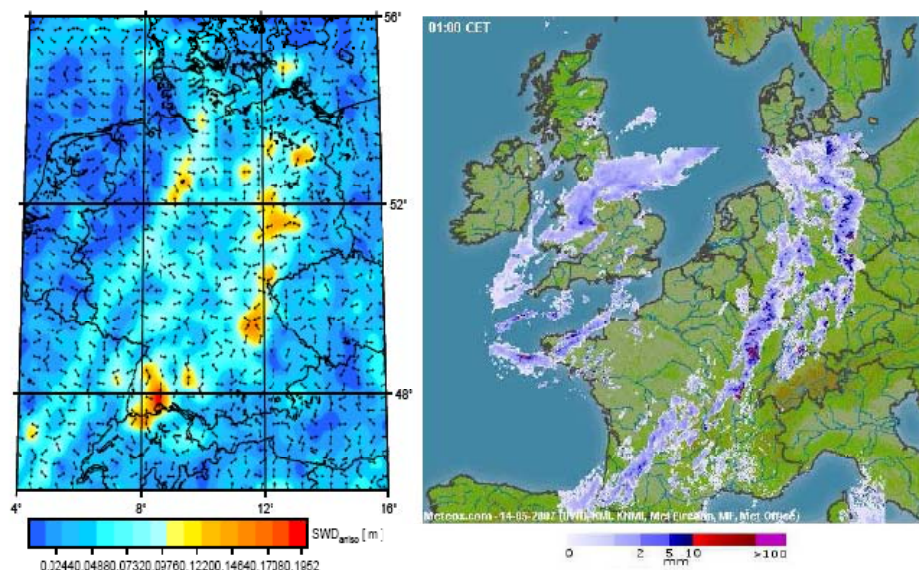


Abb. 3: Fall KONVEKTION: Vergleich der SWD Anisotropie (Betrag und Richtung) bei 15° Elevation um 0 Uhr UTC mit dem Regen-Radarbild von 1 Uhr CET [www.meteox.com] am 14.05.2007

In der SWD Anisotropie in Abbildung 3 ist sowohl eine vorlaufende Konvergenz als auch die Front zu erkennen. Vor und nach der Kaltfront sowie vor der Konvergenz sind die Werte der Anisotropie erhöht. Die Grenze zwischen Front bzw. Konvergenz und unbetroffenen Gebieten ist klar zu erkennen, natürlich nicht in allen Einzelheiten, die im Radarbild zu sehen sind. Beide Bilder geben auch unterschiedliche Informationen wieder: so folgt die SWD-Anisotropie dem Wasserdampfgehalt, die Radarbilddarstellung dem Flüssigwassergehalt der Atmosphäre. Bei der Prozessierung der GPS - Daten in naher Echtzeit könnten diese Anisotropien im Zusammenspiel mit Radarbildern zur Eingrenzung und Beobachtung von Fronten und größeren konvektiven Ereignissen dienen.

Auch die vorlaufende Konvergenz und die folgende Kaltfront, die an diesem Tag abends über Deutschland hinweg zogen, konnten in den Anisotropien detektiert werden. In Abbildung 4 ist die SWD Anisotropie bei 20° Elevation um 22 Uhr UTC links und das Radarbild um 22:30 Uhr CET, da aufgrund eines Radarausfalls kein Bild von 23 Uhr UTC verfügbar war, rechts dargestellt. Im Radarbild ist eine Squall-Line, die sich über Sachsen, Thüringen bis hinein nach Tschechien erstreckt, zu sehen. Diese ist auch in der SWD Anisotropie erkennbar.

In diesem Beispiel zeigen sich Unterschiede zwischen den Beobachtungsmethoden – simulierte GPS-Daten und Radarbild - besonders über Österreich und Norditalien. Hier zeigt das Radarbild keine Regenmengen - das simulierte GPS-Bild jedoch einen hohen Anteil von Luftfeuchte. Das Potenzial für später dort einsetzende Konvektion ist also vorhanden und in dem GPS-Bild sichtbar.

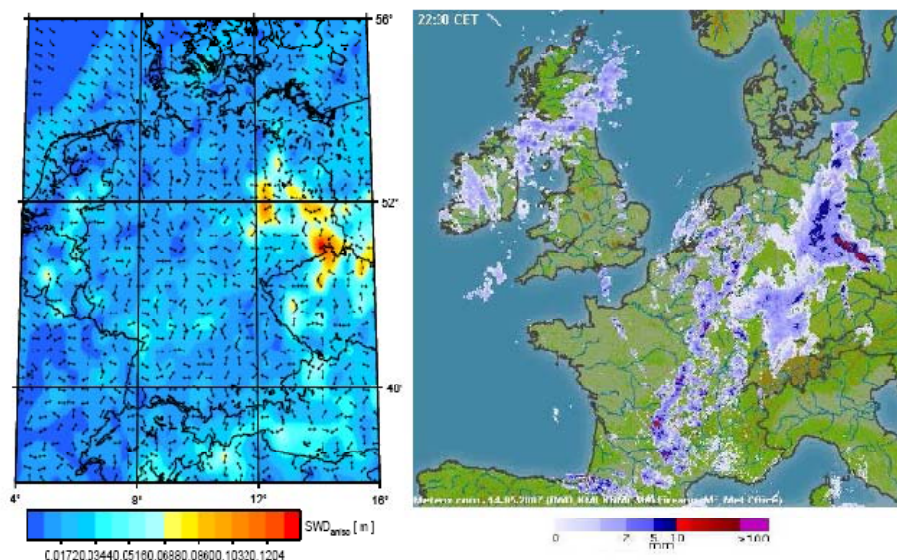


Abb. 4: Vergleich zwischen SWD Anisotropie (Betrag und Richtung) bei 20° Elevation um 22 Uhr UTC mit dem Regen-Radarbild um 22.30 Uhr CET [www.meteox.com] am 14.05.2007

Auch nach der Analyse weiter Beispiele zeigt es sich, dass Fronten und Konvektion in den Anisotropien erkannt werden. Trockene und feuchtere Gebiete waren besonders in dem Zenit Wet Delay zu identifizieren. Verschiedene Druckverhältnisse waren in den simulierten Daten nicht sichtbar.

In Bezug auf die Differenz zwischen Modell und Simulation, die aus:

$$\Delta SDD = SDD - SDD_{Saas}$$

folgt, zeigen die maximalen Abweichungen niedrige Werte von einigen Zentimetern und steigen nur unter 10° aufgrund der Vernachlässigung der Beugung in den simulierten GPS - Daten an. Die Differenz der Wet Delays

$$\Delta SWD = SWD - SWD_{calc}$$

zeigt höhere Werte als der ΔSDD , was auf die hohe Variabilität dieses Anteils hinweist. Die extremsten Fälle mit Fronten und stärkeren Gradienten zeigen die niedrigsten Abweichungen und die eher ruhigen Fälle, wie z. B. zwei in den Betrachtung einbezogene Hochdrucksituationen zeigten die höchsten Abweichungen in Bezug auf den maximalen ΔSWD .

Sowohl trockenere und feuchtere Gebiete als auch Fronten und konvektive Strukturen sind in den simulierten GPS - Daten und auch im abgeleiteten SWD_{calc} erkennbar. Es ist demnach möglich, von GPS - Daten unter Einbeziehung anderer Beobachtungen, wie z. B. Radarbildern oder Modellkarten, auf den atmosphärischen Zustand zu schließen. Vor allem in den Anisotropien sind die konvektiven Strukturen erkennbar.

Eine weitere Erkenntnis aus der Simulation mit COSMO-DE Feldern ist, dass die mit dem Modell nach Saastamoinen berechneten Werte nur gering vom vorgegebenen SDD abweichen und ab 10° Elevation nur noch Abweichungen im Zentimeterbereich auftreten, bei Werten im Zenit von circa 2.3 m im Flachland. In Übereinstimmung mit dem ersten Teil (3.1) zeigte sich, dass es möglich und sinnvoll ist, dieses Modell zur Berechnung des trockenen Anteils zu nutzen. In der Nähe von Fronten zeigt sich zwar ein leichter Anstiegs des ΔSDD , die Übereinstimmung war trotzdem gut.

Ähnliches ist für den ΔSWD und dem SWD_{calc} zu sagen, in dem die im SWD erkannten Atmosphärenstrukturen ebenfalls wiedergefunden wurden.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die hier aufgeführten Ergebnisse sind vollständiger bei Eichler (2009) beschrieben. Die Untersuchungen bestanden in der Simulation von richtungs- und elevationsabhängigen GPS-Laufzeitverzögerungen (Delays) für verschiedene atmosphärische Einflüsse. Die Richtungsabhängigkeit wird stark durch die von Ort zu Ort verschiedene Wasserdampfkonzentration beeinflusst. Diese Auswirkung und deren Aussagegehalt wird zunächst für eine Station und danach auf der Basis von COSMO-DE Analysen für eine regionale Verteilung solcher Stationen untersucht. Dabei zeigte sich, dass der Dry Delay durchaus mit dem Modell nach Saastamoinen berechnet werden kann. Die Bestimmung des Wet Delays aus dem Total Delay und Saastamoinen Dry Delay erwies sich als möglich aber schwieriger. Diese Studie sollte im nächsten Schritt auf reale GPS – Messungen ausgedehnt werden. Der Analyseapparat dafür steht im Ergebnis dieser Studie zur Verfügung.

Literatur

Baldauf, M., Förstner, J. Klink, S., Reinhardt, T., Schraff, C., Seifert, A. und Stephan, K., 2007: Kurze Beschreibung des Lokal-Modells Kürzestfrist LMK und seiner Datenbanken auf dem Datenserver des DWD. Deutscher Wetterdienst, Geschäftsbereich Forschung und Entwicklung.

Bender, M., Dick, G., Wichert, J., Schmidt, T., Song, S., Gendt, G., Ge, M. und Rothacher, M., 2008: Validation of GPS slant delays using water vapour radiometers and weather models. Meteorologische Zeitschrift, Volume 17, Number 6, December 2008, pp. 807-812.

Bevis, M., Businger, S., Chiswell, S., Herring, T. A., Anthes, R. A., Rocken, C. und Ware, R. H., 1994: GPS meteorology: Mapping zenith wet delays onto precipitable water. Journal of Geophysical Research, 97(D14):15787-15801.

- Eichler, K., 2009: Untersuchung von atmosphärischen Einflüssen auf simulierte GPS-Laufzeitverzögerungen, Diplomarbeit Inst.f. Meteorologie Univ. Leipzig, 110S.
- Hofmann-Wellenhof, B., Lichtenegger, H. und Collins, J., 2002: GPS: Theory and Practise. 5. edition. Wien, Springer.
- Hirter, H. A., 1996: Mehrdimensional Interpolation von meteorologischen Feldern zur Berechnung der Brechungsbedingung in der Geodäsie. Dissertation, Zürich: ETH Zürich.
- Kraus, H., 2001: Die Atmosphäre der Erde: Eine Einführung in die Meteorologie. Springer, Berlin; Heidelberg; New York, Nachdruck
- L. Essen, K. D. Froome., 1951: Dielectric constant and refractive index of air and its principal constituents at 24,000 mc./s. Nature, 167:512-513.
- Mendes, V. B., 1999: Modeling the neutral – atmospheric propagation delay in radiometric space techniques. Technical Report No. 199, Fredericton, N.B.: Department of Geodesy and Geomatics Engineering, University of New Brunswick.
- Saastamoinen, J., 1972a: Contributions to the theory of atmospheric refraction Part I. Astronomical refraction. Bulletin Géodésique, 105:279-298.
- Saastamoinen, J., 1972b: Introduction to practical computation of astronomical refraction. Bulletin Géodésique, 106:383-397.
- Saastamoinen, J., 1973: Contributions to the theory of atmospheric refraction Part II. Refraction corrections in satellite geodesy. Bulletin Géodésique, 107:13-34
- Smith, E. K. und Weintraub, S., 1953: The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies. Proceedings of I.R.E., 41:1035-1037
- Troller, M. R., 2004: GPS based Determination of the Integrated and Spatially Distributed Water Vapor in the Troposphere. Dissertation, Zürich: ETH Zürich.

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Zur Korrektur von Infrarot-Thermografie-Bildern in der Meteorologie

M. König, H.-J. Schönfeldt, A. Raabe

Zusammenfassung

Die von Gegenständen abgegebene Wärmestrahlung lässt sich mit Hilfe einer Infrarotkamera messen. Die Atmosphäre zwischen dem Gegenstand und dem Objektiv der Kamera beeinflusst die gemessene infrarote Strahlung [Becker and Li (1995)]. In diesem Artikel soll dieser Einfluss der Atmosphäre auf die langwellige Strahlung quantifiziert werden. Dabei wird die Strahlung aus dem oberen Halbraum gemessen, welche den Weg in das begrenzte Sichtfeld der Kamera findet. Die Temperaturstrahlung aus den einzelnen Winkелеlementen der Atmosphäre ist abhängig von den Strahlungseigenschaften der einzelnen Luftschichten.

Das verwendete Messgerät vom Typ *Varioscan 3021-ST* bestimmt die Strahlung im Wellenlängenbereich 8 – 14 μm . Verantwortlich für die Absorption der Strahlung ist der atmosphärische Wasserdampf in der Grenzschicht. Bei geringen Entfernungen unter einem Dekameter kann der Einfluss der Atmosphäre auf die Wärmestrahlung vernachlässigt werden.

Es wird versucht die Absorptionskoeffizienten für die untere Troposphäre abzuschätzen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Verteilung der Absorptionskoeffizienten mit der Verteilung des atmosphärischen Wasserdampfes. Nach Lozán (2005), befindet sich die Hälfte des atmosphärischen Wasserdampfes unterhalb von 1.5 km Höhe. Weiterhin sind nur 5 % oberhalb von 5 km angesiedelt und sogar nur 1 % in der Stratosphäre anzutreffen. Also lässt sich ein großer Teil des Wasserdampfes mit diesem Messgerät erfassen, wobei ein weiterer Vorteil in der einfachen Transportfähigkeit des Messgerätes zu sehen ist.

Summary

With the help of an infrared camera, one can measure the infrared radiation emitted by all bodies. However, the Earth's atmosphere has a significant effect on the measurements of infrared radiation. In this article, the nature and quantification of these atmospheric effects will be discussed. Therefore we measure the radiation from the upper half space, which is coming to the camera during their field of view. The measurement of thermal radiation from the separate angles of the atmosphere depends on the properties of radiation in the different layers of the Earth's atmosphere.

The measurement *Varioscan 3021-ST* will account for all the radiation in the wavelength from 8 to 14 μm . The water vapor in the boundary layer is accountable for

the absorption of this radiation. Only on small distances under about 100 m the effect of the atmosphere on the long wave radiation is unintended.

The coefficients of absorption can be estimated for the lower boundary layer. One can see a very good correlation with the atmospheric water vapor. By seeing Lozán (2005), approximately half of the atmospheric water vapor is located under 1.5 km height. Only 5 % are over 5 km and just 1 % is located in die stratosphere. That way a big part of the water vapor can comprise by the measurement. Another advantage is the easy way of transportability of the measurement.

1. Einleitung

Fernerkundungsinstrumente bestimmen meteorologische Parameter basierend auf der Auswertung von elektromagnetischen Wellen und deren Wechselwirkung mit dem Untersuchungsgebiet. Aus meteorologischer Sicht wird die Veränderung der Messsignale auf die Eigenschaften des durchstrahlten Mediums zurückgeführt. Die Größe dieses Einflusses hängt stark vom jeweiligen Zustand der Atmosphäre ab und liefert wertvolle Informationen über deren aktuelle Struktur.

Die Infrarot-Thermografie beobachtet die von einem Objekt abgestrahlten infraroten ‚Wärme‘ Strahlung aus einer bestimmten Entfernung – insofern reiht sich diese Beobachtungsmethode in das umfangreiche Gebiet der Fernerkundung ein.

Dabei wird die Intensität der Infrarotstrahlung gemessen und so u. a. Aussagen über die Oberflächentemperatur des die Strahlung aussendenden Gegenstandes getroffen. Dieses Messergebnis wird mehr oder weniger dadurch verändert, da die vom Gegenstand emittierte Strahlung auf dem Weg zum Messgerät einen mehr oder weniger langen Weg durch die Atmosphäre zurücklegt.

In diesem Zusammenhang hat schon Bignell (1970) auf die starke Beeinflussung der so gewonnen Daten durch den störenden Einfluss der Wasserdampfabsorption hingewiesen. Andere Spurengasen haben aufgrund ihrer geringeren Mengenanteile in der Atmosphäre einen vergleichsweise geringen Einfluss. Ohne den Einfluss der Atmosphäre auf langwellige Strahlung genauer zu kennen, sind keine präzisen Aussagen über die Temperaturstrahlung eines weit entfernten Objektes möglich.

2. Grundlagen

Die langwellige infrarote Strahlung kann mit Hilfe einer Infrarotkamera gemessen werden. Diese Kamera nimmt die auf sie gerichtete langwellige Strahlung auf und gibt diese als Temperaturwerte wieder. Als Grundlage dient hierfür das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz.

$$E = \sigma T^4 \quad (1)$$

Ein ‚schwarzer‘ Körper strahlt mit der Temperatur T die elektromagnetische Strahlung E ab. Dabei ist $\sigma = 5.6704 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante. Die spezifische Ausstrahlung E ist die gesamte von einem Objekt mit der Temperatur T über alle Wellenlängen abgestrahlte Energie [InfraTec (2008)].

Bei dem verwendeten Messgerät handelt es sich um eine transportable Infrarotkamera. Sie misst die spektral integrierten Strahlungsflüsse in einem Wellenlängenbereich von $8 - 14 \mu\text{m}$ und gibt sie als sichtbares Bild wieder. Die Öffnungswinkel der Kamera betragen 30° in der Horizontalen und 20° in der Vertikalen. Vereinzelt gibt es auch Geräte, welche die Energie in einem anderen Wellenlängenbereich messen, um bestimmte Absorptionsbanden von Gasen zu erfassen [Grant (1990)].

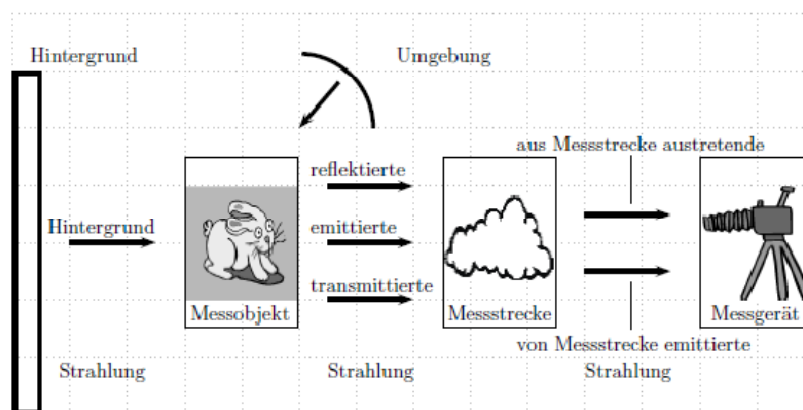


Abbildung 1: Pyrometrisch-thermografische Messanordnung.

Die Strahlung, die das Messgerät aufnimmt, kommt von den verschiedensten Objekten teils als direkte von einem Körper abgestrahlte, oder am Körper reflektierte und eventuell durch den Körper transmittierte Strahlung. Eine diese Anteile enthaltende Gleichung (7), die Thermografische Grundgleichung, wird im Folgenden näher beschrieben. Sie berücksichtigt die Strahlungsanteile, die von der Infrarotkamera aufgenommen werden, aus welchen dann die Objekttemperatur berechnet wird.

Das Messobjekt sendet außer der durch seine Temperatur ϑ_o und seinem Emissionsgrad ϵ emittierte Strahlung ϕ_ϵ auch noch reflektierte Strahlung ϕ_ρ und transmittierte Strahlungsanteile ϕ_τ aus, welche separat betrachtet werden. Die reflektierte Strahlung ergibt sich aus der Schwarzkörperstrahlung der Umgebung mit der Umgebungstemperatur ϑ_U , sowie der Stärke der Reflexion des Messobjektes, welche als Reflexionsvermögen ρ angegeben wird. Im Gegensatz dazu hängt der durch das Messobjekt transmittierte Teil der Strahlung von der Hintergrundstrahlung ϑ_{BG} und von dem Messobjekt spezifischen Transmissionsgrad τ ab. Die aufgeführten Strahlungsanteile ergeben sich zu:

$$\begin{aligned}\phi_\epsilon &= \epsilon \cdot \phi(\vartheta_o) \\ \phi_\rho &= \rho \cdot \phi(\vartheta_U) \\ \phi_\tau &= \tau \cdot \phi(\vartheta_{BG})\end{aligned}\quad (2)$$

Dabei beschreibt das ϕ die von einem Schwarzen Strahler dieser Temperatur ausgesandte Strahlung. Sie besitzt die gleiche Einheit W/m^2 wie Gleichung (1). Diese drei Strahlungsanteile treten als Summe ($\phi_O = \phi_\epsilon + \phi_\rho + \phi_\tau$) in die Messstrecke ein. Die verschiedenen Strahlungseigenschaften (ϵ , ρ , τ) müssen sich wegen der Energieerhaltung zu Eins addieren. Wenn das Messobjekt keine Strahlung durchlässt, also einen Transmissionsgrad von $\tau = 0$ besitzt, so ergibt sich die Gleichung:

$$1 = \epsilon + \rho + \tau \quad (3)$$

$$\text{zu } 1 = \epsilon + \rho$$

Deshalb vereinfacht sich die in die Messstrecke eintretende Strahlung zu

$$\phi_O = \epsilon \cdot \phi(\vartheta_O) + (1 - \epsilon) \cdot \phi(\vartheta_U) \quad (4)$$

Diese Strahlung wird beim Passieren der Messstrecke durch Absorption und Reflexion abgeschwächt, sodass hierfür das Transmissionsvermögen τ_M der Messstrecke (z. B. Luft) angegeben wird. Am Ende der Messstrecke kommt die abgeschwächte Strahlung ϕ'_O an.

$$\phi'_O = \tau_M \cdot \phi_O \quad (5)$$

Mit der zusätzlich durch die Temperatur der Messstrecke ϑ_M emittierten Strahlung erreicht das Messgerät letztendlich die Summe ϕ_G der beiden Strahlungsanteile.

$$\phi_G = \tau_M \cdot \phi_O + (1 - \tau_M) \cdot \phi(\vartheta_M) \quad (6)$$

Der erste Summand der Gleichung (6) ist der durch die Messstrecke abgeschwächte Teil. Dieser wird komplettiert durch die emittierte Strahlung aus der Messstrecke. Die Messstrecke emittiert somit genau den Teil der Strahlung $(1 - \tau_M)$, der von ihr im gleichen Moment absorbiert wurde ($\tau_M < 1$). Setzt man noch das ϕ_O aus Gleichung (4) ein und stellt nach der gesuchten Objekttemperatur um, so erhält man:

$$\vartheta_O = \Phi^{-1} \left(\frac{\Phi_G - (1 - \tau_M) \cdot \Phi(\vartheta_M) - (1 - \epsilon) \cdot \Phi(\vartheta_U)}{\tau_M \cdot \epsilon} \right) \quad (7)$$

Dabei ist $\phi(\vartheta)$ die gerätespezifische, insbesondere durch den spektralen Messbereich bestimmte Temperaturkennlinie des Messgerätes, wobei ϕ^{-1} die Umkehrfunktion darstellt. Die meisten Infrarotkameras sind so eingestellt, dass sich das Messobjekt nicht weiter als ein paar Meter von der Kamera entfernt befindet. In diesem Fall wird keine nennenswerte Beeinflussung der Infrarotstrahlung durch Absorption in der Messstrecke auf. Auch der Teil, der von ihr emittiert wird, kann somit vernachlässigt werden.

$$\vartheta_O = \Phi^{-1} \left(\frac{\Phi_G - (1 - \epsilon) \cdot \Phi(\vartheta_U)}{\epsilon} \right) \quad (8)$$

$$\epsilon = 1 \text{ für Schwarzen Strahler}$$

$$\vartheta_O = \Phi^{-1}(\Phi_G) \quad (9)$$

Letztendlich erhält man Gleichung (8), in der man die Grundlagen der Strahlungsphysik erkennt. Geht man von einem Schwarzen Strahler aus, d. h. dass er die gesamte auf ihn gerichtete Strahlung absorbiert und anschließend emittiert, so ist $\epsilon = 1$ und die Gleichung vereinfacht sich nochmals. Sobald es sich **nicht** um einen Schwarzen Strahler handelt, also $\epsilon < 1$, zählt die Umgebungstemperatur in Form der Reflexion am Messobjekt mit zu der in die Kamera eintretende Strahlung hinzu [InfraTec GmbH (2000)].

3. Messung der infraroten Strahlung aus dem oberen Halbraum

Obwohl der eigentliche Zweck dieser Infrarotkamera darin besteht, einen festen Körper ohne durch ihn transmittierte Strahlung zu messen, soll die Sondierung von Strukturen mit transmittierenden Eigenschaften näher beschrieben werden. Die Annahme $\tau = 0$, welche oben gemacht wurde, ist nicht ohne Weiteres erfüllt [König (2009)].

Die Hersteller der Infrarotkamera geben einen sehr kleinen Fehlerbereich für die Temperaturmessung an, jedoch mit der Einschränkung, dass sich das Messobjekt nur einige Dekameter von der Kamera entfernt befindet. In dieser Einschränkung steckt das Hauptproblem bei der Beobachtung von z. B. der Wolkentemperatur im infraroten Spektralbereich. Bei einer Entfernung unter einigen Dekametern spielt das Medium Luft in der Messstrecke keine große Rolle und kann vernachlässigt werden. Allerdings gewinnt dieser Einfluss ab 100 Metern Entfernung an Bedeutung. Da Wolken meist eine Höhe von mehr als 100 m haben und eventuell durch einen Elevationswinkel die Messstrecke bis zur Wolke noch länger wird, muss dieser Einfluss der dazwischen liegenden Luft berücksichtigt werden.

Verwendet man die Kamera, um Wolkentemperaturen oder auch um die Strahlung aus dem unbewölkten Himmel aufzuzeichnen, dann spielen die Strahlungseigenschaften der einzelnen Luftschichten zwischen Kamera und der die Strahlung emittierenden Fläche eine entscheidende Rolle. Auf Grund der großen Entfernungen gibt es genügend Aerosolteilchen bzw. Gasmoleküle, die entsprechend ihrer Temperatur langwellige Strahlung emittieren.

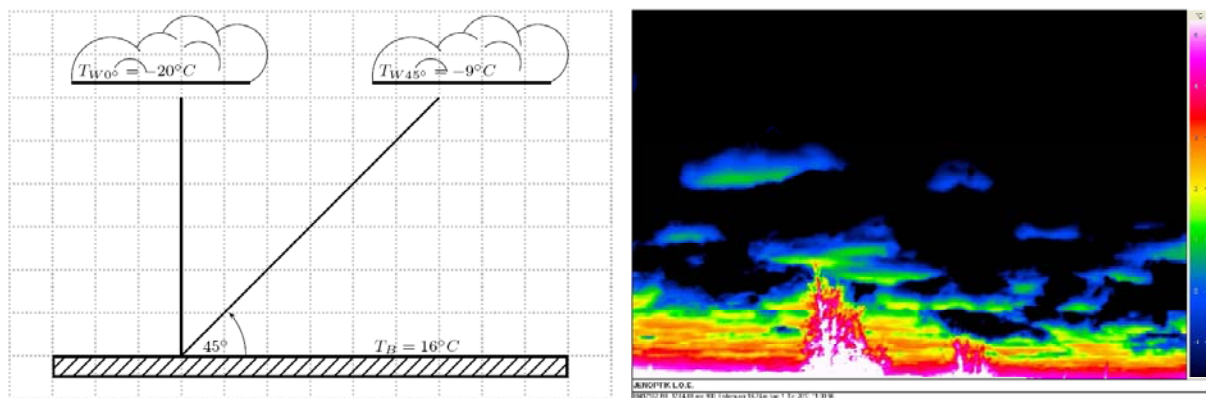


Abbildung 2: Links: Strahlungstemperatur der Wolkenunterkante bei zwei verschiedenen Beobachtungswinkeln vom Boden aus. rechts: Infrarotaufnahme eines mit leichter Kumulus Bewölkung überzogenen Himmels. Es sind die zum Horizont hin deutlich wärmer werdenden Wolken zu erkennen.

Vergleicht man die beiden Messungen der Wolkenunterkantentemperatur (Abb. 2) für zwei verschiedene Elevationswinkel, so zeigt das Messgerät eine umso höhere Temperatur an je kleiner der Elevationswinkel über dem Horizont ist. Die Strahlungstemperatur des betrachteten Objektes (Wolke) erscheint nach höheren Temperaturen hin verfälscht, weil die vom Objekt ausgehende Infrarotstrahlung einen längeren Weg durch wärmere bodennahe Atmosphäre zurücklegt.

Genau dieser Sachverhalt zeigt sich auch bei der Auswertung des folgenden Infrarotbildes in Abb. 3. Der Atmosphäreneffekt ist deutlich erkennbar, obwohl keine Wolken, die als Hintergrundstrahler wirken, am Himmel waren. Das Bild zeigt die höchste Temperatur des Himmels direkt über dem Horizont. Er befindet sich genau in der Mitte des Bildes. Mit zunehmendem Elevationswinkel sinkt die Strahlungstemperatur des Himmels. Bei der Messstrecke des Strahls, der den Weg von nahezu kurz über dem Horizont in die Infrarotkamera findet, handelt es sich um die unterste und wärmste Schicht der Atmosphäre. Der Strahl verläuft über mehrere Kilometer direkt über dem Untergrund. In diesem Fall ist dieser die Ostsee, welche homogen in ihrer Temperaturverteilung ist, wobei man beachten muss, dass die Wassertemperatur in Ufernähe natürlich etwas höher als auf der offenen See ist.

Auch die Temperaturverteilung der Wasseroberfläche unterhalb dieser Messstrecke ist relativ ausgeglichen. Nahe dem Horizont beträgt die Wassertemperatur jedoch keine 14°C , wie es aus dem Bild hervorgeht. Während der Sommermonate ist die Wassertemperatur im Allgemeinen höher. Vielmehr ist es die Eigenschaft von Wasser, langwellige Strahlung unter kleinen Winkeln nahezu vollständig an der Meeresoberfläche zu reflektieren (Totalreflexion). Es wird demnach die kalte Himmelsstrahlung, welche erst ab ca. 6° Elevation kälter als die Meeresoberflächentemperatur ist, auf der See reflektiert und gelangt so in das Objektiv der Kamera.

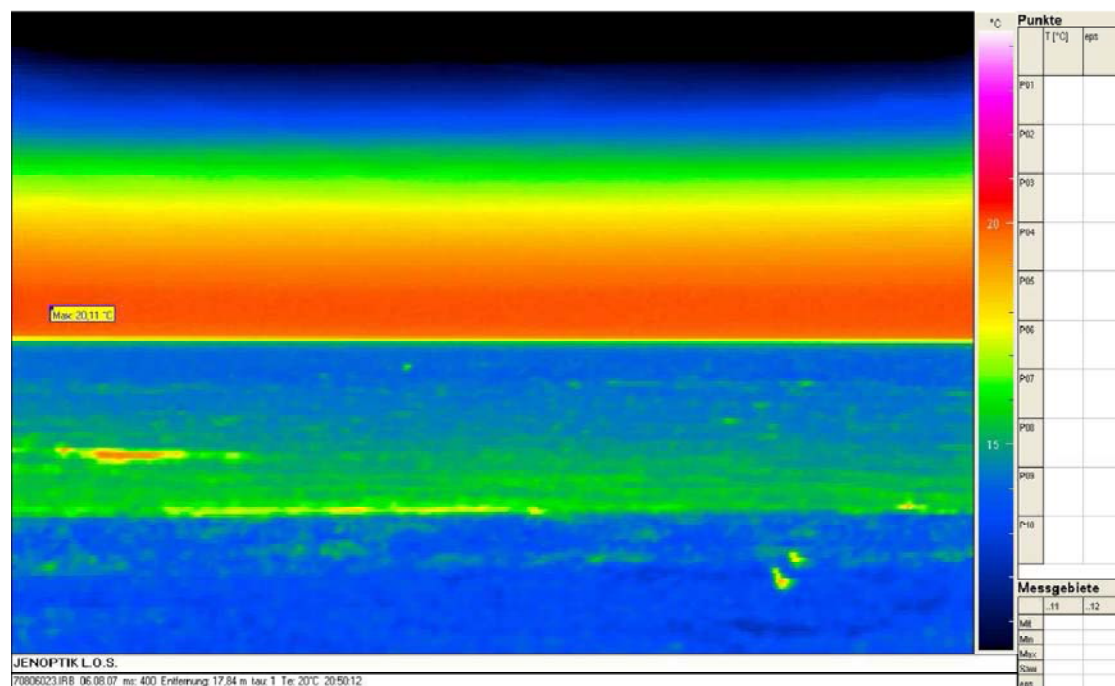


Abbildung 3: Infrarot - Bild des Horizonts an der Ostsee. Der untere Teil zeigt die Strahlungstemperaturverteilung der Wasseroberfläche und oberhalb des Horizonts ist die homogene Temperaturverteilung des wolkenlosen Himmels zu sehen.

Die Temperaturstrahlung, welche hier im Bild knapp über dem Horizont mit einem Wert von 19.7 °C (bzw. das absolute Maximum bei 20.1 °C , anhand der Software der Kamera) zu sehen ist, kommt aus der Luftschicht, dessen Höhe auf einer Länge von mindestens 10 km nicht die 2 m Höhe überschreitet. Während dieser Messung am $06.08.2007$ um $20:50$ Uhr MEZ betrug die am Zingster Strand gemessene Lufttemperatur 20 °C . Geht man davon aus, dass die Luftdichte in der untersten Schicht am größten und der Wasserdampfgehalt sehr hoch ist, so kann man die Luftsäule, aus die die flachen Strahlen kommen, als optisch dicht bezeichnen. Damit ist bei horizontaler Messung mit der Infrarotkamera die Lufttemperatur messbar.

Weiterhin fällt eine stetige vertikale Strahlungstemperaturabnahme des Himmels in Abbildung (3) auf, welche durch einen kontinuierlichen Übergang der Farben rot über gelb und grün bis hin zu blau und letztendlich schwarz verdeutlicht wird. In horizontaler Raumrichtung ist dagegen Homogenität erkennbar. Es ist kein signifikanter Unterschied in der Temperaturabnahme zwischen linkem und rechtem Rand des Bildes (30°) zu beobachten. Diese Homogenität entsteht durch die Integration der Strahlungstemperatur über eine lange Entfernung und auch die Strahlungsphysik der meteorologischen Parameter in dieser Schicht trägt zu diesem homogenen Ergebnis bei.

So kann man sich vorstellen, dass die durch die Infrarotkamera gemessene Strahlungstemperatur bis zum Zenitwinkel weiter abnehmen muss. Theoretisch müsste das absolute Minimum direkt bei 90° über der Kamera liegen, denn genau bei diesem

Winkel wird der kürzeste Weg durch die unteren warmen Atmosphärenschichten zurückgelegt.

Für die praktische Umsetzung werden fünf Einzelbilder mit der Kamera aufgenommen, um dieses Strahlungstemperaturprofil zu erhalten. Alle 0.08° wird ein Temperaturwert bestimmt und über dem Winkel aufgetragen.

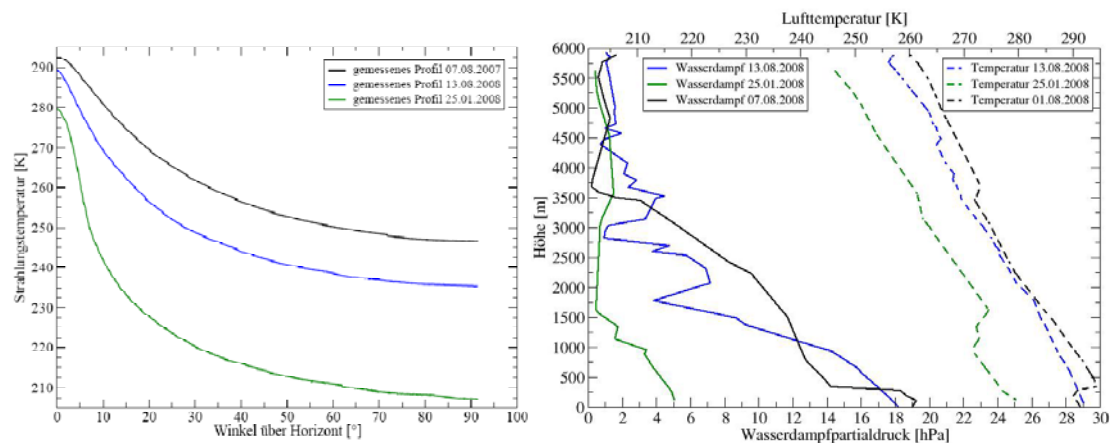


Abbildung 4: Vergleich dreier Strahlungstemperaturprofile (07.08.2007; 13.08.2008; 25.01.2008). In der linken Grafik sind die mit der Infrarotkamera gemessene Strahlungstemperaturprofile dargestellt, während in der rechten Grafik der Wasserdampfpartialdruck und die Lufttemperatur gegenüber der einzelnen Höhen abgetragen ist (Radiosondenmessungen Lindenberg bei Berlin).

Es sollte möglichst ein komplett wolkenfreier Himmel für die Messungen vorhanden sein, um nicht in irgendeinem Bereich des Profils zusätzlich die Wolkentemperaturstrahlung mit der Kamera zu registrieren. Auch nur ein leichter Schleier (hohe Zirren) würde die Temperaturstrahlung stark verändern. In Abbildung (4) sind drei gemessene Strahlungstemperaturprofile über dem Winkel dargestellt. Diese typische Form findet man in allen Messungen wieder. Zu diesen gemessenen Profilen sind in der rechten Grafik von Abbildung (4) das jeweils dazu gehörige Temperatur- und Wasserdampfpartialdruck-Profil aus Radiosondendaten gezeigt.

Die Form dieser Strahlungstemperaturkurven gibt einen Aufschluss über die Eigenschaften der Atmosphäre zu diesem Zeitpunkt. Enthält die Luft beispielsweise weniger Wasserdampf, kann mit der Infrarotkamera bis in höher liegende kältere Schichten geschaut werden, was zur Folge hat, dass die gemessene Temperatur niedriger ist. In diesem Fall wird weniger Strahlung von dem im infraroten Wellenlängenbereich emittierenden Wasserdampf abgegeben. Liegt hingegen eine feuchte Atmosphäre mit viel Wasserdampf, wird mittels der Kamera eine höhere Strahlungstemperatur registriert.

In der linken Grafik erkennt man die deutlich niedrigere Strahlungstemperatur bei der Wintermessung (25.01.2008) gegenüber den beiden anderen. Aufgrund des niedrigeren Wasserdampfgehaltes kann mit zunehmendem Elevationswinkel eine niedrigere Temperatur beobachtet werden.

4. Modellrechnung

Dieses gemessene Temperaturprofil ist ein Ergebnis der Wärmestrahlung, die integriert über den Weg durch die Atmosphäre das Objektiv der Kamera erreicht. Mit Hilfe eines Strahlungsmodells kann nun der Frage nachgegangen werden, in welcher Höhe der Atmosphäre welcher Teilbeitrag für die Gesamtstrahlungsflussdichte bereitgestellt wird. Ziel dabei ist es, mit Hilfe einer Strahlungstransferrechnung die beobachtete Temperaturkurve nachzubilden.

Die in der Kamera eintretende infrarote Strahlung ist eine Integration aller Strahlungsanteile in einer vertikal stark ausgedehnten Luftsäule [Guzzi (2003)].

Um die Strahlung, die aus dem oberen Halbraum der Atmosphäre kommt, besser beschreiben zu können, wird die Atmosphäre wie in vielen anderen Wettermodellen in einzelne Schichten unterteilt. In jeder einzelnen Schicht werden die Strahlungseigenschaften als konstant angenommen. Da jede Schicht eine bestimmte Temperatur besitzt, emittiert diese eine Strahlung nach dem STEFAN-BOLTZMANNGesetz mit $\epsilon\sigma T^4$.

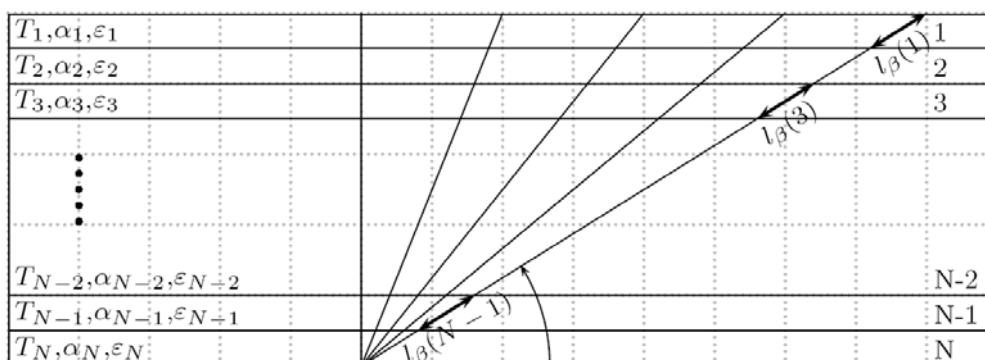


Abbildung 5: Schichtaufbau der Atmosphäre im Modell mit Beschreibung der Parameter in den einzelnen Schichten. Die vertikal orientierten Linien verdeutlichen die Wegstrecken der gemessenen Strahlen.

In Abbildung (5) sind einige Strahlen eingezeichnet, die verdeutlichen, aus welcher Richtung dieser Strahl kommt und welchen Weg er durch eine mit einer bestimmten Temperatur versehenen Schicht zurücklegt. Die wichtigsten Punkte sind die Emission und Absorption langwelliger Strahlung. Je nach Strahlungseigenschaften der Schicht absorbiert sie einen Teil der durch sie hindurch tretenden langwelligen Strahlung.

Da die Strahlungseigenschaften in den einzelnen Schichten unterschiedlich sind, wie auch der Luftdruck bzw. der Anteil an Wasserdampf, sind die Absorptions- bzw. Emissionskoeffizienten für jede Schicht unbekannt. Es muss wegen der Energieerhaltung die Summe der Strahlungsanteile Emission + Reflexion + Absorption Eins ergeben. Da man die Reflexion an Gasmolekülen im langwelligen Infrarot vernachlässigen kann, lässt sich die Emission durch die Absorption darstellen.

$$\epsilon = 1 - \alpha.$$

Diese Gleichungen sind die Grundlage der Modellierung der langwelligen Strahlung in dem Modell. In dem folgenden Schema wird gezeigt, wie die summierte Strahlungsintensität E_N modelliert wird. Dieses E_N einer bestimmten Richtung (Elevation) wird dann mit den Messwerten der Kamera für diese Richtung verglichen. Für alle Größen in dem folgenden Schema müssen Annahmen getroffen werden.

$$\begin{aligned}
 E_1 &= && + \epsilon_1 \sigma T_1^4 \\
 E_2 &= \epsilon_1 \sigma T_1^4 \cdot \alpha_2 && + \epsilon_2 \sigma T_2^4 \\
 E_3 &= \epsilon_1 \sigma T_1^4 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3 && + \epsilon_2 \sigma T_2^4 \cdot \alpha_3 && + \epsilon_3 \sigma T_3^4 \\
 E_4 &= \epsilon_1 \sigma T_1^4 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3 \cdot \alpha_4 && + \epsilon_2 \sigma T_2^4 \cdot \alpha_3 \cdot \alpha_4 && + \epsilon_3 \sigma T_3^4 \cdot \alpha_4 && + \epsilon_4 \sigma T_4^4 \\
 &&& \vdots \\
 E_N &= \epsilon_1 \sigma T_1^4 \cdot \alpha_2 \cdots \alpha_N && + \epsilon_2 \sigma T_2^4 \cdot \alpha_3 \cdots \alpha_N && + \epsilon_3 \sigma T_3^4 \cdot \alpha_4 \cdots \alpha_N && + \cdots + \epsilon_N \sigma T_N^4
 \end{aligned} \tag{10}$$

Die Strahlung, die an der Unterseite der Schicht vier ankommt setzt sich dann schon aus vier Strahlungsanteilen zusammen. Der erste Teil ist der in der Schicht eins emittierten Strahlungsbeitrag $\epsilon_1 \sigma T_1^4$, welcher beim Durchgang durch die Schichten zwei, drei und vier jeweils um die Absorptivitäten α_2 , α_3 und α_4 verringert wurde. Alle Schichten unterhalb der emittierenden Schicht absorbieren einen Teil der Strahlung. Geht man davon aus, dass die Energie des absorbierten Teils in einer Schicht wieder abgegeben werden muss, so emittiert diese Schicht also genau diesen Strahlungsanteil. Aufgrund der Beziehung $\epsilon = 1 - \alpha$ ergibt sich für jede Schicht nur noch eine Unbekannte [Lenoble (1993)].

Praktisch erfolgen die Messungen der Strahlung aus verschiedenen Raumrichtungen. Daher legt die Strahlung unterschiedliche Wege durch die Atmosphäre zurück. In dem Modell hier gehen alle Strahlen in allen Winkелеlementen durch die gesamte Anzahl der Schichten, jedoch mit einer unterschiedlichen Weglänge. Man erkennt sofort, dass die Strahlen bei einem Winkel nahe 90° den kürzesten Weg, flacheren Strahlen einen wesentlich längeren Weg durch die Schichten zurücklegen. Je länger der Weg eines Strahles durch ein solche Schicht, desto mehr wirkt die Emission-Absorption dieser Schicht auf das Messergebnis. Dieser Aspekt wird mit Hilfe des LAMBERT-BEERSchen Gesetzes berücksichtigt.

$$E = E_0 \cdot \alpha(l) = E_0 \cdot e^{-a \cdot l(s)} \tag{11}$$

Da man die Streuung vernachlässigen kann, ergibt sich die Extinktion nur noch als Absorption, wobei a den Absorptionskoeffizient definiert. Somit ist die Absorption $\alpha(l)$ von der Weglänge $l(s)$ abhängig. Je länger der Strahlungsweg $l(s)$ für eine Schicht ist, desto größer ist die Absorption bei gleichbleibendem Absorptionskoeffizienten a .

5. Ergebnisse der Modellrechnung

Im Modell wurde anstatt dem „horizontal homogenen“ Schichtenaufbau ein der Realität näher kommende, der Krümmung der Erdoberfläche folgende Schichtstruktur vorgegeben. Einzig die Wegstrecken durch die übereinanderliegenden Schichten ändern sich dann.

Mit einem höhenkonstanten Absorptionskoeffizienten wurden die ersten Berechnungen durchgeführt, mit dem am 07.08.2007 in Zingst gemessenen Strahlungstemperaturprofil verglichen und die Ergebnisse sind Abbildung (6) dargestellt. Es ist die Strahlungstemperatur über dem Winkel aufgetragen. Mit der Verwendung von drei verschiedenen Absorptionskoeffizienten wird versucht der gemessenen Temperaturkurve so nah wie möglich zu kommen.

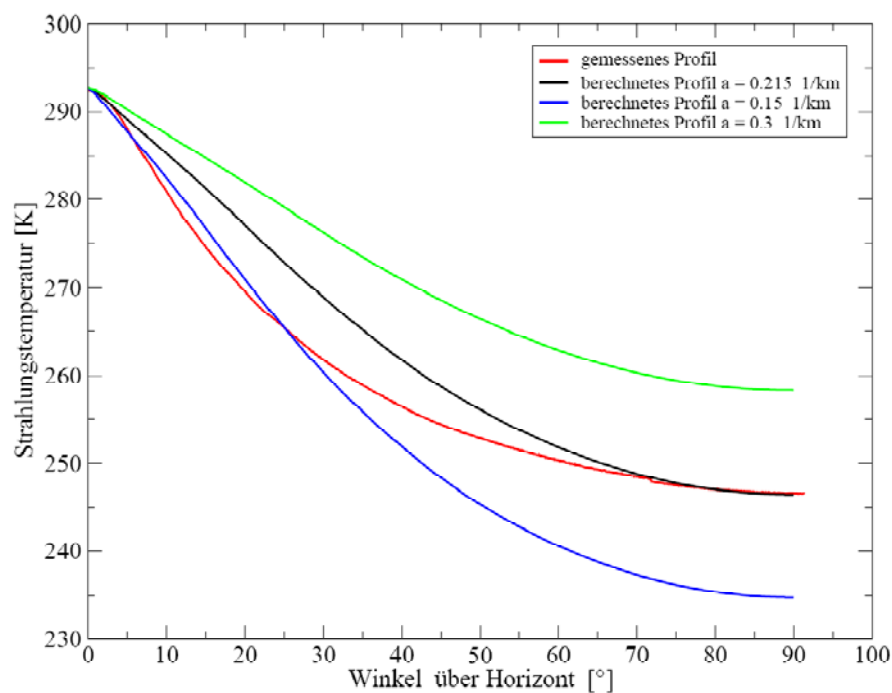


Abbildung 6: Ergebnis des Strahlungstransfermodells bei höhenkonstanter Absorption. Die rote Kurve zeigt das mit der Infrarotkamera gemessene Strahlungstemperaturprofil vom 07.08.2007 am Zingster Strand und die anderen, jeweils mit verschiedenen Absorptionskoeffizienten modellierten Strahlungstemperaturkurven

Ist der Absorptionskoeffizient zu klein (blaue Linie in Abb.6 – 0.15 1/km) gewählt, so ergibt sich bei größeren Winkel in Richtung Zenit eine zu kalte Strahlungstemperatur. Wählt man den Absorptionskoeffizienten zu groß (grüne Linie in Abb.6 – 0.3 1/km), zu viel der kalten Hintergrundstrahlung absorbiert und nur die Strahlung aus den unteren wärmeren Schichten spielt in die Strahlungstransfergleichung hinein. Die Strahlungstemperatur bei höheren Winkeln ist damit zu groß. Es muss der Absorptionskoeffizient $a = 0.215$ 1/km (schwarze Linie in Abb.6) eingesetzt werden, um die Strahlungstemperatur bei 90° zu erreichen. Allerdings liegen beide Kurven im Mittelteil doch recht weit auseinander.

Offenbar ist der Absorptionskoeffizient nicht konstant, sondern variabel mit der Höhe.

Numerisch wird das hier so gelöst, dass die Absorptionskoeffizienten in den einzelnen Höhen veränderlich gestaltet werden. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate werden die Absorptionskoeffizienten so verändert, dass sich die berechnete an die beobachtete Strahlungstemperaturkurve annähert. Ein anfänglich völlig wahlloses Profil der Absorptionskoeffizienten wird so variiert, dass der Abstand der Strahlungstemperaturwerte von der berechneten zur gemessenen Kurve für jedes Winkelement minimal wird. Um zu starke Unterschiede der Absorptionskoeffizienten zwischen den benachbarten Schichten zu umgehen, wird nach jedem Durchlauf ein Dreieckfilter über die Absorptionskoeffizienten gelegt. Somit lassen sich die Absorptionskoeffizienten an die Nachbarkoeffizienten ausrichten was zu großen Schwankungen zwischen den einzelnen Schichten entgegenwirkt. Eines dieser Ergebnisse ist in Abbildung (7) zu sehen.

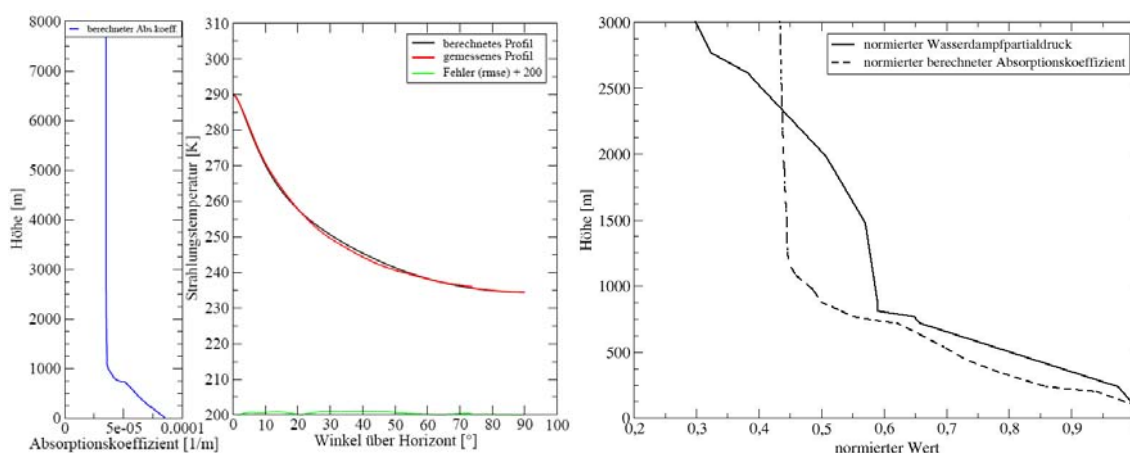


Abbildung 7: Links: Vergleich des berechneten und des gemessenen Strahlungstemperaturprofils (13.08.2008). Im linken Teil sind die Absorptionskoeffizienten gegenüber der Höhe aufgetragen. Rechts: Vergleich der normierten Absorptionskoeffizienten mit dem normierten Wasserdampfdruck. Die Normierung wurde auf den untersten Wert bezogen. Der Absolutwert des berechneten Absorptionskoeffizienten beträgt am Boden $8 \cdot 10^{-5}$ 1/m.

Der linke Teil der ersten Abbildung zeigt die Absorptionskoeffizienten in der jeweiligen Höhe und im rechten Teil die dazugehörigen Strahlungstemperaturkurven. Es handelt sich um die Messung der Strahlungstemperatur des Himmels am 13.08.2008 in Zingst über der Ostsee. Der Absorptionskoeffizient für die unterste Schicht beträgt $8 \cdot 10^{-5}$ 1/m. Es sind die gemessene und die berechnete Kurve dargestellt, welche sich kaum noch von einander abheben. Die grüne Fehlerlinie (rmse + 200) zeigt kaum noch einen Wert, da die beiden Kurven gut übereinstimmen.

Die Absorptionskoeffizienten am Boden weisen die erwarteten hohen Werte auf, welche dann recht schnell abfallen und auf niedrigem Niveau verbleiben.

6. Schlussfolgerung

Die elevationsabhängigen Strahlungstemperaturmessungen mit einer IR-Kamera sind besonders durch die Absorption der langwelligen Strahlung in den untersten Atmosphärenschichten beeinflusst. Oberhalb einer Höhe (hier etwa 1000m) hat die Absorption kaum noch einen Einfluss. Der Grund für die bodennah erhöhte Absorption ist auf die hohe Konzentration des Wasserdampfes in diesem Teil der Troposphäre zurückzuführen. Der Wasserdampf besitzt im Arbeitsbereich der IR-Kamera, dem Wellenlängenintervall 8 – 14 μm , eine breite Absorptionsbande und kann so die infrarote Strahlung teilweise absorbieren. Je höher die Konzentration an Wasserdampf ist, desto weniger langwellige Strahlung kann durch so eine Luftsäule transmittieren. Die Wasserdampfmoleküle absorbieren und emittieren langwellige Strahlung aufgrund ihrer Temperatur. Die Temperaturverteilung und die davon abhängige Wasserdampf-Verteilung ist maßgeblich für die Transparenz der Atmosphäre im langwelligen Infrarot verantwortlich. Dem entsprechend müssten die Absorptionskoeffizienten dem vertikalen Profil des Wasserdampfpartialdrucks ungefähr folgen.

Beim Vergleich der Absorptionskoeffizienten mit den Daten des Wasserdampfprofils entsteht die rechte Grafik in Abbildung (7). Dieser Abbildung liegen die Messung vom 13.08.2008 und die damit durchgeführte Modellrechnung zu Grunde. Es ist hier mit Hilfe der MAGNUS-Formel der Wasserdampfpartialdruck aus den Daten des Radiosondenaufstiegs berechnet und deren vertikales Profil dem des Absorptionskoeffizienten gegenübergestellt worden. Für diese vergleichende Darstellung wurden die Profile unter Verwendung ihrer bodennähesten Werte normiert. Man erkennt in den untersten 1000 m bei beiden Kurven, Wasserdampf und Absorptionskoeffizienten, eine ähnlich starke Abnahme mit zunehmender Höhe. Der Unterschied in der Struktur der beiden Kurven kann durchaus auch dem unterschiedlichen Messort (Zingst Ostseeküste für die IR-Messung und Lindenberg bei Berlin für die Radiosondendaten) geschuldet sein

Die vertikale Verteilung von Wasserdampf in der Atmosphäre ist stark vom vertikalen Verlauf der Temperatur abhängig [Grant (1990)]. Mit steigender Höhe und damit abnehmender Temperatur enthält die Luft nur noch wenig Wasserdampf, Der größte Teil des Wasserdampfes befindet sich in den unteren, wärmeren Atmosphärenschichten. Der Vergleich der Absorptionskoeffizienten mit dem Wasserdampfpartialdruck in Abbildung (7) zeigt auch das Maximum des Wasserdampfes, bzw. der Absorptionskoeffizienten in den bodennahen Schichten.

In Abbildung (7) ist der Wasserdampfpartialdruck in 1.5 km Höhe bereits auf die knappe Hälfte des Wertes vom Boden gefallen. Laut dem Modell bleibt der Absorptionskoeffizient in größeren Höhen auf niedrigem Niveau. Der Wasserdampfpartialdruck erreicht ab einer Höhe von 4 km nur noch 4 % des bodennahen Wertes.

In dieser untersten Schicht bis etwa 1000 m Höhe korreliert der Wasserdampfpartialdruck mit den berechneten Absorptionskoeffizienten aus dem Modell.

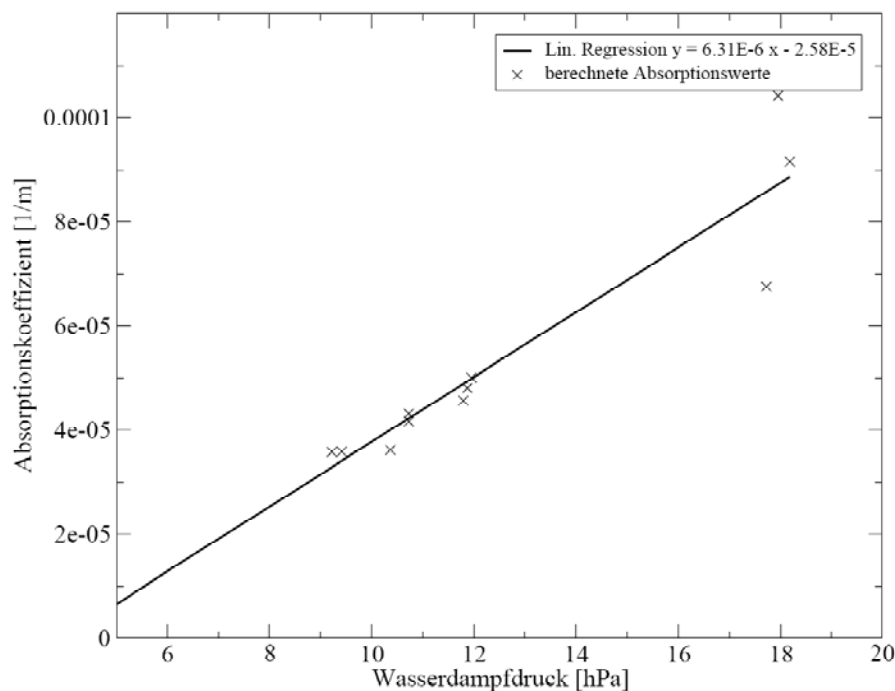


Abbildung 8: Korrelation zwischen dem Wasserdampfpartialdruck und dem berechneten Absorptionskoeffizienten der Messung vom 13.08.2008 bis in eine Höhe von 1500 m aus dem Strahlungsmodell (Datenpunkte). Die durchgezogene Linie entspricht einer linearen Regression. Es sind die Absorptionskoeffizienten über dem Wasserdampfpartialdruck aufgetragen.

Damit lässt sich ein Zusammenhang herstellen, der die atmosphärische Absorption in Abhängigkeit vom Wasserdampfpartialdrucks angibt. Die Korrelation ist in Abbildung (8) dargestellt.

$$a = 6.31 \cdot 10^{-6} e_w - 2.58 \cdot 10^{-5} \quad (12)$$

Mit dieser Regressionsformel (12) aus Abbildung (8) kann der Absorptionskoeffizient mit der Einheit [1/m] in der bodennahen Schicht mit Hilfe des Partialdrucks von Wasserdampf in [hPa] abgeschätzt werden. Dieser Regression liegt die Messung der Strahlungstemperatur in den einzelnen Winkелеlementen vom 13.08.2008 zu Grunde. Diese Absorptionskoeffizienten sind spezifisch angepasst an den von der IR-Kamera aufgenommenen Spektralbereich. Sie können genutzt werden, um die beobachtete Strahlungstemperatur weit entfernter Objekte in Abhängigkeit des Wasserdampfgehaltes der Luft und der Strecke zwischen Objekt und Objektiv auf ihren tatsächlichen Wert zu korrigieren. Damit wäre die Infrarotkamera nicht nur bei kleinen Objektentfernungen einsetzbar. Durchquert die Messstrecke dabei verschieden hohe Luftschichten, muss zusätzlich zu den höhenveränderlichen Absorptionskoeffizienten das vertikale Temperaturprofil, z. B. aus der Standardatmosphäre bekannt sein.

7. Literatur

Becker, F., Li, Z.-L. (1995): Surface temperature and emissivity at various scales: definition, measurement and related problems. *Remote Sensing Review*, 12(3-4):225-253.

Bignell, K. J. (1970): The water-vapor infrared continuum. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 96:390-403.

Grant, W. B. (1990): Water vapor absorption coefficient in the 8-13 micron spectral region – A critical review. *Applied Optics*, 29:451-462

Guzzi, R. H. (2003): Exploring the atmosphere by remote sensing techniques. *Lecture notes in physics*. Springer, 607.

InfraTec GmbH (2000): Einführung in Theorie und Praxis der Infrarot-Thermografie.

InfraTec (2008): InfraTec GmbH. <http://www.infratec.de/>.

König, M. (2009) Diplomarbeit, Infrarotmesstechnik und ihre Anwendung in der Meteorologie, Universität Leipzig

Lenoble, J. (1993): Atmospheric radiative transfer. *Studies in geophysical optics and remote sensing*. DEEPAK Publ., Hampton

Lozán, J.L.H. (2005): Warnsignal Klima : genug Wasser für alle?; wissenschaftliche Fakten; Verlag Wissenschaftliche Auswertung, Hamburg.

Vogt, J. V. (1996): Land surface temperature retrieval from noaa avhrr data. In *advances in the use of noaa avhrr data for land applications*. Dordrecht

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

On a generalised G -function in radiative transfer theory of turbid vegetation media

S. Otto, T. Trautmann

Summary

The simplified approach of a turbid medium is commonly applied in theory of radiative transfer for vegetation media. Oriented planar model leaves are assumed whose normals are always confined to the upper half space. These orientations are described with the help of so-called leaf normal distribution functions (LNDFs) so that, within the scope of the turbid theory, a radiative transfer equation can be derived in which the so-called Ross-Nilson function G occurs explicitly. This function, as introduced by J. Ross, is based on geometrical considerations and is therefore called geometry function, or shortly G -function (GF). To solve the latter equation G must be known. GF is calculated from the LNDF and was originally derived in an explicit and analytical form for strongly simplified LNDFs only. We demonstrated in a previous work that GF can be calculated also for other standard LNDFs. Based on the latter LNDFs we introduce here a generalised trigonometric LNDF and present the respective formula for G .

Zusammenfassung

Die vereinfachte Annahme eines turbiden Mediums findet in der Theorie des Strahlungstransfers für Vegetationsmedien breite Anwendung. Darin werden orientierte ebene Modellblätter angenommen, deren Normalen stets in den oberen Halbraum weisen. Diese Orientierungen werden mittels sogenannter Blattnormalenverteilungen (BNV) beschrieben, so dass sich im Rahmen der turbiden Theorie eine Strahlungstransfergleichung ableiten lässt, in der die sogenannte Ross-Nilson-Funktion G explizit auftritt. Diese von J. Ross eingeführte Funktion basiert auf geometrischen Betrachtungen und wird daher auch Geometriefunktion genannt oder kurz G -Funktion. G muss zur Lösung der vorigen Gleichung bekannt sein. Es leitet sich aus der BNV ab und konnte in expliziter sowie analytischer Form bislang lediglich für stark vereinfachte BNV hergeleitet werden. Wie wir an dieser Stelle in einem früheren Beitrag gezeigt haben, lässt sich G darüber hinaus für andere standardisierte BNV berechnen. Auf letzteren aufbauend führen wir jetzt eine verallgemeinerte trigonometrische BNV ein und präsentieren die entsprechende Formel für G .

1 Introduction

The assumption of a turbid medium in vegetation radiative transfer means to treat the model leaves to be planar having sizes much smaller than the dimension of the considered region of a vegetation canopy for which each point is represented by a collection of oriented model leaves. This is a strong simplification but, nevertheless, it is an often applied approach in radiative transfer theories for vegetation media. The directions of the leaf normals are assumed to be confined to the upper half space and are described by a leaf normal distribution function (LNDF) which is generally also a function of space and time.

Leaves intercept radiation that enters the canopy from the atmosphere above. To account for this extinction process a projection function was introduced in the 1960s (Nilson, 1971; Ross, 1981) which is primarily dependent on the direction of the radiation. This projection function is defined as the integral of the LNDF, projected onto the radiation direction considered, over the upper unit half sphere. Due to the geometrical aspect of a simple projection, this Ross-Nilson function G is also called 'geometry function', that is shortly, G-function (GF). The extinction coefficient is then written as a function of G , so that GF is an integral part of the radiative transfer equation that can be derived for a turbid vegetation medium (Ross, 1981; Marshak and Davis, 2005). To solve this equation analytically for a given LNDF, an explicit expression for the respective GF is required. However, during the last 40 years GF could only be determined in an explicit and analytical form for few very simplified cases, e.g., for purely horizontal model leaves. To account for more realistic canopies described by a more complex LNDF, the respective GF was either approximated, associated with a certain inaccuracy, or was calculated numerically accepting a certain computational effort. In the following we extend the theory by defining a generalised LNDF for more realistic canopy architectures and calculate the according GF explicitly and analytically.

2 LNDF and GF - standard cases

The *leaf normal distribution function* (LNDF) is a dimensionless function $g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) \geq 0$ of space \mathbf{x} as well as time t and is a distribution of the probability that the normal vector \mathbf{y}_L of a local planar leaf is confined to the upper half space S_1^+ fulfilling the normalisation condition

$$1 = \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) d\mathbf{o}(\mathbf{y}_L) \quad \forall \mathbf{x}, t$$

where $A(S_1^+)$ is surface area of S_1^+ . The latter can be parameterised by

$$\begin{aligned} S_1^+ &= \{ \boldsymbol{\omega}(\vartheta, \varphi) \in \mathbb{R}^3 \mid (\vartheta, \varphi) \in [0, \frac{\pi}{2}] \times [0, 2\pi] \} \\ &= \{ \hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu, \varphi) \in \mathbb{R}^3 \mid (\mu, \varphi) \in [0, 1] \times [0, 2\pi] \} \end{aligned} \quad (1)$$

with the spherical coordinates $\vartheta = \cos^{-1}(\mu)$ and φ (Otto and Trautmann, 2008a,b).

We assume that LNDF is homogeneous as well as independent of time, and we separate its angular dependence according to

$$\begin{aligned} g_L(\mathbf{y}_L = \hat{\boldsymbol{\omega}}(\mu_L, \varphi_L)) &= g_\mu(\mu_L) g_\varphi(\varphi_L) \\ g_L(\mathbf{y}_L = \boldsymbol{\omega}(\vartheta_L, \varphi_L)) &= g_\vartheta(\vartheta_L) g_\varphi(\varphi_L) \end{aligned} \quad (2)$$

in terms of the azimuth angle φ_L and the cosine $\mu_L = \cos \vartheta_L$ of the zenith angle of the leaf normal where $g_\mu(\mu_L) = g_\vartheta(\cos^{-1}(\mu_L))$. If we further let LNDF be distributed uniformly with respect to φ_L , that is, $g_\varphi(\varphi_L) := 1$, the following normalisation condition results

$$\int_{[0, \frac{\pi}{2}]} g_\vartheta(\vartheta_L) \sin \vartheta_L d\vartheta_L = \int_{[0, 1]} g_\mu(\mu_L) d\mu_L = 1. \quad (3)$$

This is the oftenly adopted approach in which only g_ϑ or g_μ represent a LNDF as a simple function of $\mu_L \in [0, 1]$. Table 1 presents analytical expressions of g_ϑ for standard LNDFs which describe predominantly horizontally oriented leaves.

Given a LNDF the *geometry function* (GF) is a dimensionless and positive function which is defined by

$$G(\mathbf{y}) := \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} |\langle \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_{y_L} \rangle| g_L(\mathbf{y}_L) d\sigma(\mathbf{y}_L), \quad \mathbf{y} \in \mathbb{R}^3 \setminus \{\mathbf{0}\} \quad (4)$$

where $g_L \neq f(\mathbf{x}, t)$ was assumed as above and $\mathbf{e}_z := \frac{\mathbf{z}}{\|\mathbf{z}\|}$ is an unit vector in direction of $\mathbf{z} \in \mathbb{R}^3 \setminus \{\mathbf{0}\}$. The Euclidian scalar product $\langle \cdot, \cdot \rangle$ under the integral expresses the projection of g_L for a certain normal direction \mathbf{y}_L onto the particular direction vector \mathbf{y} of the radiation. GF become larger the more the most probable directions of the leaf normals are confined into the radiation direction considered, or, in other words, the more the most probable leaf elements are perpendicular to \mathbf{y} . Thus, GF is the total probability for leaf orientations perpendicular to the radiation direction. Since interactions between the radiation and the leaf elements can be assumed to be the more probable the more the leaves are oriented perpendicularly to the direction of radiation, GF is a measure for extinction.

Table 1: Usually applied standard LNDFs g_{ϑ} arranged in descending order of increasing fractions of horizontal leaves (vertical leaf normals) together with the respective GFs after equation (5) as function of μ . For the according expressions of g_{μ} see Otto and Trautmann (2008a).

Notation	$g_{\vartheta}(\vartheta_L)$	$G_{\mu}(\mu)$
spherical-0	1	$\frac{1}{2}$
spherical-1	$2 \cos \vartheta_L$	$\frac{4}{3\pi} \left[\frac{\pi}{2} \mu - \mu \cos^{-1}(\mu) + \sqrt{1 - \mu^2} \right]$
spherical-2	$3 \cos^2 \vartheta_L$	$\frac{3}{8} (1 + \mu^2)$
spherical-3	$4 \cos^3 \vartheta_L$	$\frac{8}{5\pi} \left[\frac{\pi}{2} \mu - \mu \cos^{-1}(\mu) + \frac{1}{3} \sqrt{1 - \mu^2} (2 + \mu^2) \right]$
spherical-4	$5 \cos^4 \vartheta_L$	$\frac{5}{48} (3 + 6\mu^2 - \mu^4)$
spherical-5	$6 \cos^5 \vartheta_L$	$\frac{12}{7\pi} \left[\frac{\pi}{2} \mu - \mu \cos^{-1}(\mu) + \frac{2}{15} \sqrt{1 - \mu^2} (4 + \frac{9}{2} \mu^2 - \mu^4) \right]$
spherical-6	$7 \cos^6 \vartheta_L$	$\frac{7}{128} (5 + 15\mu^2 - 5\mu^4 + \mu^6)$

Applying the parameterisations (1) and assuming the separation (2) with $g_{\varphi} = 1$, (4) can be rewritten as

$$G(\hat{\omega}(\mu, \varphi)) = \frac{1}{2\pi} \int_{[0, 2\pi]} \int_{[0, \frac{\pi}{2}]} |\langle \hat{\omega}(\mu, \varphi), \omega(\vartheta_L, \varphi_L) \rangle| g_{\vartheta}(\vartheta_L) \sin \vartheta_L d\vartheta_L d\varphi_L. \quad (5)$$

It can be shown that $G_{\mu}(\mu) := G(\hat{\omega}(\mu, \varphi))$ is independent of the azimuth angle φ of the radiation direction $\mathbf{y} = \hat{\omega}(\mu, \varphi)$ for all standard LNDFs of Table 1 which also presents the respective explicit and analytical expressions of $G_{\mu}(\mu)$. For detailed information see Otto and Trautmann (2008a).

3 A generalised GF for a trigonometric LNDF

We now consider a trigonometric LNDF

$$g_{\vartheta}(\vartheta_L) := a + b \cos \vartheta_L + c \cos 2\vartheta_L + d \cos 3\vartheta_L + e \cos 4\vartheta_L + f \cos 5\vartheta_L + g \cos 6\vartheta_L \quad (6)$$

with the free parameters $a, b, c, d, e, f, g \in \mathbb{R}$. All standard LNDFs considered by Otto and Trautmann (2008a) can be written in terms of this trigonometric representation. Beyond, measurements of LNDF can be fitted to this model, or above parameters can be chosen arbitrarily (that $g_{\vartheta} \geq 0$) to describe situations of realistic vegetation canopies. But note that the normalisation

condition (3) applied to (6) leads to the constraint

$$1 = a + \frac{b}{2} - \frac{c}{3} - \frac{d}{2} - \frac{e}{15} + \frac{f}{6} - \frac{g}{35}. \quad (7)$$

Thus, one parameter can be expressed by the remaining free parameters. In the following we wish to derive GF for our trigonometric LNDF. To do that we rewrite (6) in powers of $\cos \vartheta_L$ with the help of trigonometric theorems, that is,

$$\begin{aligned} g_{\vartheta}(\vartheta_L) = & a + b \cos \vartheta_L + c(2 \cos^2 \vartheta_L - 1) + d(4 \cos^3 \vartheta_L - 3 \cos \vartheta_L) \\ & + e(1 - 8 \cos^2 \vartheta_L + 8 \cos^4 \vartheta_L) \\ & + f(5 \cos \vartheta_L - 20 \cos^3 \vartheta_L + 16 \cos^5 \vartheta_L) \\ & + g(18 \cos^2 \vartheta_L - 48 \cos^4 \vartheta_L + 32 \cos^6 \vartheta_L - 1). \end{aligned}$$

This leads to

$$\begin{aligned} g_{\vartheta}(\vartheta_L) = & a - c + e - g + \cos \vartheta_L (b - 3d + 5f) \\ & + \cos^2 \vartheta_L (2c - 8e + 18g) \\ & + \cos^3 \vartheta_L (4d - 20f) \\ & + \cos^4 \vartheta_L (8e - 48g) \\ & + \cos^5 \vartheta_L 16f \\ & + \cos^6 \vartheta_L 32g \\ & = (a - c + e - g) \cdot 1 \\ & + \frac{1}{2} (b - 3d + 5f) \cdot 2 \cos \vartheta_L \\ & + \frac{1}{3} (2c - 8e + 18g) \cdot 3 \cos^2 \vartheta_L \\ & + \frac{1}{4} (4d - 20f) \cdot 4 \cos^3 \vartheta_L \\ & + \frac{1}{5} (8e - 48g) \cdot 5 \cos^4 \vartheta_L \\ & + \frac{16}{6} f \cdot 6 \cos^5 \vartheta_L \\ & + \frac{32}{7} g \cdot 7 \cos^6 \vartheta_L \end{aligned} \quad (8)$$

in which the standard LNDFs as presented in Table 1 appear as the factors after each multiplication sign. Inserting (8) into (5) this allows to apply the standard GFs (Table 1) which leads to the GF for our trigonometric LNDF

$$\begin{aligned}
G_\mu(\mu) &= (a - c + e - g) \cdot \frac{1}{2} \\
&+ \frac{1}{2} (b - 3d + 5f) \cdot \frac{4}{3\pi} \left[\frac{\pi}{2} |\mu| - |\mu| \cos^{-1}(|\mu|) + \sqrt{1 - \mu^2} \right] \\
&+ \frac{1}{3} (2c - 8e + 18g) \cdot \frac{3}{8} (1 + \mu^2) \\
&+ \frac{1}{4} (4d - 20f) \cdot \frac{8}{5\pi} \left[\frac{\pi}{2} |\mu| - |\mu| \cos^{-1}(|\mu|) + \frac{1}{3} \sqrt{1 - \mu^2} (2 + \mu^2) \right] \\
&+ \frac{1}{5} (8e - 48g) \cdot \frac{5}{48} (3 + 6\mu^2 - \mu^4) \\
&+ \frac{16}{6} f \cdot \frac{12}{7\pi} \left[\frac{\pi}{2} |\mu| - |\mu| \cos^{-1}(|\mu|) + \frac{2}{15} \sqrt{1 - \mu^2} (4 + \frac{9}{2} \mu^2 - \mu^4) \right] \\
&+ \frac{32}{7} g \cdot \frac{7}{128} (5 + 15\mu^2 - 5\mu^4 + \mu^6) \\
&= \frac{1}{2} (a - c + e - g) + \frac{1}{8} (2c - 8e + 18g) + \frac{1}{16} (8e - 48g) + \frac{5}{4} g \\
&+ \mu^2 \left[\frac{1}{8} (2c - 8e + 18g) + \frac{1}{8} (8e - 48g) + \frac{15}{4} g \right] \\
&+ \mu^4 \left[-\frac{1}{48} (8e - 48g) - \frac{5}{4} g \right] \\
&+ \mu^6 \left[\frac{32}{128} g \right] \\
&+ |\mu| \left[\frac{1}{3} (b - 3d + 5f) + \frac{1}{5} (4d - 20f) + \frac{16}{7} f \right] \\
&+ \frac{1}{\pi} |\mu| \cos^{-1}(|\mu|) \left[-\frac{2}{3} (b - 3d + 5f) - \frac{2}{5} (4d - 20f) - \frac{32}{7} f \right] \\
&+ \frac{1}{\pi} \sqrt{1 - \mu^2} \left[\frac{2}{3} (b - 3d + 5f) + \frac{4}{15} (4d - 20f) + \frac{256}{105} f \right] \\
&+ \frac{1}{\pi} \mu^2 \sqrt{1 - \mu^2} \left[\frac{2}{15} (4d - 20f) + \frac{288}{105} f \right] \\
&+ \frac{1}{\pi} \mu^4 \sqrt{1 - \mu^2} \left[-\frac{64}{105} f \right].
\end{aligned}$$

Finally we obtain as in a recent paper (Otto and Trautmann, 2008b)

$$\begin{aligned}
G_\mu(\mu) &= \frac{1}{4} (2a - c) + \frac{c}{4} \mu^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{e}{3} + \frac{g}{2} \right) \mu^4 + \frac{g}{4} \mu^6 + \left(\frac{b}{3} - \frac{d}{5} - \frac{f}{21} \right) |\mu| \\
&- \frac{2}{\pi} \left(\frac{b}{3} - \frac{d}{5} - \frac{f}{21} \right) |\mu| \cos^{-1}(|\mu|) + \frac{2}{3\pi} \left(b - \frac{7}{5} d + \frac{23}{35} f \right) \sqrt{1 - \mu^2} \\
&+ \frac{8}{15\pi} \left(d + \frac{f}{7} \right) \mu^2 \sqrt{1 - \mu^2} - \frac{64f}{105\pi} \mu^4 \sqrt{1 - \mu^2}.
\end{aligned}$$

Applying this GF for the trigonometric LNDF this enables us to extend our two-stream methods for the standard LNDFs (Otto and Trautmann, 2008a) to more realistic canopy structures.

4 Outlook

We demonstrated that the GF can be calculated explicitly and analytically for a trigonometric LNDF which can be treated to be more representative for realistic vegetation canopies. With regard to analytical solutions of the radiative transfer equation for a turbid vegetation medium, this opens up the possibility to develop hierarchies of fast radiative transfer solvers, for example based on the two-stream approximation, considering realistic leaf architectures. The adopted trigonometric LNDF can be seen as a promising generalisation of the commonly used standard LNDFs and allows to extend our analytical two-stream methods (Otto and Trautmann, 2008a) beyond these standard cases. We also hope to apply this knowledge to four- and multi-stream considerations.

References

- Marshak, A., Davis, A., 2005: 3 D radiative transfer in cloudy atmospheres. *Springer Press*, Berlin Heidelberg, 686 p.
- Nilson, T., 1971: A theoretical analysis of the frequency of gaps in plant stands. *Agric. Meteorology*, **8**, 25-38.
- Otto, S., Trautmann, T., 2008a: Fast analytical two-stream radiative transfer methods for horizontally homogeneous vegetation media. *Wiss. Mitteil. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, **42**, 17-32.
- Otto, S., Trautmann, T., 2008b: A note on G-functions within the scope of radiative transfer in turbid vegetation media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **109**, 2813-2819.
- Ross, J., 1981: The radiation regime and architecture of plant stands. *Dr. W. Junk Publishers*, The Hague, 391 p.

Adressen der Autoren

Sebastian Otto, Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, Postfach 1116, 82234 Weßling.

e-mail: sebastian.otto@dlr.de

Prof. Dr. Thomas Trautmann, Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, Postfach 1116, 82234 Weßling; Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig.

e-mail: thomas.trautmann@dlr.de

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Using Python language for analysing measurements from SABER instrument on TIMED satellite

P. Hoffmann, Ch. Jacobi, S. Gimeno-Garcia

Summary

The practical handling and analysis of satellite data is outlined using the programming language Python. The limb sounding technique of the SABER instrument on board of the TIMED satellite delivers vertical profiles of kinematic temperature from the stratosphere (~ 30 km) up to the lower thermosphere (~ 120 km).

The procedure may be summarised as follow: In the first step the level 2 data for one month are extracted from the netCDF format and arranged into a new altitude-latitude grid for the ascending and descending orbits. The longitudinal structure is rearranged applying the decomposition into zonal harmonics. Various cross sections of the data give a good overview of the thermal structure and dynamics of the atmosphere up to 120 km. The monthly values of the zonal averaged temperature are compared to the available data from stratospheric reanalyses up to 60 km as well as the initialized background climatology of general circulation models for the middle atmosphere.

Zusammenfassung

In diesem Artikel soll der praktische Umgang mit Satellitendaten und deren Auswertung unter Verwendung der Programmiersprache Python skizziert werden. Auf der Basis der Horizontsondierungen des SABER Instruments auf dem TIMED Satelliten werden vertikale Profile wie die kinetischen Temperatur von der Stratosphäre (~ 30 km) bis zur unteren Thermosphäre (~ 120 km) gewonnen.

Die Arbeitsschritte bei der Analyse lassen sich wie folgt gliedern: Als erstes werden die Level 2 Produkte eines Monats aus dem netCDF Format extrahiert und an ein neues Höhen-Breiten Gitter für jeden auf- und absteigenden Orbit angepasst. Die Längenstruktur wird mit Hilfe einer Zerlegung in harmonische Funktionen regularisiert. Diverse Querschnitte der Daten geben ein guten Überblick über die thermischen Struktur und Dynamik der Atmosphäre bis 120 km. Die Monatswerte des Zonalmittels der Temperatur werden mit denen aus operationellen Reanalysedaten (~ 60 km) sowie der Hintergrundklimatologie von Zirkulationsmodellen der mittleren Atmosphäre verglichen.

1. Introduction

1.1 Motivation

The knowledge of a modern interpreted programming language is necessary in today's science. These offer many useful numerical and visualisation facilities for analysing atmospheric data. The Interactive Data Language (IDL) and Matlab are well-known commercial environments of this kind. A freely available language is the Python interpreter and the extensive standard library can be downloaded for all major platforms from the Python Web site, <http://www.python.org/>.

It's elegant syntax and dynamic typing, together with its interpreted nature, make it an ideal language for scripting and rapid application development in different fields (Perez et al. 2007). The interactive environment of Python is performed here showing an example of application for middle atmosphere analysing satellite measurements from SABER instrument on the TIMED satellite. Several useful python modules are imported to extract and prepare data calculating daily averaged temperature fields and zonal harmonics. These steps are necessary to obtain information of planetary waves, tides and also gravity waves from satellite measurements. Some extracts from the main Python script *saber.py* declared as *Algorithm* are given in the following sections.

1.2 Getting Started with Python

The Python programming language and several useful modules are installed on the Linux Compute-Server (passat) of the Leipzig Institute for Meteorology (LIM). The following statements given on Algorithm 1 describe the first steps starting with the interactive nature of Python, how to import the numerical module *numpy* and running Python programs:

Algorithm 1 *First steps for getting started with Python.* (\curvearrowright typing enter button, \rightleftharpoons typing tabulator button)

```

> ipython  $\curvearrowright$                 # starting Python interpreter
In[1]:                                     # Python prompt
In[1]: import  $\rightleftharpoons$           # lists all callable modules
In[2]: import numpy as N                  # imports the numerical module numpy
In[3]: N. $\rightleftharpoons$                 # shows all numerical functions
In[4]: N.zeros?  $\curvearrowright$           # zeros(shape, dtype=float, order='C')
In[5]: a = N.zeros(10, float)             # generating an array with zeros as elements
> python saber.py  $\curvearrowright$           # running a python script
> pydoc -w saber.py  $\curvearrowright$          # generating a html- documentation
> pydoc -g  $\curvearrowright$                  # open the python documentation server

```

The language can be started using *python* for executing python scripts and for interactive typing *ipython* which features a lot of preferences e.g. viewing at data, testing new ideas, combining algorithms and directly evaluating of results.

The structure of more complex programs should be divided into *class* and *functions* as given in Algorithm 2. The Python script *saber.py* includes one *class* and several *functions* starting with the *def* statement. At the beginning of each program all necessary modules for numerical operations *numpy* and visualisation *matplotlib* have to be imported. The function *__init__()* is a kind of main program where all other functions are step-wise called such as for reading filelist, reading the scientific data format netCDF, for harmonic analysis and for plotting results. The *self* statement, see Algorithm 2, is used to define global variable (*a*) as follow: *self.a*.

Two more application of the Python language are given in appendix on Fig.8 and Fig.9 showing at first a generated html-documentation of the main Python script *saber.py* using *pydoc*. This document lists all *Modules*, *Functions* and *Data* which are used as well as *Comments* which are written in the program. The second example presents a user interface for analysing different atmospheric data based on *wxpython*.

Algorithm 2 *Programm structure of the Python script `saber.py` including functions for reading netCDF data, analysis and visualisation.*

```
class saber(object):
    def __init__(self):
    def reading_filelist(self):
    def reading_netcdf(self):
    def zonal_harmonics(self):
    def plotting_orbits(self):
    def plotting_latlev(self):
saber = saber()
```

2. SABER on TIMED Satellite

The TIMED satellite was launched on 7. December 2001 into a 625 km orbit of 74.1° inclination to investigate the Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere and Energetics Dynamics. The SABER instrument on board of the spacecraft began making observations in late January 2002 (Mlynczak, 1997). By step-scanning the atmospheric limb SABER measures height profiles of temperatures and selected chemical species from 10-180 km altitude with a horizontal resolution along track of about 400 km. The multispectral radiometer operates in the near to mid-infrared over the range $1.27 \mu\text{m}$ to $17 \mu\text{m}$ (7865 cm^{-1} to 650 cm^{-1}). It measures CO_2 infrared limb radiance from approximately 20-120 km altitude and the kinetic temperature profiles are retrieved over this heights using a full non-LTE inversion (Mertens et al. 2004). The used SABER L2A data (version 1.07) were downloaded from the web site: <http://saber.gats-inc.com> including all observed geophysical parameter.

The SABER latitude coverage extends from about 52° of one hemisphere to 83° of the other. This latitude range turn back after a 60-day period while the satellite change its orientation.

For investigating dynamics at mesosphere/lower thermosphere (MLT) region atmospheric tides are the most dominate features. Tides are global-scale waves (e.g., in temperature, winds, and density) with periods that are subharmonics of a solar day with 24 (diurnal) and 12 (semidiurnal) hours corresponding to the longitudinal structure of the first two zonal harmonics. These can be of migrating and nonmigrating nature. Migrating tides propagate westward with the apparent motion of the sun. In contrast to that, nonmigrating tides are non-sun-synchronous components. They can propagate westward, eastward, or remain standing with any zonal wavenumbers except for those from the migrating tides. Thus, tidal waves play an important role in the interpretation of satellite measurements at MLT region (Oberheide et al., 2003).

A new method for analysis of satellite data is presented in Pancheva et al. (2008). They use derived temperature fields from SABER to extract the migrating and nonmigrating tidal components as well as all stationary and travelling planetary waves simultaneously. The comparison between the altitude and latitude structure of the SABER and UKMO planetary waves of the northern hemispheric stratosphere indicates a good agreement.

2.1 Reading Netcdf Data

The SABER L2A data are available per orbit in the *Network Common Data Form* (netCDF) of about 10 MByte size. This data format is self-describing and portable including information of defining data. Special libraries are necessary to extract the content. A monthly data coverage is obtained processing 30×14 orbits in the batch mode producing a list of all file names typing: `> ls -a *.nc > filelist.txt`. The extraction of the netCDF data using Python is described

Variable(dimensions)	units	Long name
Event(event)		event number for current file
date(event)	yyyyddd	date [yyyyddd]
time	msec	time since midnight
earth_sun(event)	km	earth-sun distance
tpDN(event)		0=day 1=night
tpAD(event)		0=ascending 1=descending
tpSolarZen(event)	degrees	tangent-point solar-zenith angle
tplatitude(event,altitude)	degrees	tangent-point latitude
tpaltitude(event, altitude)	km	tangent-point altitude
tplongitude(event, altitude)	degrees	tangent-point longitude
tpSolarLT	msec	tangent-point local solar time
sclatitude(event,altitude)	degrees	spacecraft latitude
scalitude(event, altitude)	km	spacecraft altitude
sclongitude(event, altitude)	degrees	spacecraft longitude

Table 2: Geolocation data from the SABER measurements. The statements in brackets give the dimension of the data array.

in Algorithm 3 importing the module *Scientific.IO.NetCDF*. The list of variables can be printed out enter: `In[6]: ncfile.variables` ↵.

The level 2A data contains geolocation listed on Tab.2 and retrieval products listed on Tab.5. The variables that are dimensioned use the integer: *Altitude*, *Event*. The *Altitude* dimension has 400 elements to cover the maximum altitude range, but not all 400 elements will have data. The *Event* dimension depends on the number of events in the netCDF file. The geolocation data give information about geometry between sun-earth-satellite system. The spacecraft location is declared in geographic coordinates (*sclongitude*, *sclatitude*, *scalitude*). The tangent point coordinates for the limb sounding observation technique are indicated with the prefix (*tp*). A reconstructed picture for one point in time is shown on Fig.1 (left panel). The solar zenith angle at the tangent point (*tpSolarZen*) indicates the angle between the source of solar radiation and the observation point. The variable *tpAD* is later used in this section for separating orbits into ascending (*tpAD=0*) and descending (*tp_AD=1*) data.

The level 2A products of essential meteorological parameter (e.g. T , ρ , p) and concentration of atmospheric species (CO_2 , O_3 , NO , H_2O) retrieved from SABER instrument are listed on Tab.5. The right panel on Fig.1 represents one vertical profile of temperature at 26.6°N on 1/1/2005 retrieved by the limb sounding technique.

Algorithm 3 Excluding SABER L2A data with variable name 'ktemp' from netcdf file and converting as a numpy array.

```
In[1]: from Scientific.IO.NetCDF import NetCDFFile as Dataset
```

```
In[2]: import numpy as N
```

```
In[3]: ncfile = NetCDFFile('filename.nc', 'r')
```

```
In[4]: tem = ncfile.variables['ktemp']
```

```
In[5]: tem = tem.getValue()
```

```
In[6]: tem = N.array(tem, float)
```

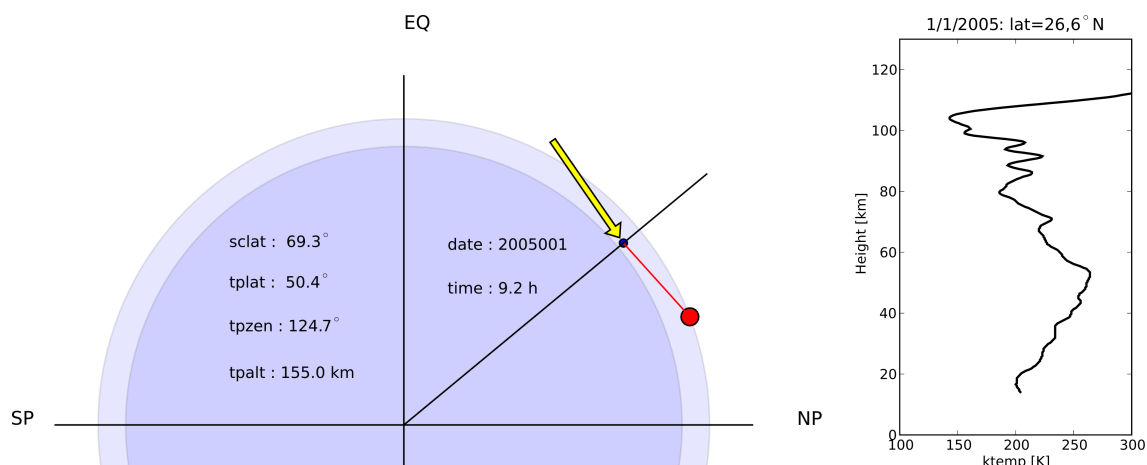


Figure 1: *left panel: The geometry of the tangent point at 50.4°N and 9.2 hours UT is reconstructed using the geolocation data which are included in the L2 netCDF file: (spacecraft: big circle, tangent point: small circle, arrow: solar ray path). right panel: Single vertical profile of temperature at 26.6°N on 1/1/2005.*

Variable(dimensions)	units	Long name
ktemp(event, altitude)	K	kinetic temperature (merge)
density(event, altitude)	1/cm3	atmospheric density
pressure(event, altitude)	mbar	pressure (merge)
tppaltitude(event, altitude)	km	tangent-point geopot. altitude
O3_96(event, altitude)	mixing ratio	O3 mixing ratio 9.6 μ m (merge)
H2O(event, altitude)	mixing ratio	H2O mixing ratio (merge)
CO2(event, altitude)	mixing ratio	CO2 mixing ratio

Table 5: *Derived level 2 products of meteorological parameters and selected chemical species. The statements in brackets give the dimension of the data array.*

2.2 Satellite Orbits

The daily global projection of satellite orbits separated into ascending (asc) and descending (dsc) nodes is presented in Fig.2 for the 1st January 2005. Ascending (open circles) orbit nodes are the instrument footprints when the satellite moves from south to north and descending (solid circles) orbit nodes are the footprints for north-south movement. Altogether 14 orbits covering the globe having a longitudinal resolution of about 25°. The Python script for mapping the TIMED satellite orbits is given on Algorithm 4 using the *matplotlib* toolkits *basemap*. Every circle includes about 98 events of 400 altitude elements and is defined in time by the *universal time* (t_{UT}) and the *solar local time* (t_{LT}). The daily t_{LT} variation for a given orbit node and latitude band is about 12 minutes and the difference between the maximum asc/dsc t_{LT} at equator amounts to 9 hours.

Algorithm 4 *Global projection of satellite orbits using the scatter plot function.*

```

In[1]: from pylab import *
In[2]: from mpl_toolkits.basemap import Basemap,shiftgrid

In[3]: m = Basemap(projection='moll',resolution='c',area_thresh=10000.,/
lat_0=30.,lon_0=0.)
In[4]: x,y = m(*meshgrid(self.lon,self.lat))
In[5]: m.scatter(x[:,0],y[:,0],c='w')
In[6]: m.drawcoastlines()
In[7]: m.drawmapboundary()
In[8]: title('SABER on TIMED (tangent points): 1/1/2005')
In[9]: savefig('orbits.pdf')

```

SABER on TIMED (tangent points): 1/1/2005

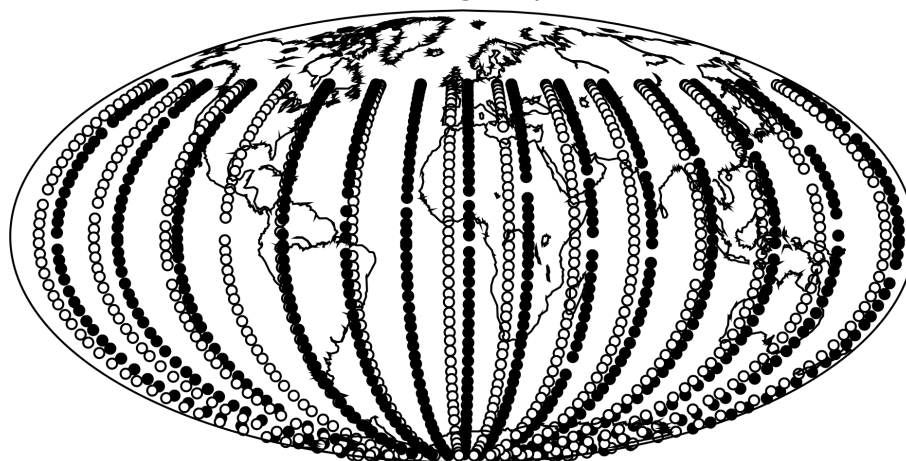


Figure 2: Mollweide projection of the tangent points for each satellite orbit on 1/1/2005 (right panel): day-time (open circles) and night-time (solid circles) measurements.

2.3 Daily Projection of Zonal Mean Temperature Profiles

The irregular daily SABER observations at tangent points for the 1st January 2005 are arranged to a new regular height-latitude (lev , lat) grid for the ascending and descending orbits separately, as shown (Algorithm 4). The latitude dimension (ny) is divided into 10 bins of 10° starting from -45° to 45° as the central point. The new vertical dimension (nz) has 50 layers of 2 km ranges from 31 to 129 km. The *numpy* function *masked_where* is applied to regrid the data by masking values which lie outside of the given range and to mask out the invalid values (-999). All data within one grid of 10° and 2 km are averaged. This procedure is applied for all orbits of day defined by the dimension (no).

From the new gridded data a daily height-latitude picture of the zonal mean temperature (\bar{T}_{asc}) and the zonal standard deviation (T'_{asc}) for the ascending data are calculated obtaining the thermal structure and dynamics of the atmosphere up to the lower thermosphere (120 km). The left panel on Fig.3 reveals the warm stratopause (50 km, 270 K) and cold mesopause (85 km, 180 K) on the summer hemisphere (-45°) as well as the transition to the thermosphere. On the right panel, the standard deviation of the longitudinal temperature variation displays some

Algorithm 5 Making a latitude-altitude grid of temperature data for the ascending orbits with horizontal bins of 10° .

```

In[1]: no = 14      #number of orbits per day
In[2]: ny = 10; dy = 10.
In[3]: nz = 50; dz = 2.

In[4]: lat = N.arange(-45., -45.+ny*dy, dy, float)
In[5]: lev = N.arange(31., 31.+nz*dz, dz, float)
In[6]: tem = N.zeros((nz, ny, no), float)

In[7]: for o in range(no):
.....     for z in range(nz):
.....         for y in range(ny):
.....             dum = N.ma.masked_where(la < (lat[y]-5.0), asc)
.....             dum = N.ma.masked_where(la > (lat[y]+5.0), dum)
.....             dum = N.ma.masked_where(lev < (lev[z]-1.0), dum)
.....             dum = N.ma.masked_where(lev > (lev[z]+1.0), dum)
.....             dum = N.ma.masked_where(dum < -999, dum)
.....             dum = dum.compressed()
.....             temp[z, y, o] = mean(dum)

```

dynamical aspects caused by tidal waves above 80 km and in the winter hemisphere ($+45^\circ$), also at lower altitudes, the latter caused by planetary waves activity, especially the stationary part.

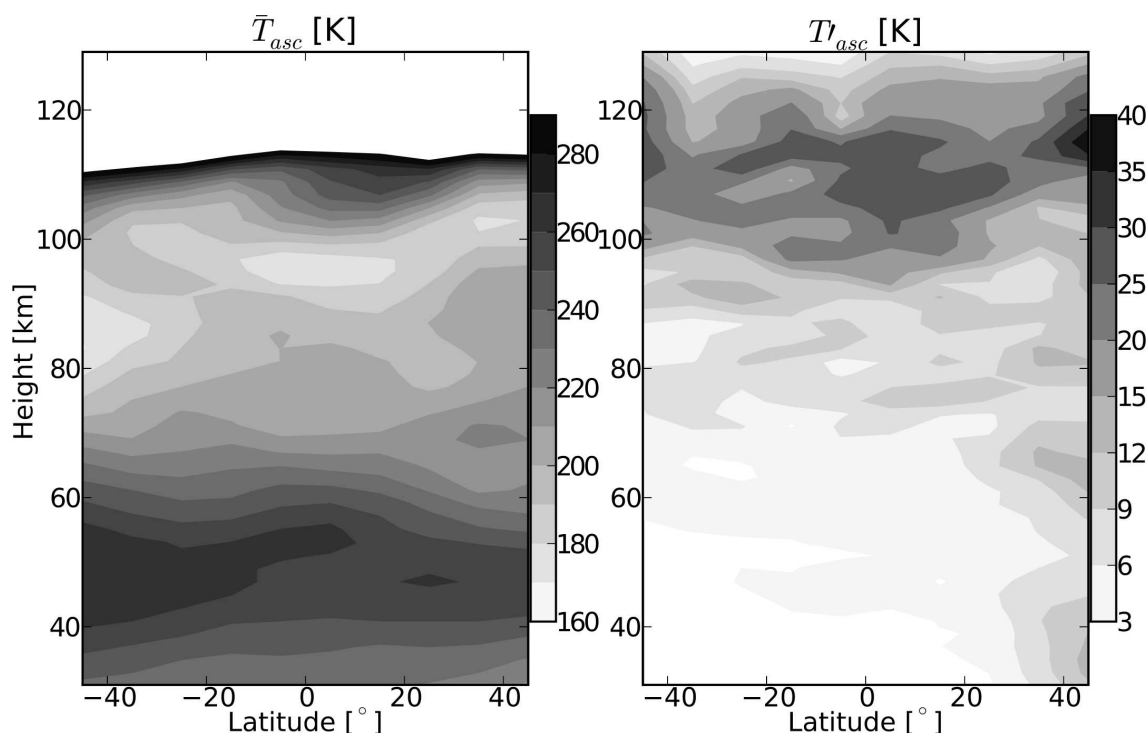


Figure 3: Height-latitude cross-section of the zonal mean temperature (left) and zonal standard deviation (right) on 1/1/2005. (Only the ascending data are used!)

2.4 Harmonic Decomposition

The irregular longitude samples are rearranged using the *tangent point longitude* (x_{tp}) information for sorting the ascending (asc) and descending (dsc) satellite orbit nodes. The decomposition of the ascending temperature variation (T_{asc}) along longitude into the first three zonal harmonics ($k = 1, 2, 3$) and the zonal mean ($k = 0$)

$$T_{asc}(z, y, x_{tp}) = A_0(z, y) + \sum_{k=1}^3 A_k(z, y) \cdot \cos[k \cdot x_{tp} - \phi_k(z, y)] \quad (1)$$

is applied using least-squares approximation. This inverse problem is solved by singular value decomposition (SVD). This method is given in a Fortran subroutine *zonal.f* which is translated into a Python module using: `> f2py -m -c zonal zonal.f`. This *self-made* library *zonal.so* can be imported into the Python program. To this aim, simply some additional information about *in/output arrays* must be appended in the Fortran code, for example: *cf2py intent(in): a*. These Python statements are regarded as comments in the Fortran syntax.

Several pictures of temperature disturbances give an overview of the dynamics of the middle atmosphere. A height-latitude image of temperature amplitudes for the first $A_{asc}(k=1)$ and second $A_{asc}(k=2)$ zonal harmonics is depicted on Fig.4. The left panel shows the amplitude of the diurnal tide at higher altitudes. Though, the westward moving diurnal migrating tide cannot be observed from sun-synchronous satellite measurements due to its similar phase speed. The observed tidal signal must be of non-migrating nature. At lower altitudes the slower planetary waves with periods of several days and zonal wavenumber 1 are dominant in the winter hemisphere. The right panel shows the signature of tidal and planetary waves having zonal wavenumber 2. The picture of the mesosphere/lower thermosphere dynamics is somewhat inaccurate due to the tidal effects which cannot be exactly analysed from orbiting satellite observations.

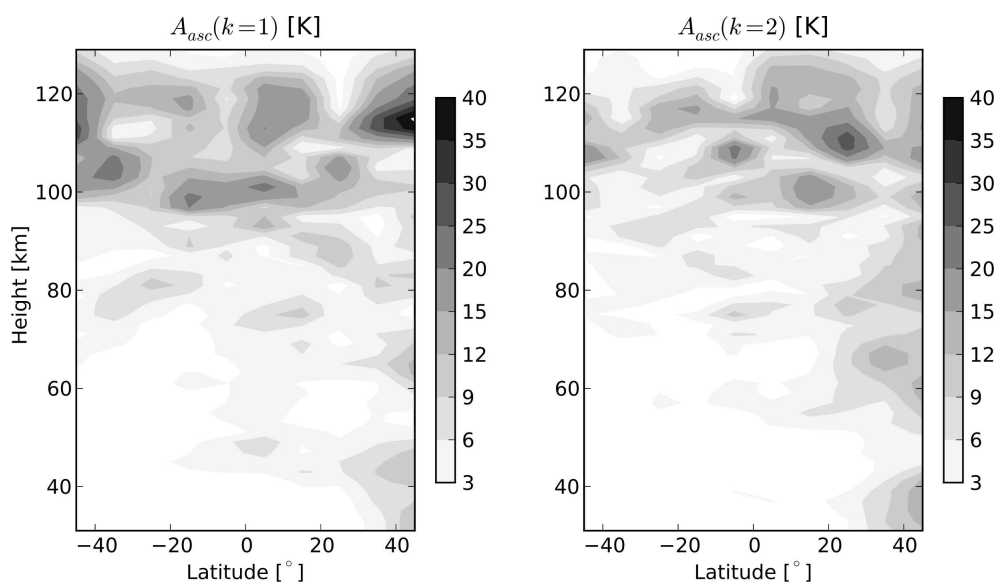


Figure 4: *Height-latitude cross-section of zonal wavenumber amplitudes for $k=1$ (left) and $k=2$ (right) on 1/1/2005.*

The reconstruction of the longitudinal structure using amplitude and phase from the first two zonal harmonics is applied producing height-longitude plots in Fig.5 at mid-latitudes (left panel) and at equator (right panel). These depict the vertical structure of the zonal harmonics. The

signatures of planetary waves at stratospheric height are weak in contrast to the diurnal and semidiurnal tidal waves. At 80 km the zonal wavenumber 1 increases. Above 90 km the zonal wavenumber 2 is dominant which means that two maxima and minima are visible in the zonal wave structure. This seems to correspond to the behaviour of the diurnal and semidiurnal tides. The semidiurnal component is the dominant feature at MLT region. A view of the horizontal structure of the temperature disturbances at several heights (51 km, 71 km, 91 km, 111 km) depicted on Fig.6 in a latitude-longitude cross-section shows a similar behaviour. At stratospheric heights (51 km) the upward propagating planetary waves in the winter hemisphere ($+45^\circ$) are dominant having amplitudes of about 9 K. At mesosphere (71 km) the planetary wave activity decreases and the equatorial forced tidal waves become important. In the MLT region the amplitudes of tides can amount more than 20 K.

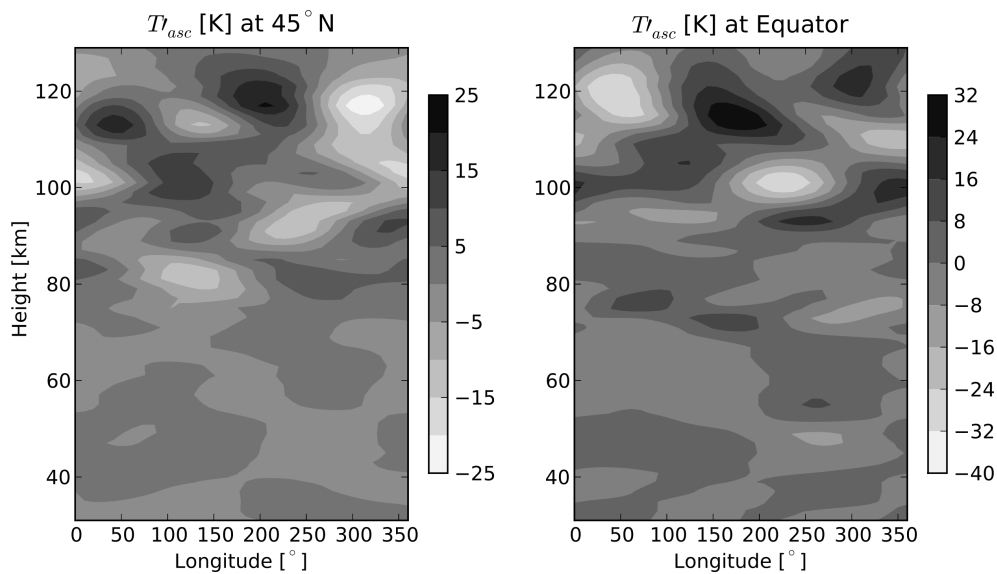


Figure 5: Longitude-height cross-section of the temperature disturbances at about 45° N (left) and near the equator (right) on 1/1/2005.

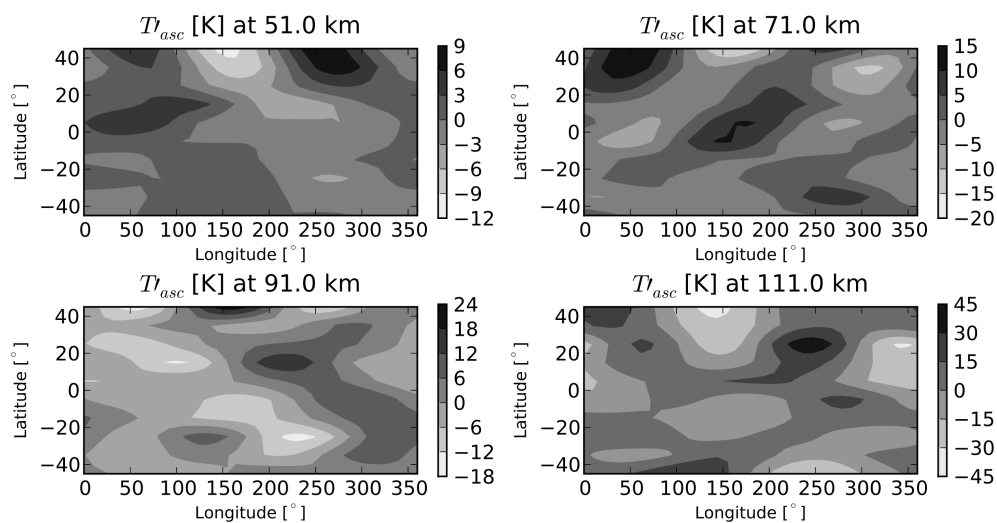


Figure 6: Horizontal contour plots of temperature disturbances at 51 km, 71 km, 91 km and 111 km height on 1/1/2005.

2.5 Monthly Mean Data

The temperature data derived from the SABER instrument for January 2005 are used to obtain a monthly mean picture, see Fig.7 (black contours). In comparison to that the greyscaling presents the background climatology for January covering an altitude range from the troposphere to the lower thermosphere generated by the general circulation model COMMA. The white contour lines show the January mean of 2005 taken from the UK Met Office stratospheric reanalysis data. These are regularly produced up to 0.1 hPa (about 60 km). The log-pressure height used as the vertical coordinate of the COMMA model was interpolated into geometric height. This approves a comparison between SABER and COMMA of the mesopause region height and temperature. Small differences can be detected, because the circulation model uses climatological data e.g. surface temperature and stationary planetary waves to generate the background wind and temperature fields. The SABER temperature data are only averaged over the January 2005. Thus, there are some variances of the summer mesopause region height (< 5 km) and temperature (< 10 km).

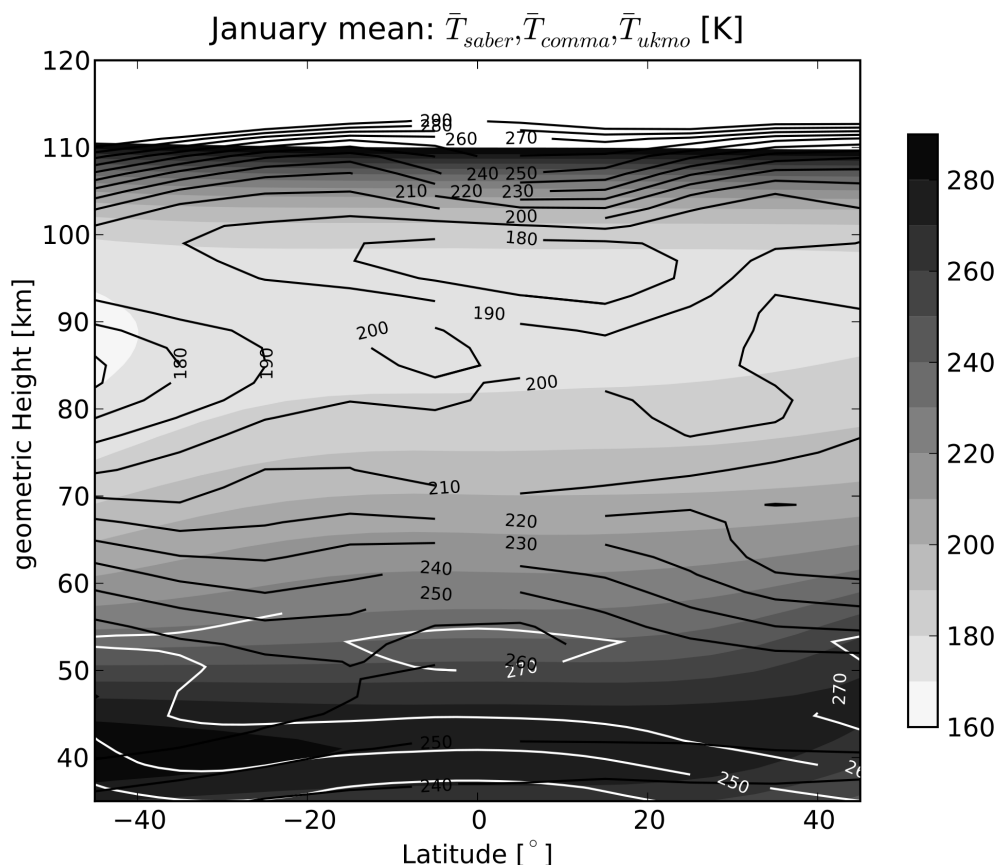


Figure 7: Height-latitude cross-section of monthly mean temperature data: shaded: COMMA (Jan), black contour: UKMO (Jan05), white contour: SABER (Jan05)

3. Discussion and Outlook

The SABER limb sounding of the stratosphere-mesosphere-lower thermosphere on board the TIMED satellite delivers temperature profiles covering the latitude region of 50°N to 50°S. The analysis of these data was presented in this work using the programming language Python.

The procedure performed here shows the preliminary steps for investigating satellite measurements with respect to global scale waves (e.g. planetary waves, tides) by producing daily maps of zonal averaged temperature profiles and its superposed harmonics. The monthly mean background temperature fields for January 2005 was calculated in comparison to the middle atmosphere model background temperature and to stratospheric reanalysed temperature data from UK Met Office (UKMO) model up to 60 km.

In the future, the SABER data may be assimilated into a mechanistic models (e.g., the MUAM, Pogoreltsev et al., 2007) for generating an extended reanalyses up to the lower thermosphere. The planetary wave analysis from UKMO could delivers the spectra of wave signals, which can be forced in the models.

Information about gravity wave activity from satellite measurements can be derived filtering the vertical wavelength ($\lambda_z < 10$ km) for each temperature profile. The application of the procedure presented here can be used to illustrate gravity wave fields and to study modulation effects by planetary waves.

Appendix

```

saber (version 1.0, 27 February 2009) index
/home_local/hoffmann/ANALYSIS/PYT/SABER/saber.py

Program for extracting satellite measurements from SABER instrument:

Modules
-----
numpy      cpw_lib      math      pylab
numpy.oldnumeric  cross_spectrum_window  matplotlib  saber_zonal
array      logpr2geomH    pyclimate  sys

Classes
-----
saber
soundina

class saber
Methods defined here:
    __init__(self)
    >>> >>>
    Function:
        main program to retrieve daily values of zonal harmonics

    global arrays:
        self.nclist: list of files
        self.nt: length of the file list

        self.grid[2,nd,nz,ny,no]: new array for SABER variables
        self.time[2,nd,nz,ny,no1]: new array of the universal time
        self.solt[2,nd,nz,ny,no]: new array of the solar-local-time

        self.lons[2,nd,nz,ny,no]: mean longitude position of the orbit within the new grid

        self.harm[2,nd,nz,ny,nx]: array of the zonal filtered data

        self.zwna[2,nd,nz,nv,nk,2l]: ampl/phas for the zonal harmonics

```

Figure 8: Snapshot of the Python-script documentation which is automatically generated using pydoc. The HTML-document includes the directory, used modules and functions as well the defined data arrays. All comments appear in this documentation for describing variables and functions.

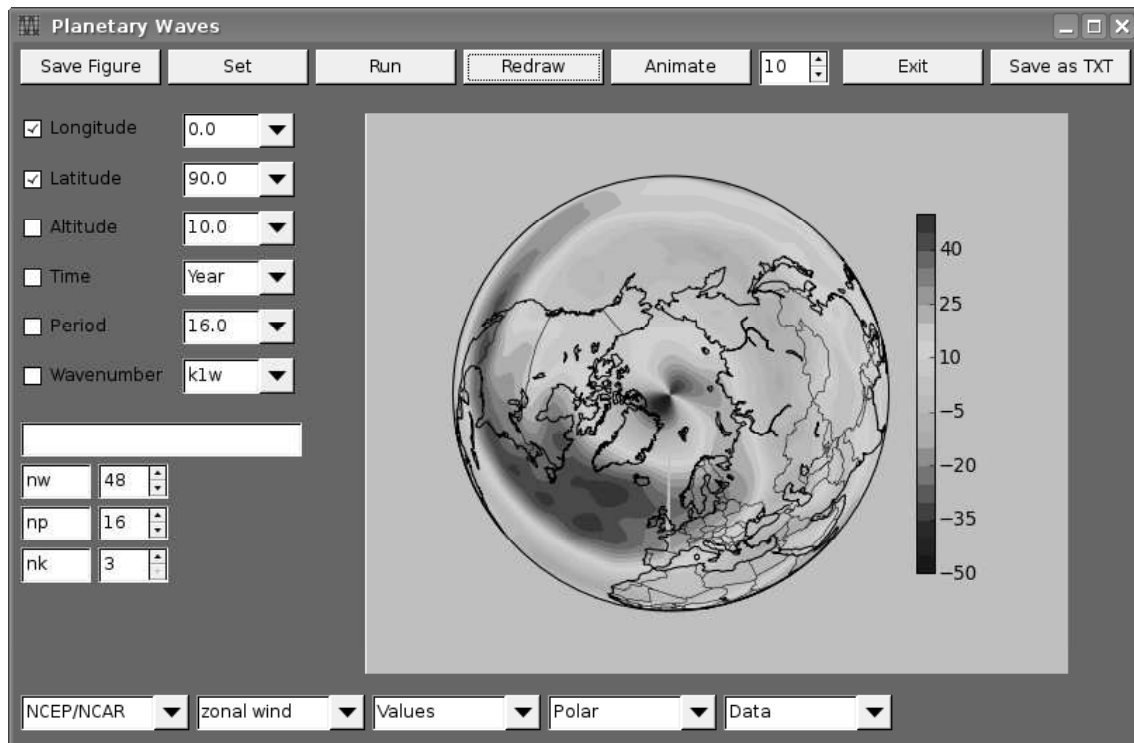


Figure 9: Snapshot of a Python generated interface using the module wx. This user interface is build for investigation of the middle- and upper atmosphere dynamics. There are many options for selecting data base (e.g. UKMO), analysing planetary waves and long-term trends.

Aknowledgements

This work is supported by DFG under grand JA 836/22-1. The authors thanks to the NASA organization providing the SABER data and the Python community for using the open-source software tools as well Falk Kaiser for his technical support.

References

- [1] Pancheva, D., Mukhtarov, P., Andonov, P., Mitchell, N. J., Forbes, J. M., 2008, Planetary waves observed by TIMED/SABER in coupling the stratosphere-mesosphere-lower thermosphere during the winter of 2003/2004: Part 1-Comparison with the UKMO temperature results, *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.*, in press.
- [2] Mertens, C. J., et al., 2004, SABER observations of mesospheric temperatures and comparisons with falling sphere measurements taken during the 2002 summer MaCWAVE campaign, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L03105, doi:10.1029/2003GL018605.
- [3] Perez, F., Granger, B. E., 2007, IPython: A System for Interactive Scientific Computing, *Computing in Science & Engineering*, Vol. 9, Issue 3, pp. 21 - 29.
- [4] Hunter, J.D., 2007, Matplotlib: A 2D Graphics Environment Hunter, *Computing in Science & Engineering* Publication Date: May-June 2007, Vol. 9, Issue 3, pp. 90-95.

- [5] Mlynczak, M. G., Marshall, T. B., Martin-Torres, J. F., Russell, J. M., Thompson, E. R., Remsberg, E. E., Gordley, L. L., 2007: Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry observations of daytime mesospheric O₂(1D) 1.27 mm emission and derivation of ozone, atomic oxygen, and solar and chemical energy deposition rates, *J. Geophys. Res. Lett.*, Vol. 112, D15306, doi:10.1029/2006JD008355.
- [6] Mlynczak, M. G., 1997, Energetics of the mesosphere and lower thermosphere and the SABER Experiment, *Adv. Space. Res.*, Vol. 20, pp. 1177 – 1183.
- [7] Oberheide, J., Hagan, M. E., Roble, R. G., 2003, Tidal signatures and aliasing in temperature data from slowly precessing satellites, *J. Geophys. Res.*, Vol. 108(A2), doi:10.1029/2002JA009585.
- [8] Pogoreltsev, A. I., Vlasov, A. A., Fröhlich, K., Jacobi, Ch., 2007, Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 69, 2083-2101.

Address of the Authors:

Peter Hoffmann, Christoph Jacobi, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, phoffmann@uni-leipzig.de.

Sebastian Gimeno-Garcia, Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF), Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, Postfach 1116, 82234 Wessling.

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Possible signal of tropospheric circulation patterns in middle atmosphere dynamics, Collm (51.3°N, 13°E) mesosphere lower thermosphere winds 1979-2008

Ch. Jacobi

Abstract

Time series of monthly mean Collm mesosphere/lower thermosphere winds 1979-2008 are analysed with respect to a possible correlation with North Atlantic Oscillation (NAO) and Southern Oscillation (SO) indices. There is a positive correlation with both indices until the middle 1990s, but later the correlation decreases or even reverses. Owing to the coupling of the SO with the NAO the change of correlation occurs broadly at the same time. The change of correlation is probably connected with changes of the middle atmosphere mean dynamics.

Zusammenfassung

Zeitreihen von Monatsmittelwerten des Windes in der Mesosphäre/unteren Thermosphäre über Collm werden auf mögliche Korrelationen mit der Nordatlantischen Oszillation (NAO) und der Südlichen Oszillation (SO) hin untersucht. Während eine positive Korrelation bis in die 1990er Jahre existiert, schwächt sich diese in der Folge ab und kehrt sich teilweise um. Da NAO und SO gekoppelt sind, erfolgen diese Änderungen etwa zur selben Zeit. Die Änderung der Kopplung steht wahrscheinlich in Verbindung mit einer generellen Änderung der Dynamik der mittleren Atmosphäre.

1. Introduction

The middle atmosphere is dynamically coupled to the troposphere mainly through gravity and planetary wave propagation and in this connection through wave-wave and wave-mean flow interaction. Therefore, since many years possible coupling mechanisms between the lower and middle atmosphere have been investigated. Since considerable part of the tropospheric circulation is described by teleconnection patterns like the North Atlantic Oscillation (NAO) or the Southern Oscillation (SO), signals of those (and other) patterns has been sought in middle atmosphere time series.

The NAO is the primary circulation pattern in the northern Atlantic and European sector. Broadly, the NAO may be described by a pressure difference between the Azores high and the Icelandic low pressure system. Thus, NAO influences the climate of the North Atlantic, but also of Europe. One possibility to describe the NAO through an index is using the difference between Ponta Delgada (alternatively Gibraltar or Lisbon) and Stykkisholmur, Iceland. Another frequently used method is to define the NAO is to use the Rotated Principal Component Analysis (RPCA) used by Barnston and Livezey (1987), and define time series of the primary pattern. Generally, high NAO index winters – the NAO describes larger part of the total circulation variance in

winter than in summer - are connected with more northward storm tracks, higher European temperatures, less/more precipitation in southern/northern Europe, and generally a stronger polar vortex. This is also seen in the stratosphere (e.g., Baldwin et al., 1994), i.e. the stratospheric polar vortex is deeper and more stable during high NAO index winters. Jacobi and Beckmann (1999) showed that for the time interval 1979-1996 high NAO index winters were connected with stronger westerly winds even in the mesosphere/lower thermosphere (MLT) over Collm, Germany, around 90 km.

The SO may be considered as the atmospheric counterpart of the El Nino/La Nina oscillation, so that both phenomena usually are summarised as El Nino/Southern Oscillation (ENSO). A SO index (SOI) is defined as the difference of Tahiti and Darwin pressure anomalies. Since during El Nino the Pacific region is warmer with negative pressure anomalies there, the SOI is negatively correlated with Pacific Ocean surface water temperatures, so that high positive values of SOI correspond to La Nina and large negative SOI values correspond to El Nino events.

ENSO is one of the primary circulation patterns at equatorial latitudes and affects climate worldwide. Since strong El Nino events (warm events) are connected with more clouds over the tropical pacific, this also leads to cooling of the tropopause region and lowermost stratosphere. This in turn during winter reduces the temperature gradient between lower latitudes and the polar vortex, weakens the latter, and enhances the probability of major stratospheric warmings (van Loon and Labitzke, 1987). Stratospheric major warmings are strong disturbances of the stratospheric polar vortex with a reversal of the zonal mean flow. Thus, on average the polar stratospheric vortex is weaker during El Nino years than it is during La Nina years. Jacobi and Kürschner (2002) showed that a weak connection between ENSO and the middle atmosphere can also be seen in MLT winds over Collm such that a positive correlation of SOI and MLT zonal wind was found in winter, which means that during warm events (positive SOI), when there is enhanced probability of disturbed polar stratospheric vortex, on average the MLT zonal winds were weaker.

A possible, and probably oversimplified, explanation of the described correlations may be that simply the MLT region defines the uppermost part of the middle atmosphere, and a disturbed stratospheric vortex with weaker zonal mean winds is reflected in reduced zonal mean winds in the MLT, too. However, coupling processes between stratosphere and the MLT circulation during stratospheric warming events is not straightforward, but owing to wave-mean flow interaction processes. Stratospheric warmings (e.g., according to the early model by Matsuno, 1971) are connected with poleward residual circulation in the upper stratosphere, downward motion in the polar stratosphere and therefore warming in the middle and lower stratosphere. This leads to decrease of the stratospheric zonal mean zonal flow, but at the same time the residual circulation pattern includes upward motion in the mesosphere and southward residual circulation in the MLT. This is connected with eastward acceleration of the mean flow in the upper mesosphere. As a consequence, depending on the strength of this upper branch of the residual circulation anomaly, the MLT zonal winds may be weaker than average (if the stratospheric zonal wind decrease/reversal is not yet compensated) or stronger than average. Jacobi et al. (1997) have shown both cases when analysing several major stratospheric warming events and their effect on the MLT.

To summarise, while in the past correlation between tropospheric circulation patterns and MLT winds have been detected, the underlying coupling mechanisms are complicated, and it is not clear whether such correlations will remain stable under changing middle atmosphere circulation conditions. In view of the fact that considerable change of the middle atmosphere temperature, composition and dynamics (in particular change in trends) has occurred during the 1990s and early 2000s (e.g., Lastovicka and Krizan, 2006; Bremer and Peters, 2008; Jacobi, 2008), it may be worth reconsidering the correlation between MLT and tropospheric indices including roughly a decade of additional data. Therefore, after describing the used datasets in section 2, in section 3 a running correlation analysis after Koderá (1993) is applied to investigate possible changes of coupling between MLT and troposphere. Section 4 concludes the paper.

2. Data

Collm MLT winds

Collm LF D1 wind measurements at 80 to 100 km altitude have been carried out for more than 4 decades until late 2008. Commercial radio transmitters in the LF range (177 kHz, 225 kHz and 270 kHz) were used, and an automatic algorithmic variant of the similar fade analysis was used for interpretation of the measurements. The reference height has not been measured before September 1982, so that the results from the earlier measurements have been attributed to the mean nighttime height near 90 km. Since 1979 half-hourly winds from three measuring paths were constructed. To avoid artefacts owing to changes in measurement strategy, we here consider only the time interval starting in 1979.

The measurements were investigated by calculating monthly median winds at each time (with a resolution of 30 minutes) of the daily measuring intervals and applying a multiple regression analysis to the monthly medians of the half-hourly mean winds. This procedure has also been applied to a shorter time interval by Jacobi and Beckmann (1999) and Jacobi and Kürschner (2002), so that the results presented here are, to a certain degree, updated from their work.

Time series of monthly mean zonal and meridional prevailing winds for each month of the year are shown as contour plots in Figure 1. Note that the scaling of the y-axis ranges from November through February to present the winter season months together. This means that November and December data refer to the year before the one indicated on the x-axis. Both the zonal and the meridional prevailing winds show, in addition to considerable interannual variability, long-term trends, in particular a positive trend of the zonal as well as the meridional prevailing wind in summer. This has already been shown, e.g., by Jacobi and Kürschner (2006). A positive trend is also visible in the winter prevailing zonal winds. Note, however, that during recent years the trend has weakened or even reversed, which has been shown by Jacobi (2008).

This trend and structural change is also shown in Figure 2, which displays January and February winds out of Figure 1 as time series. Solid symbols denote months with major stratospheric warmings according to the FU Berlin analyses (Labitzke and Naujokat, 2000). A clear connection between mesospheric winds and major stratospheric

warming events is not visible. This substantiates earlier results from Jacobi et al (1997) who found that, although in some cases the prevailing winds are reduced during the warmings (as is the case with the stratospheric winds), this is not the case for every warming. Sometimes the MLT zonal winds are particularly strong, which had been called compensation effect. In brief, this is simply the effect of the upward mesospheric drift during the warming, first described by the model of Matsuno (1971), which lead to cooling in the mesosphere and subsequently eastward acceleration of the zonal flow.

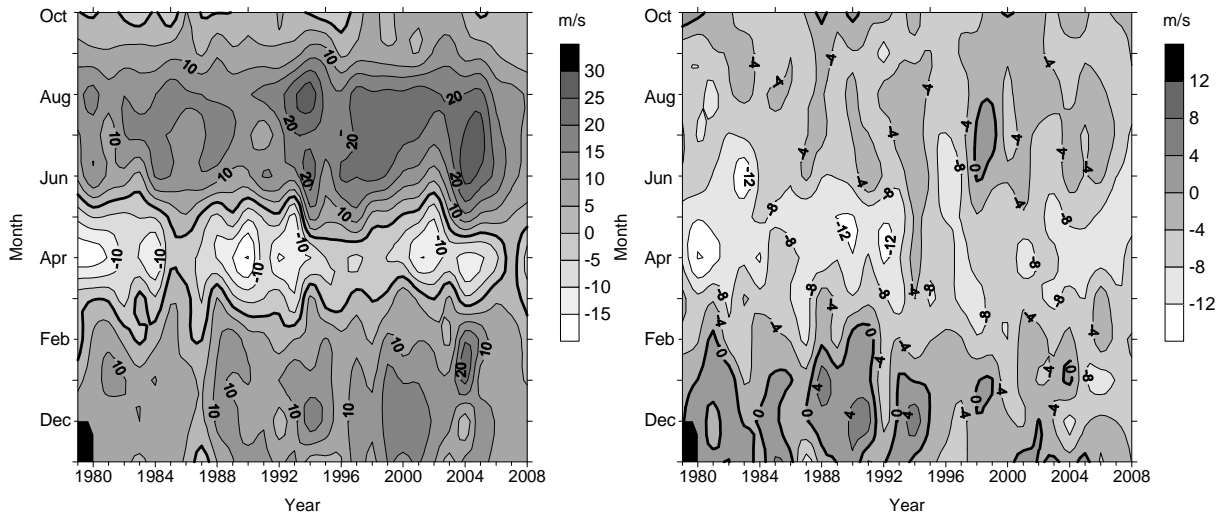


Figure 1: Zonal (left panel) and meridional (right panel) prevailing MLT winds over Collm.

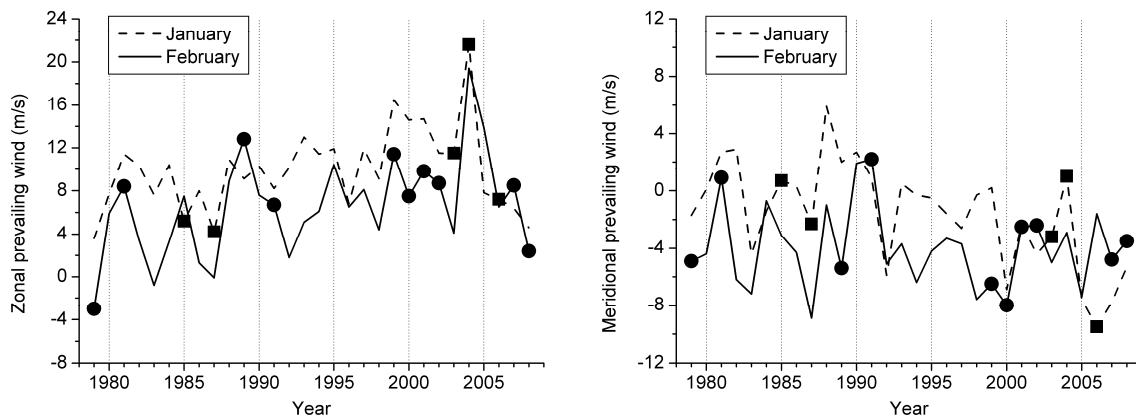


Figure 2: Time series of January and February zonal (left panel) and meridional (right panel) mean prevailing MLT winds over Collm.

The meridional prevailing wind is weakly correlated with the zonal wind, since mesospheric gravity wave forcing, which is responsible for the mesospheric/lower thermospheric wind reversal also leads to the meridional wind jet as part of the residual circulation. Therefore, at time scales of several years, positive zonal wind anomalies are connected with more northward meridional winds. This is visible, e.g., through comparing the February wind anomalies in the 1980s and early 1990s.

Southern Oscillation index

The SOI is defined as the difference of the standardised Tahiti and Darwin pressure anomalies, divided through the mean standard deviation of this difference. The index is normalised with respect to the 1951-1980 base period. The SO is the atmospheric counterpart of El Niño. The SOI is negatively correlated with Pacific Ocean surface water temperatures, so that high positive values of SOI correspond to La Niña and large negative values correspond to El Niño events. Time series of SOI data for each month are shown in the left panel of Figure 3. Most striking patterns are the El Niño events 1982/83 and 1997/98. On the right panel the January and February time series are shown. Years with major stratospheric warmings are marked by squares (January) and solid dots (February). For February there is a tendency that years with major stratospheric warmings are more frequently found during years of positive SOI, which has already been described in the literature (van Loon and Labitzke, 1987).

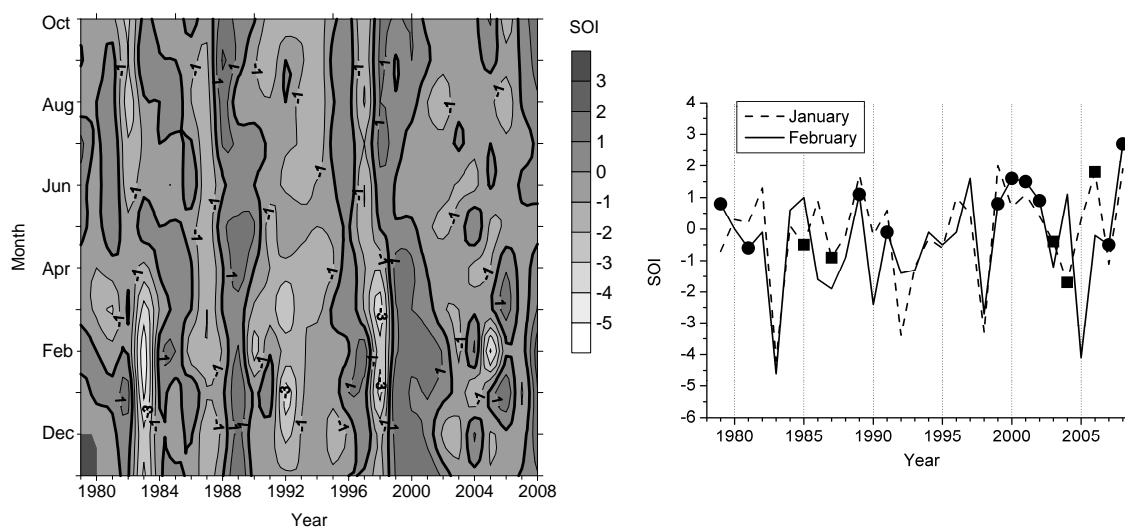


Figure 3: *Left panel: Monthly mean SOI values from 1979-2008. Right panel: Time series of the January and February SOI. Years with major stratospheric warmings are marked by squares (January) and solid dots (February).*

NAO index

NAO teleconnection indices used here has been provided by NOAA/NCEP Climate Prediction Center (CPC). The procedure used by CPC to calculate NAO indices is based on the RPCA used by Barnston and Livezey (1987). This procedure isolates the primary patterns for all months and allows time series of the patterns to be constructed. To obtain the teleconnection patterns, CPC applies the RPCA technique to monthly standardized 500-mb height anomalies in the analysis region 20°N-90°N between January 1950 and December 2000. Monthly mean NAO indices are potted in the left panel of Figure 4. There is a tendency for an increase of the NAO index after the middle 1980s, and a gradual decrease in the 1990s and 2000s. Since the NAO is known to be the primary circulation pattern of the Atlantic-European region, and since from earlier studies it was found that coupling between NAO and the upper middle atmosphere is strongest in winter (Jacobi and Beckmann, 1999), in the right panel of Figure 4 the January and February means are presented. As in Figure 3, months with major stratospheric warmings are highlighted.

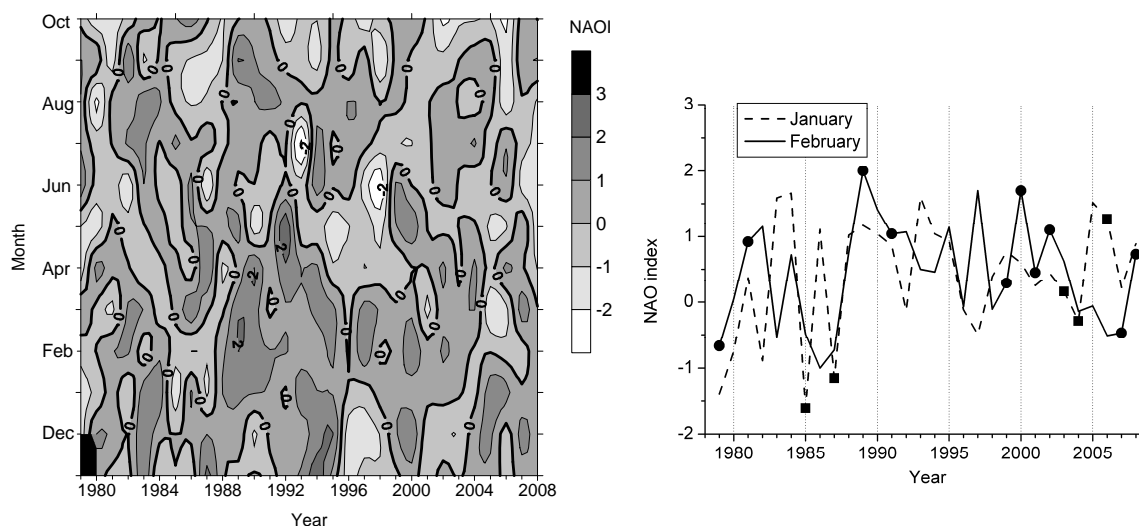


Figure 4: *Left panel: Monthly mean NAO index values from 1979-2008. Right panel: Time series of the January and February NAO index. Years with major stratospheric warmings are marked by squares (January) and solid dots (February).*

3. Running correlation analysis

Earlier studies have shown that there is a possible correlation of MLT prevailing winds with the NAO index during winter (Jacobi and Beckmann, 1999) and the SOI both in summer and winter (Jacobi and Kürschner, 2002). However, more recent analyses including about an additional decade of measurements indicate that these correlations decrease. To investigate the possible coupling processes and their changes therefore requires the analysis of correlation during different time intervals. Here the running correlation analysis (Kodera, 1993) is applied, which essentially consists of the calculation of correlation coefficients within time intervals of defined length (11 years is used here) and shifting this window through the time series under investigation.

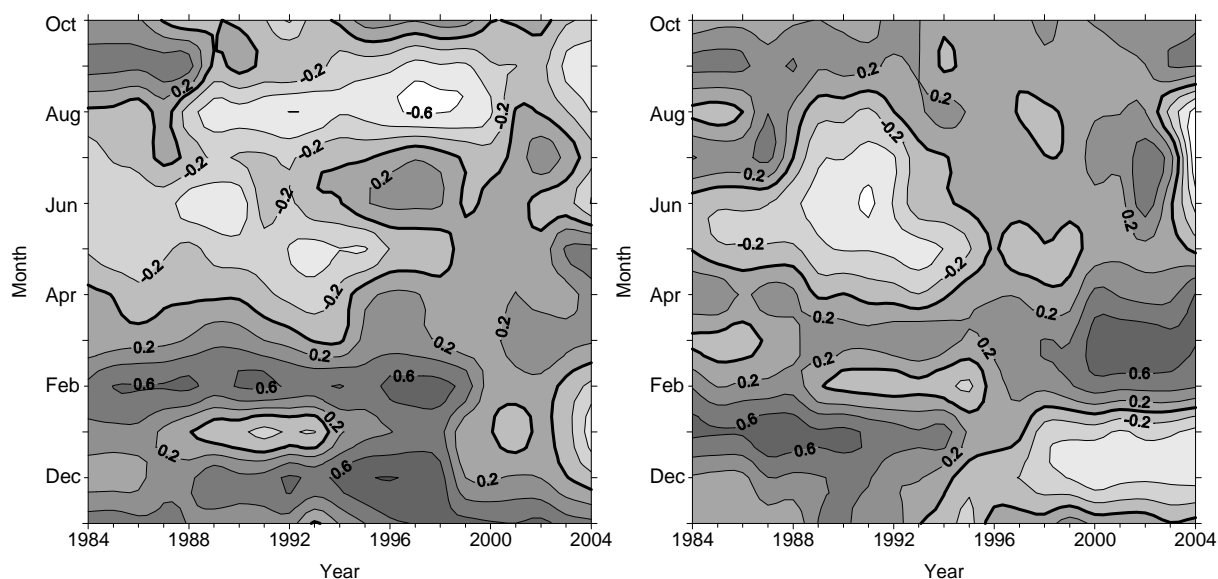


Figure 5: *Running correlation between SOI and Collm MLT zonal (left panel) and meridional (right panel) prevailing winds for each month of the year. Analysis is based upon 11 year data windows.*

Figure 5 displays results of running correlation analysis between the zonal (left panel) and meridional (right panel) prevailing MLT winds and the SOI. As has already been shown by Jacobi and Kürschner (2002), the correlation between SOI and zonal wind is mainly positive in winter, but - weakly - negative in summer, which both means a stronger mesospheric wind jet for positive SOI. However, after the late 1990s the correlation decreases and even reverses. While for this time interval there is no significant correlation in summer any more, in the 2000s the winter wind/SOI correlation is negative. The correlation patterns between meridional MLT wind and SOI are broadly similar to the ones in the left panel of Figure 5, which reflects the correlation between zonal and meridional MLT winds.

The correlation between winter NAO index and MLT zonal prevailing wind is positive in the first half of the time interval under consideration (Figure 6). As has been shown by Jacobi and Beckmann (1999), the correlation is only significant during winter. Again, the correlation between NAO index and meridional winds show similar features. As is the case with the SOI/MLT wind correlation in Figure 5, the NAO/MLT wind correlation decreases during the late 1990s and reverses in the 2000s.

The similar behaviour of the correlation between MLT and SOI as well as NAO index may be explained by a possible coupling between SOI and NAO. As has been shown in the literature (van Loon and Labitzke, 1987), the stratospheric polar vortex is weaker during ENSO warm events (negative SOI) than during cold events (positive SOI). On the other hand the NAO is correlated with stratospheric circulation such that during positive NAO index winters the stratospheric vortex is deeper than during negative NAO index winters (e.g., Baldwin et al., 1994).

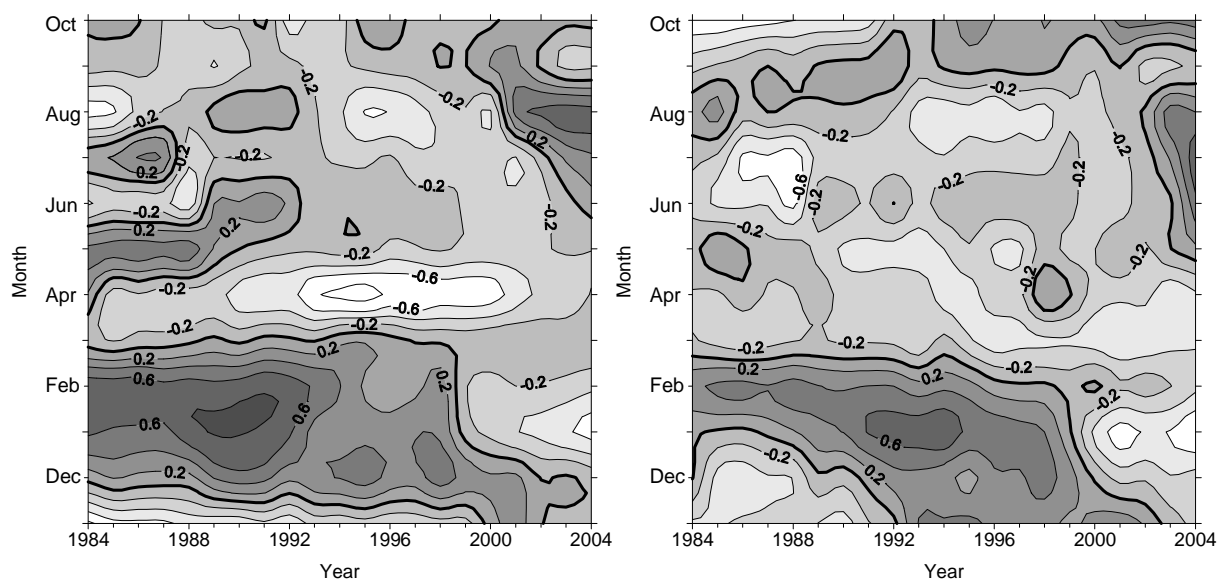


Figure 6: Running correlation between NAO index and Collm MLT zonal (left panel) and meridional (right panel) prevailing winds for each month of the year. Analysis is based upon 11 year data windows.

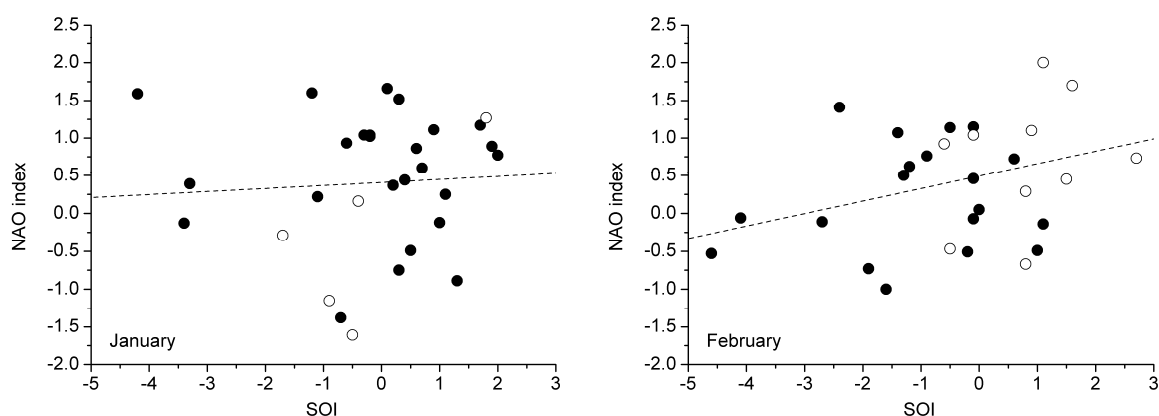


Figure 7: Scatter plots of monthly NAO indices against SOI for January (left panel) and February (right panel). Months with major stratospheric warmings are indicated as open symbols.

Correlation between the NAO index and the SOI shows that for January there is no correlation, while for February the correlation is, although weakly, positive ($r = 0.34$ for 1979-2008). As can be seen from the scatter plot in Figure 7 (see also the right panel of Figure 3), this weak positive correlation is connected with the appearance of major stratospheric warmings that are found more frequently for positive SOI in February.

4. Discussion and conclusion

From Figure 5 and Figure 6 one finds that obviously there is a change in the middle atmosphere circulation after the late 1990s that affects the coupling between the lower

and middle atmosphere. This feature has also been found by Merzlyakov et al. (2008) using MLT winds over Obninsk (55°N, 37°E) which rules out an influence of possible inhomogeneity of the Collm wind time series. This change corresponds to the increased number of major stratospheric warmings since the late 1990s, after there has been none for several years since the warming in February 1991. There is also an indication for a change in long-term trends found in MLT winds such that the positive zonal prevailing wind trends seem to level out or even reverse in recent years (Jacobi, 2008).

There are other atmospheric parameters showing a change of trends in recent years. Randel et al. (2006) reported an increased Brewer-Dobson circulation and decreases of stratospheric water vapour beginning in 2001. Lastovicka and Krisan (2006) presented a change of trend in total ozone content (TOC) and ozone laminae, the latter being the signature of ozone streamers in the vertical and thus a possible indicator for PW (breaking) activity in the stratosphere. They found, that a decrease of TOC and ozone content within laminae before 1995 was followed by an increase after that time. It was assumed that this change was dynamically forced. Also reported is a change of stratospheric/mesospheric temperature trends in relation to an ozone trend change (Bremer and Peters, 2008), which appears in the middle 1990s and which is not a result of reduced anthropogenic chlorine loading, but has dynamical origin.

The reasons for such a structural change of the middle atmosphere are still under consideration. At present we may conclude that there is a possible change of the MLT and stratospheric circulation, and this change also affects coupling processes between the lower and the middle atmosphere.

Acknowledgements

This research has been partly supported by DFG under grant JA836/22-1. NAO indices and SOI have been provided by NOAA/NCEP Climate Prediction Center through their web site at <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/>. Information about stratospheric warming has been provided by FU Berlin, stratospheric research group on <http://www.geo.fu-berlin.de/en/met/ag/strat/products/northpole/index.html>.

References

- Baldwin, M.P., X. Cheng und T.J. Dunkerton, 1994: Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. *Geophys. Res. Lett.* 21, 1141-1144.
- Barnston, A.G., and R.E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.* 115, 1083-1126.
- Bremer, J., and D. Peters, 2008: Influence of stratospheric ozone changes on long-term trends in the meso- and lower thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 70, 1473-1481.

- Jacobi, Ch., and B.-R. Beckmann, 1999: On the connection between upper atmospheric dynamics and tropospheric parameters: correlation between mesopause region winds and the North Atlantic Oscillation. *Clim. Change* 43, 629-643.
- Jacobi, Ch., 2008: Low-frequency lower E region wind and reflection height measurements as sensor for climate variability. *Adv. Radio Sci.* 6, 331-335.
- Jacobi, Ch., R. Schminder and D. Kürschner, 1997: The winter mesopause wind field over Central Europe and its response to stratospheric warmings as measured by D1 LF wind measurements at Collm, Germany. *Adv. Space Res.* 20, 1223-1226.
- Jacobi, Ch., and D. Kürschner, 2002: A possible connection of midlatitude mesosphere/lower thermosphere zonal winds and the Southern Oscillation. *Phys. Chem. Earth* 27, 571-577.
- Jacobi, Ch., Kürschner, D., 2006: Long-term trends of MLT region winds over Central Europe. *Phys. Chem. Earth* 31, 16-21.
- Kodera, K., 1993: Quasi-decadal modulation of the influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the north polar stratospheric temperatures. *J. Geophys. Res.*, 98, 7245-7250.
- Labitzke, K. and B. Naujokat, 2000: The lower arctic stratosphere in winter since 1952. *SPARC Newsletter No.15*, 11-14.
- Lastovicka, J., and Krizan, P.: Trends in laminae in ozone profiles in relation to trends in some other middle atmospheric parameters, *Phys. Chem. Earth*, 31, 46-53, 2006.
- Matsuno, T. , 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1479-1494.
- Merzlyakov, E., Ch. Jacobi, T.V. Solovjova, und Yu.I. Portnyagin, 2008: Structural changes in trends of the MLT winds at middle and high latitudes. 5th IAGA/ICMA/CAWSES Workshop "Long-Term Changes and Trends in the Atmosphere", St. Petersburg, 9.-13. September 2008, submitted to *J. Atmos. Solar-Ter. Phys.*
- Randel, W. J., Wu, F., Vömel, H., Nedoluha, G.E., and Forster, P., Decreases in stratospheric water vapor after 2001: Links to changes in the tropical tropopause and the Brewer-Dobson circulation, *J. Geophys. Res.*, 111, D12312, doi:10.1029/2005JD006744, 2006.
- van Loon, H., and K. Labitzke, 1987: The Southern Oscillation. Part V: The anomalies in the lower stratosphere of the northern hemisphere in winter and a comparison with the quasi-biennial oscillation. *Mon. Wea. Rev.* 115, 357 -369.

Cosmic Noise Observation with a Standard Meteor Radar

G. Stober, Ch. Jacobi

Zusammenfassung

Die Nutzung von Riometern (Relative Ionospheric Opacity Meter) zur Messung relativer atmosphärischer Absorption (in dB) ist eine etablierte Methode. Hingegen ist die Messung atmosphärischer Absorption mit absolutkalibrierten Radaren in Form einer Rauschtemperatur eher selten durchgeführt worden. In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten einer absoluten Radarkalibrierung für ein kommerzielles SKiYMET-System vorgestellt. Die gemessene QDC (Quiet Day Curve, eine Referenzkurve für ungestörte Tage) wird dabei mit Referenzdaten verglichen. Daran wird der Einfluss des Antennenmusters auf die QDC verdeutlicht und quantitativ dargestellt. Die erreichte Genauigkeit beträgt dabei ungefähr 600 K. Die kontinuierliche und stabile Beobachtung erlaubt es, die Kopplung der Ionosphäre mit der solaren Aktivität zu untersuchen, ohne den normalen Betrieb zur Meteoranalyse zu unterbrechen.

Abstract

The observation of relative atmospheric absorption (in dB) using Riometers (Relative Ionospheric Opacity Meter) is a well established method. However, the measurement of atmospheric absorption as a noise temperature with absolutely calibrated radars has rarely been realized. This work demonstrates the possibilities to perform an absolute radar calibration for standard SKiYMET meteor radars. The measured QDC (Quiet Day Curve) and the comparison to a reference QDC illustrates the capability to quantify the effect of the antenna pattern. The achieved accuracy for a QDC is approximately 600 K. The high stability of the observation during normal meteor mode allows also to investigate the ionospheric response caused by the coupling of the solar activity.

1 Introduction

Most meteor radars operate in the VHF band, which is within the atmospheric radio window. This means that any transmitted radiation can freely propagate to space. Hence, systems working in this frequency range are also sensitive to cosmic radiation, which is one of the major noise sources for these radars. From Relative Ionospheric Opacity Meter (Riometer) measurements it is known that the cosmic noise signal shows a characteristic pattern according to their geographic latitude and beam tilt (Friedrich et al., 2002). Usually, Riometers observe the extraterrestrial radiation on frequencies between 20 – 55 MHz. This frequency range is also occupied by standard meteor radars. Unfortunately, the received power P from the cosmic noise depends on the system frequency and the bandwidth B of the receiver. Hence, it is more useful to express the received extraterrestrial radiative power as a sky temperature T_{sky} :

$$P = k_B B T_{sky} \quad , \quad (1)$$

with k_B as Boltzmann's constant. Another aspect of the cosmic radiation is the effect of ionospheric absorption during times of high ionization rates. This makes such a measurement of the sky temperature sensitive to the solar activity by using an unaffected reference sky temperature map, which can be derived during times of low ionization

operating frequency	36.2 MHz
peak power	4.8 kW
pulse width	12 μ s
PRF (Pulse Repetition Frequency)	2144 Hz
sampling resolution with 4 point coherent integration	1.87 ms
altitude range	70 – 110 km
altitude gate width	2 km
angular resolution	2°

Table 1: The basic instrumental parameters the radar is operated.

in the MLT (Mesosphere/Lower Thermosphere) region. The differences between the observed sky temperature and those of the reference map give a qualitative ionization level. Thus, it is possible to study day and night as well as summer and winter variations in the background ionization. This is called absorption and often expressed as relative power loss in *dB*. Friedrich et al. (2002) studied the absorption phenomena comparing Riometer measurements with rocket borne wave propagation experiments in the altitude range from 75 to 115 km. Friedrich et al. (2002) expected more than 2/3 of the absorption to occur in this atmospheric region. However, standard meteor radars cover the same frequency range and observe the meteors against the cosmic noise background.

2 The Collm meteor radar

The Collm meteor radar (51.3°N,13°E) is a commercially produced SKiYMET all-sky interferometric radar. The system consists of one 3-element Yagi transmitting antenna and five 2-element Yagi receiving antennas. The receiver array is build up as an asymmetric cross with baseline lengths of 2 and 2.5 wavelengths among the receiving antennas. A detailed description of the SKiYMET all-sky meteor radar can be found in Hocking et al. (2001). The basic instrument parameters are given in table 1. It has to be mentioned that the antenna array is placed within a forest and surrounded by trees. The trees have a typical distance among each other of 7 to 9 m. However, during the summer months the receiving antennas are almost completely covered by a roof of leaves from the forest, which leads to additional absorption. The controlling unit is placed in a small barrack 50 m beside the receiving array.

3 Cosmic noise sources

There are several sources of extraterrestrial radiation. The basic physical mechanism for the cosmic radio emission are relativistic electrons, which are trapped in strong magnetic fields on spirals orbits. The magnetic fields are created within the galaxies due to their rotation. The electrons move on these spiral orbits with their cyclotron frequency and emit radiation within a cone as predicted by electrodynamic theory. The emitted waves are called synchrotron radiation. The intensity of the emission can be expressed as a radiation temperature T_B and is described by the Rayleigh-Jeans-law (equation 2). Considering the measured cosmic noise received at a frequency ν as black body radiation allows to compute the black body temperature from;

$$T_B = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} I_\nu \quad (2)$$

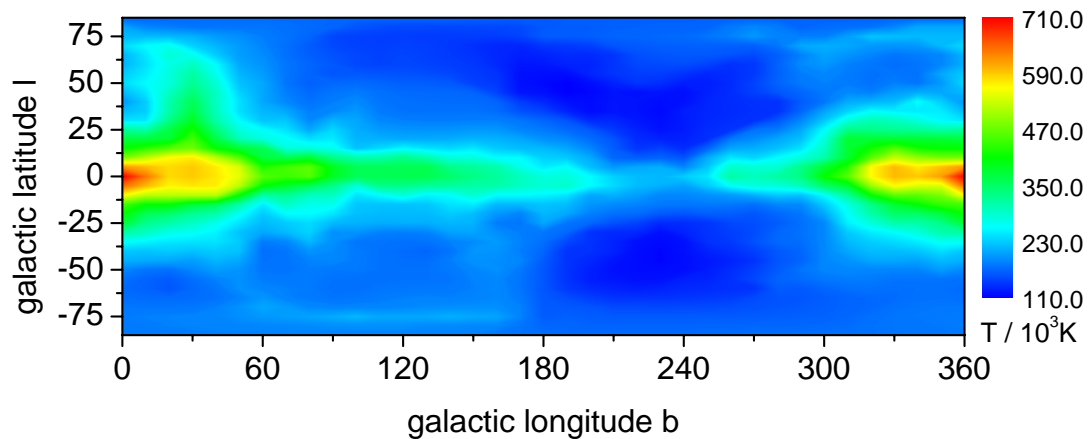


Figure 1: Cane (1978) 30 MHz radio image of our galaxy expressed as a sky temperature. The grid distance is 10° in galactic longitude b and 5° in galactic latitude l .

Here ν is the frequency, I_ν the observed intensity of the radiation, c the speed of light and T_B the black body temperature. In figure 1 the sky temperature map derived by Cane (1978) for 30 MHz is given. This map is still the most recent one and illustrated the disc-like structure of our home galaxy. The sky temperature ranges from about 11000 K (low intensity / radio quiet) to 71000 K (high intensity / radio loud). The resolution is 10° in longitude b [$0^\circ, 360^\circ$] and 5° in latitude l [$-85^\circ, 85^\circ$]. The red area on the left and right map margin at $l = \pm 5^\circ$ latitude marks the galactic core. The green area illustrates the galactic disc with reduced radio emission and the blue areas label the areas with a weak contribution to radio noise intensity. For convenience, in figure 2 the map from Cane (1978) is converted to celestial coordinates, which are the more natural coordinates for noise observations with a fixed antenna beam. The grid resolution is again 10° in right ascension α [$0^\circ, 360^\circ$] and 5° in declination δ [$-85, 85$]. Obviously, the galactic core is only visible on the southern hemisphere and the northern hemisphere shows a decreased radio noise intensity. Therefore, one would expect a semidiurnal noise pattern for a radar observing the northern hemisphere and a diurnal pattern for a southern hemispheric measurement. However, the antenna pattern has also to be considered. A large antenna beam width α_{eff} as used by the SKiYMET can receive cosmic radiation from a widely extended part of the celestial sphere. This can be modeled by using the sky temperature map from Cane (1978) and considering the antenna pattern as well as the geographic latitude. In figure 3 a schematic view of the vertical profile for an antenna beam is shown. The effective opening angle α_{eff} is defined as the 3 dB power loss compared to the maximum power parallel to the symmetry axis. Some of the Riometers have pivoting antennas to obtain a coverage of different parts on the celestial sphere. However, Friedrich et al. (2002) studied scenarios for non-vertical beams and large F-region electron densities, which can increase the apparent absorption to unrealistic values. As a worst case scenario the absorption can block the complete cosmic radiation emitted from zenith angles above 70° . The same effect limits the opening angles for Riometers and can reduce the effective receiving pattern of the systems. The sky temperature map from Cane (1978) allows to predict a possible QDC in dependence of the radar site, beam tilt and the effective opening angle for an isotropic antenna. The extraterrestrial radiation is important for the meteor radars, as the cosmic background defines the detecting threshold and the minimum measurable electron line density q . In the following section, it is demonstrated how the cosmic radiation is used to evaluate the antenna calibration.

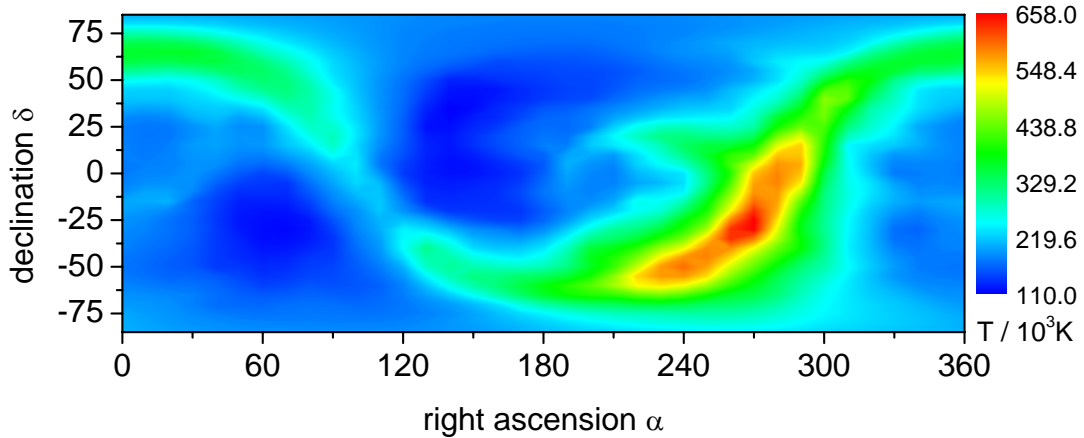


Figure 2: Cane (1978) 30 MHz radio image of our spiral galaxy transformed to celestial coordinates. The grid distance is 10° in right ascension α and 5° in declination δ .

4 Sky temperature measurements - radar calibration

Before a sky temperature can be derived the radar has to be calibrated according to the received power. Usually the receiver measures a voltage U in digitizer units, which corresponds to a priori unknown power P in watts;

$$P = c_{cov} \cdot U^2 \quad , \quad (3)$$

where c_{cov} is a conversion constant, which has to be determined. This procedure is also known as "absolute calibration" and is described in Latteck et al. (2008). However, the basic idea of the calibration is to use the radar volume reflectivity η . The reflectivity is defined as the ration of the total isotropic scattered power to the power density equal to the backscattered radiation, per unit volume and unit incident power density (Latteck et al., 2008);

$$\eta = \frac{P_r 128 \pi^2 2 \ln(2) r^2}{P_t G_t G_r \lambda^2 e \Theta_{[1/2]}^2 c \tau} \quad , \quad (4)$$

where r is the scattering range, G_t and G_r are the one way antenna gains, $\Theta_{[1/2]}^2$ is half beam width of the transmitting antenna, e is the system efficiency including feeding losses, P_r and P_t are the received and transmitted power, and τ is the pulse width. This equation can be simplified by combining all system dependent variables into one constant;

$$\eta = P_r \cdot c_{cov} \cdot r^2 \quad . \quad (5)$$

This relation already includes the conversion constant c_{cov} in dependence of the scattering range r . In principle there are two possibilities to calibrate radars:

- calibration with a calibrated noise source,
- delay line combined with variable attenuation.

In figure 4 both methods are shown schematically. For the calibration the system is switched off and the antenna cables of the transmitter and the receiver are removed. In the case of a delay line calibration the FSU (frequency synthesizer unit) creates the signal for the transmitter, which is then directly fed into the receiver via a delay line of 100 μs and an attenuation in the range of 30 dB to 110 dB to avoid the saturation of the receivers.

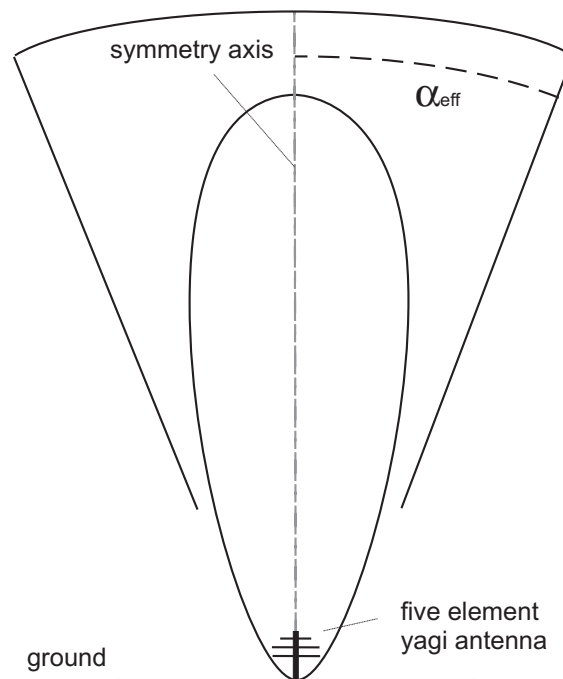


Figure 3: Scheme of the antenna power pattern for a five element Yagi antenna as used for the Collm meteor radar. The effective antenna opening angle α is defined by the 3dB level.

The insulation of the power fed into the receiver is also necessary to avoid any damage to the hardware due to electrical surge. The red lines in figure 4 mark the injection of the noise generator or the delay line instead of the antenna cables. For the transmitter it is also possible to use a duplexer to separate the signal into two portions, namely for the transmitting antenna and for the delay line. The calibration with the noise generator is also shown in figure 4. In this case the transmitter cables do not have to be interrupted. In fact, a calibrated noise signal is than directly fed into the receivers. However, for the calibration of the Collm (51.3°N, 13°E) radar both methods were applied and the results will be discussed in the next sections. In general, the calibrated noise source can also be the cosmic radiation, but therefore it has to be ensured that no absorption disturbs the measurements during the calibration. Hence, the use of cosmic radiation as noise source is difficult for all wide beam radars operating in the frequency domain from 20 to 40 MHz, which are affected by the same problems than standard Riometers.

4.1 Calibrated noise source

The idea of this calibration method includes the use of a calibrated noise source and feeding this noise directly into the receiver unit of the radar. The noise generator delivers a specified noise in dB. This noise power P_{inp} can be described similar to the cosmic radiation (equation 1) with a noise temperature T_{inp} ;

$$P_{inp} = k_B B T_{inp} = c T_{inp} \quad , \quad (6)$$

where T_{inp} is the equivalent noise temperature. However, the receiver and A/D converter create some noise due to their own noise temperature T_r . This results in an offset of the measured noise power at the receiver output, which leads to;

$$P_r = g_r k_B B (T_r + T_{inp}) \quad , \quad (7)$$

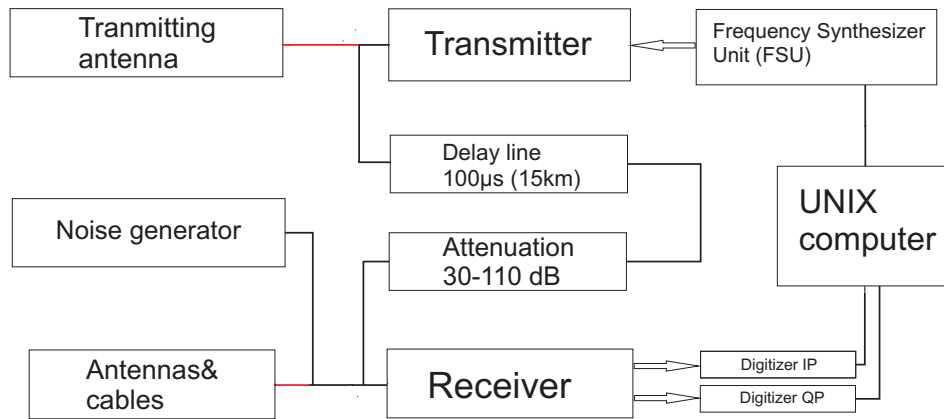


Figure 4: Schematic of the absolute calibration of an VHF radar as done at Collm radar site.

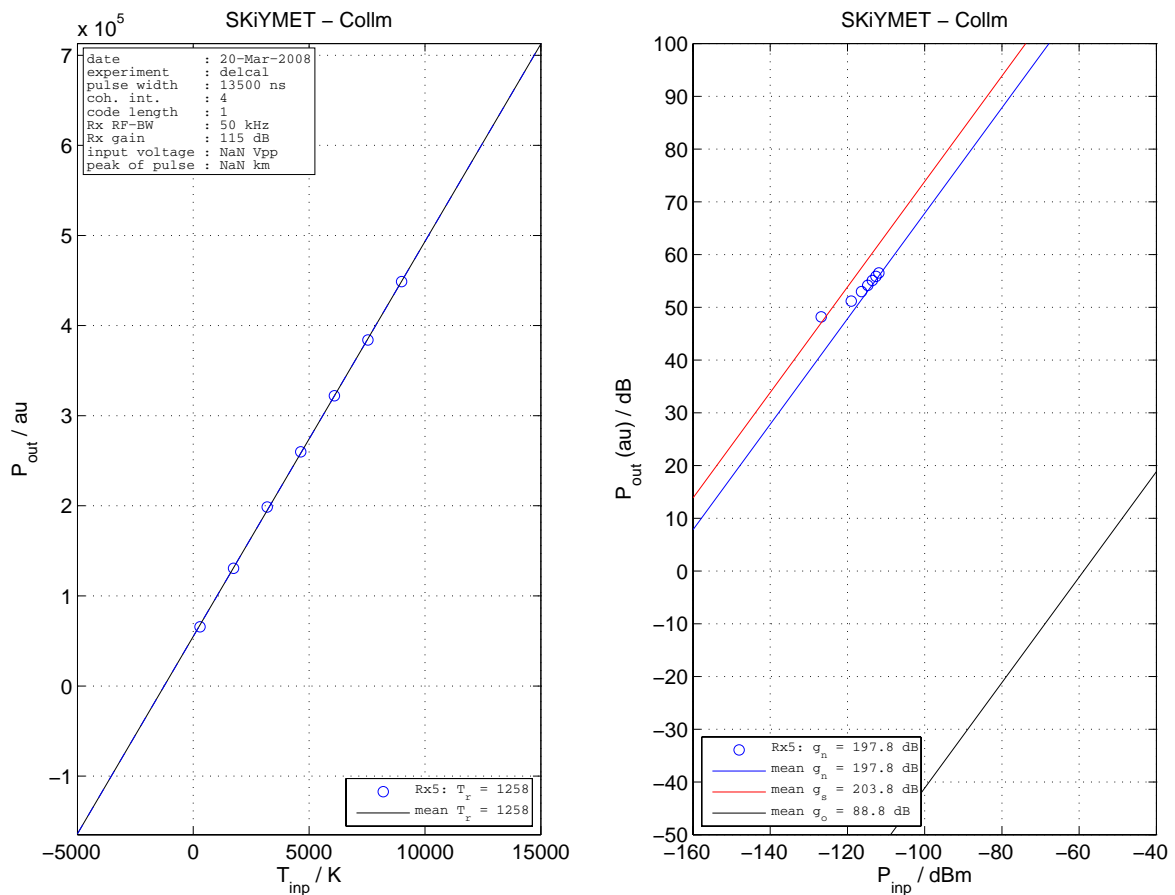


Figure 5: Noise calibration coefficient estimated from calibrated noise source measurements with direct injection into the receiver. Left: graph of receiver output power versus noise temperature as generated from the source to estimate the receiver noise temperature T_r . Right: receiver input power [dBm] versus output power [dB] as measured during the calibration. Figure provided by IAP Kühlungsborn (courtesy of W. Singer).

where g_r is the receiver gain for the receiver output power P_r in arbitrary units (au). Equation 7 can be expressed according to Latteck et al. (2008);

$$P_r = a + b \cdot T_{inp} \quad (8)$$

The coefficients a and b can be estimated by a linear fit. Using equation 6 and 8 allows to determine the calibration coefficient c_i for incoherent signals as noise (Latteck et al., 2008);

$$c_i = \frac{P_{inp}}{P_r - a} . \quad (9)$$

However, for coherent signals one has to consider the pulse code length n as well as the number of coherent integrations m . Taking these factors into account leads to a calibration coefficient for coherent signals c_c as described by;

$$c_c = \frac{c_i}{n \cdot m} . \quad (10)$$

This results in the conversion for coherent signals applying the equation for the absolute calibration;

$$P_{inp}[W] = P_r[au] \cdot c_c . \quad (11)$$

In the left panel of figure 5 the application of the outlined procedure to the Collm radar is shown. The offset due to the receiver thermal noise as a noise temperature T_r is clearly distinguishable. The receiver number five (R_{x5}) was taken as representative for all the other receiver channels. In the right panel of figure 5 one can see the connection of the injected noise power into the receiver in dBm with the measured noise power in dB . The calibration coefficients given in this case are expressed as a gain in dB . The labels at gains $g_{n/s}$ in figure 5 correspond to the calibration coefficients c_i for incoherent and c_c for coherent signals. Hence, the calibration constants can be computed from for incoherent signals;

$$g_n[dB] = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{inp}[W]}{P_r[au]}\right) = 10 \cdot \log(c_i) , \quad (12)$$

and for coherent signals;

$$g_s[dB] = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{inp}[W]}{P_r[au]}\right) = 10 \cdot \log(c_c) . \quad (13)$$

For the Collm radar system the red line in figure 5 marks the coherent calibration curve and the blue line the incoherent calibration curve. The radar uses a 16 bit coded pulse with a 4 point coherent integration.

4.2 Delay line method

The calibration with the delay line uses the second branch in the configuration scheme in figure 4. The advantage of this method is that it directly leads to the calibration factor c_c for coherently received signals (Latteck et al., 2008). In addition, it is possible to process all the five receiver channels parallel to each other. Using a directional coupler allows to measure the exact power of the signal at the transmitter output P_{inp} , which was created in the FSU. This signal is then directly fed into the delay bridge of $100 \mu s$, which simulates a target at approximately $15 km$ distance at the receiver output (figure 6, left panel). The attenuation cell is necessary to avoid saturation of the receiver and is further used to adjust the receiver output to create variable signal amplitudes. The calibration curve for all channels is shown in figure 6. Here the signal input power at the transmitter is given in dBm and the receiver output power in dB for arbitrary units. The calibration coefficient can be estimated by using the following expression according to Latteck et al. (2008);

$$c_c = \frac{P_{inp}[W]}{P_r[au]} . \quad (14)$$

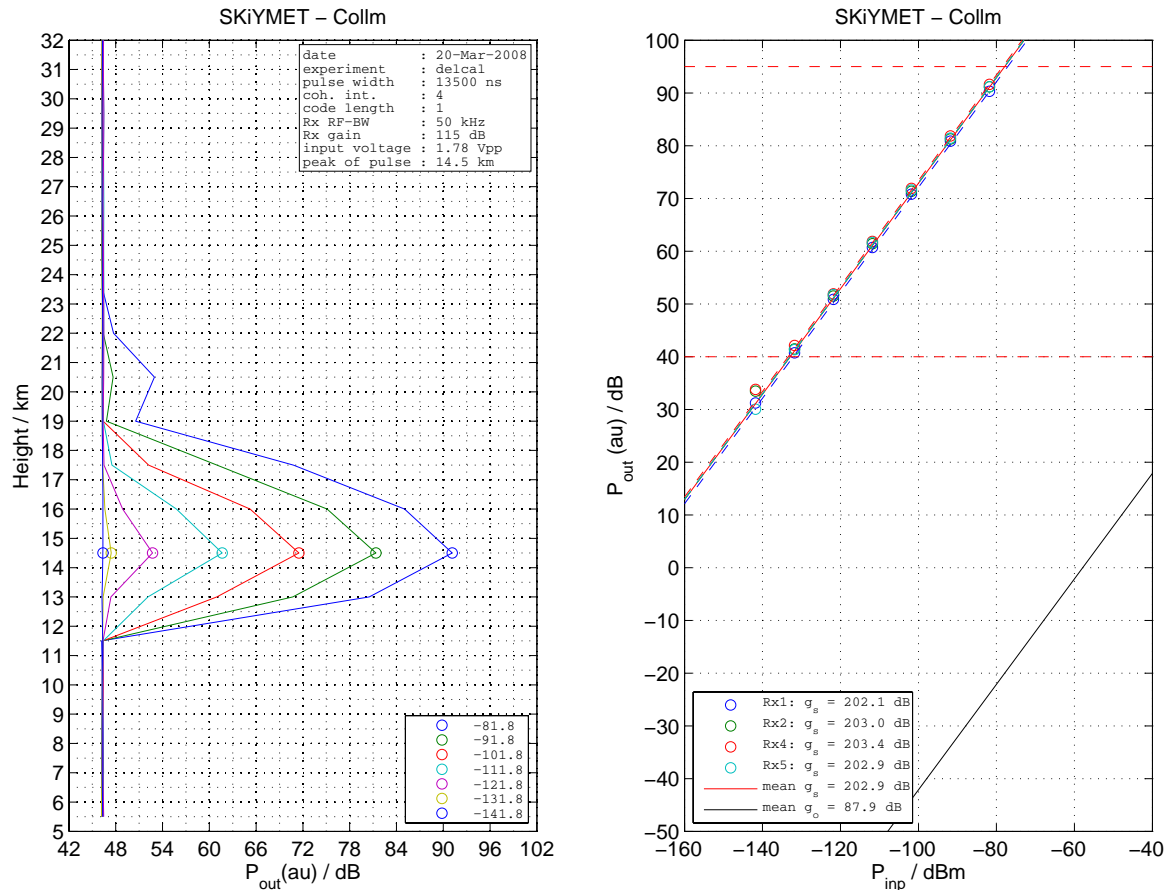


Figure 6: Left: height calibration plot measured with the delay line method. Right: receiver input power [dBm] versus output power [dB] as measured during the calibration. This figure was provided by IAP Kühlungsborn (courtesy of W. Singer).

Another aspect of the delay line calibration is the higher accuracy of the height measurement. In figure 6 (left panel) the amplitude peaks slightly below the 15 km range marker. The reason for this difference of approximately 500 m are the removed antenna cables (figure 4). Thus, this additional antenna cable delay has to be added in the height calibration and then one will end up at 15 km. However, the altitude measurement is much more accurate than the typical size of a range gate of 2 km. In figure 7 both methods are compared and so the good coincidence is visualized. But the plot also reveals the differences between the procedures. The broader range of the measured signal power available due to the variable attenuation cell for the delay line method makes the fit more reliable. Nevertheless, the two introduced procedures lead to almost identical calibration coefficients for coherent signals. For the practical implementation to measure electron line densities from coherent meteor echo signals the returned power P_r in watts follows from;

$$P_r = c_c \cdot A^2[du] = 4.6 \cdot 10^{-21} \cdot A^2[du] \quad , \quad (15)$$

where A is the meteor maximum amplitude in digitizer units and P_r is the corresponding received signal power in watts. The calibration factor $c_c = 4.6 \cdot 10^{-21}$ is very close to the calibration coefficient for the Andenes SKiYMET meteor radar with $c_c = 4 \cdot 10^{-21}$ (Singer et al., 2008).

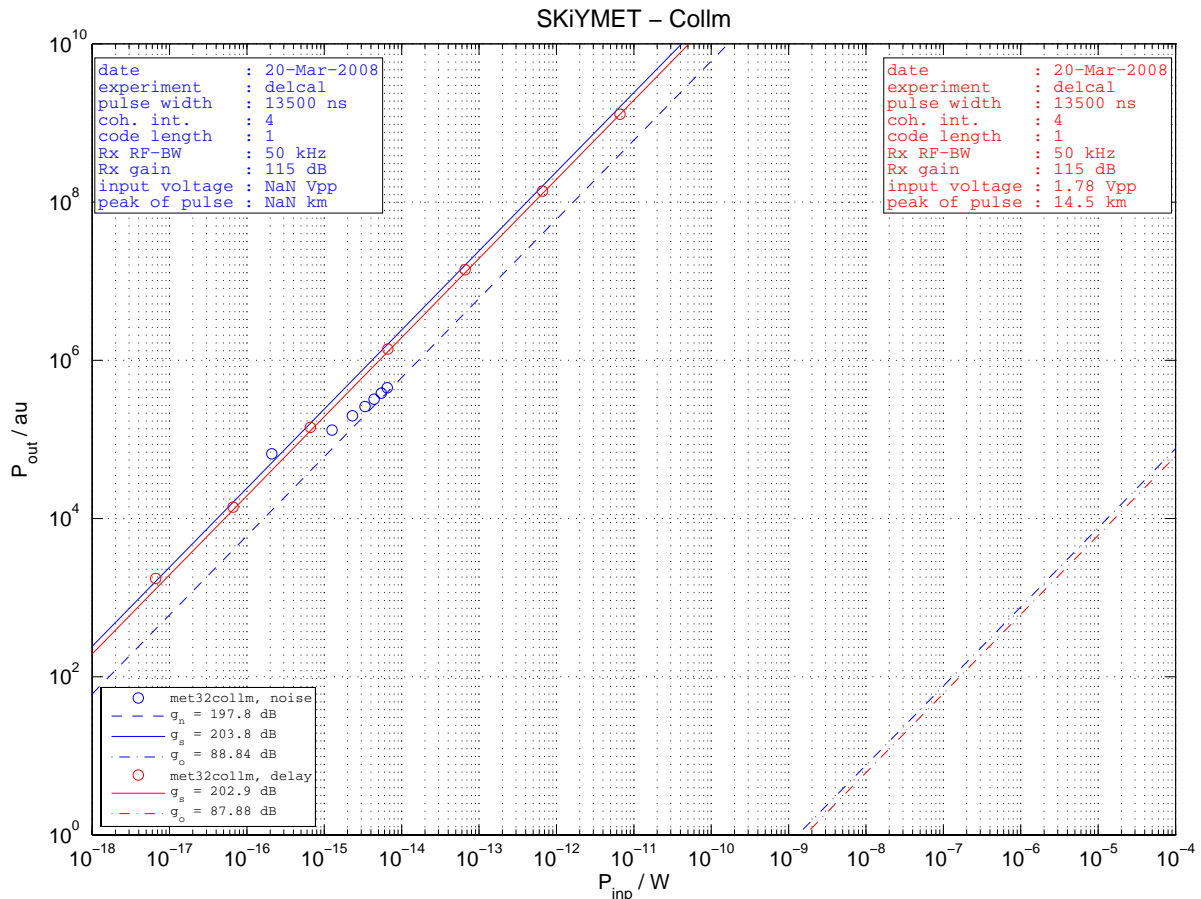


Figure 7: Comparison of the two calibration methods with the calculated calibration coefficients. This figure was provided by IAP Kühlungsborn (courtesy of W. Singer).

4.3 Quiet Day Curve

The estimation of the QDC is a challenging task for a mid-latitude station. For polar latitudes (above 70°) the QDC is determined by measurements during the polar night. The nighttime observation ensures that the absorption is almost zero. For a mid-latitude radar site this procedure is not applicable. The solar activity affects the measurements during each day, because the sun is always for a several hours above the horizon. One possibility to estimate a QDC is to measure one half of the curve in the hemispheric winter during the night and half a year later the other part of the QDC. However, this method is also not very practicable for the mid-latitudes due to the different lengths of day and night between summer and winter. Hence, for the presented results we remove a remaining background absorption from the data by a statistical approach.

The noise measurement is performed during regular operation in meteor mode. For each meteor event the system stores 4 s of data to a so-called CEV-File (Confirmed Event File). These records contain 1 s of data prior to the t_0 -point of the meteor echo and 3 s after it (Hocking et al., 2001). Hence, the file provides also some information about the cosmic noise before and after the meteor event. However, to prevent any difficulties that may arise from measurements of overdense meteor echoes, only the data prior the meteor signal is used. The Collm radar operates with a PRF (Pulse Repetition Frequency) of 2144 Hz and applies a four point coherent integration. Thus, the effective PRF is 536 points for 1 s of raw data. To avoid any problems caused by the t_0 trigger, the noise measurement includes just the first 400 data points of each record. Before this data can

be processed a probable DC offset has to be removed;

$$\begin{aligned} IPm_i &= IP_i - \overline{IP} , \\ QPm_i &= QP_i - \overline{QP} , \end{aligned} \quad (16)$$

where \overline{IP} and \overline{QP} are the mean complex values of the receiver and IPm_i and QPm_i are the DC offset-free in-phase and quadrature components. This procedure is separately applied to each receiver. Indeed, we use only the two receiver channels with the best signal to noise ratio for the measurements given from the mpd-file (Meteor Position Data). Finally, the amplitude and the variance of the selected points are computed and stored to a noise-file in analogy to the mpd-files. However, the estimation of the QDC requires the removal or suppression of ionospheric absorption or damping of the signal. Therefore, the mean noise amplitude is not an adequate parameter (W. Singer, private communication). A better choice is the upper quantile or decile of the variance above the mean cosmic radiation signal A_{quant} in arbitrary units. Applying the results derived from the calibration for the coherently integrated signals lead to an extraterrestrial radiation noise power P_r in watts;

$$P_r = \frac{c_c \cdot A_{quant}^2 \cdot m}{G_{rx}} , \quad (17)$$

where c_c is the calibration coefficient for coherent signals with a four point integration, m is the coded pulse length (16 bit) and G_{rx} is the receiver antenna gain including possible cable losses. For the Collm meteor radar the cable losses are $L = 1.61 \text{ dB}$. The directivity of a Yagi antenna is $D = 5.4 \text{ dB}$ (Singer et al., 2004). Hence, the resultant antenna gain G_{rx} including antenna directivity and cable losses is 3.2 dB .

To reduce the impact from sudden particularities in the cosmic radiation all analyzed meteor records are assigned to a bin according to their sidereal time of occurrence with a resolution of 10° . This allows to derive a noise map for each day by calculating the mean value of each sidereal time bin. The errors of each bin are computed from the fluctuations within the bins. For the estimation of the QDC the data from January 2008 was chosen. During the whole month the day-to-day variability was small. Therefore, the QDC was determined as the average of some quiet days during this time. This procedure results in the QDC shown in figure 8. The cosmic radiation indicates a clear diurnal pattern. This pattern is mainly caused by the radiation of our home galaxy and also carries some information of the antenna pattern.

4.4 Evaluation of the calibration

An evaluation of the quality of the calibration is performed by comparing the observed QDC to a reference QDC derived from a sky temperature map. Unfortunately, cosmic radiation measurements depend on the system parameters as the antenna opening angle α_{eff} , the radar site (geographic latitude) and the operating frequency. Thus, in literature a number of sky noise observations are published. Nevertheless, only a few of them covered the complete celestial hemisphere and the measurements were done using a broad range of frequencies from 20 MHz to several GHz . However, for radars operated in the VHF frequency band one of the most suitable sky maps is still the map from Cane (1978) derived at 30 MHz . This sky observation covers almost the complete celestial hemisphere from $\alpha = 0^\circ \dots 360^\circ$ and $\delta = -85^\circ \dots 85^\circ$. The grid resolution of the map is 10° in right ascension and 5° in declination.

This reference sky temperatures were measured at 30 MHz and have to be converted to the frequency of the Collm radar 36.2 MHz . This ensures the comparability between the reference and the observed QDC. A simple expression can be used, which allows

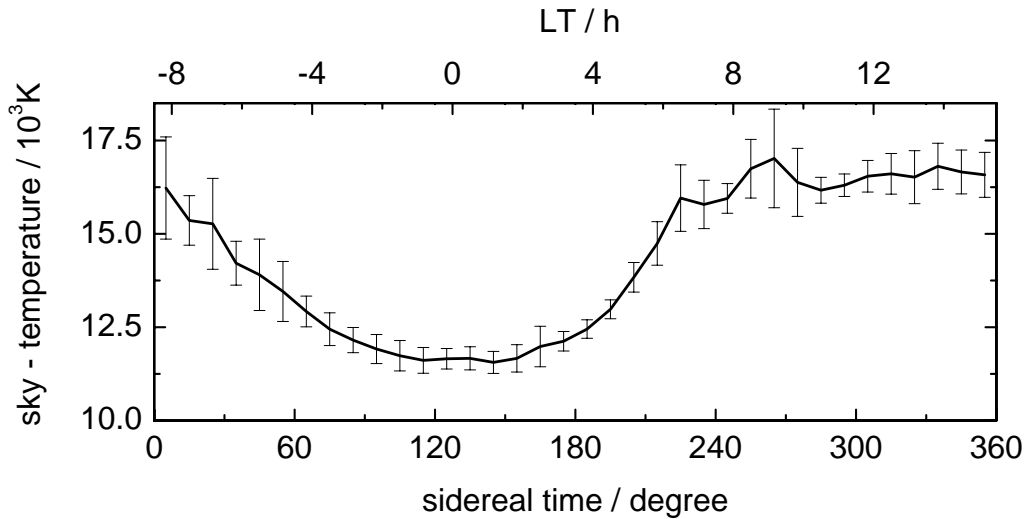


Figure 8: QDC defined by the cosmic radiation measurements during the January 2008 at Collm (51.3° N, 13° E).

to convert an observed sky temperatures T_1 measured at a frequency f_1 to another sky temperature T_2 , which one would expect for a radar operating at frequency f_2 ;

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^{-\beta_s}, \quad (18)$$

where β_s is the spectral index. This index has typical values ranging from 2.4 to 2.55 and is assumed to be constant over a limited frequency range (Roger et al., 1999). For the results presented here the spectral index is $\beta_s = 2.5$. The error caused by using the spectral index as constant is of the order of 100 K.

For the calculation of the QDC from the reference map, the antenna pattern has to be known. The radar at Collm (51.3°N,13°E) is placed on a 7° tilted plane. Additionally, the azimuth calibration has an 2-3° offset from the east reference. In Singer et al. (2004) the antenna pattern for a two element crossed Yagi receiver antenna as used by the SKiYMET radar is given. Such an antenna results in an almost isotropic beam with a 3 – dB opening angle of $\alpha_{eff} = 54.5^\circ$ (courtesy of Genesis Software). This antenna placed at the Collm radar site (51.3°N, 13°E) would receive cosmic radiation from the area labeled in figure 9 taking a right ascension $\alpha = 180^\circ$ for the vertical beam. Integrating over the area covered in figure 9 allows to calculate a theoretical QDC for different 3 – dB opening angles (α_{eff}). However, the smallest beam width useable is given by the resolution of the lattice, which is approximately $\alpha_{eff} = 5^\circ$ and further called pencil like beam. In figure 10 the resulting QDC for an isotropic antenna and different beam widths are compared for the Collm radar location. For a pencil like beam the QDC is dominated by two significant peaks, which represent the galactic disc. However, at a right ascension of approximately $\alpha = 300^\circ$ the most significant radio source (Cygnus A, $\alpha = 300^\circ, \delta = 40.4^\circ$) on the northern hemisphere leads to an increased received noise intensity. From figure 10 it is also obvious that the peak amplitude is reduced for an increasing opening angle α_{eff} yielding in an diurnal oscillatory pattern of the QDC. Friedrich et al. (2002) did a similar study for Riometers with different opening angles located close to the polar circle and computed the relative absorption in dB. However, a comparison of the results leads to rather similar effects for the simulated half opening angles. Nevertheless, a mid-latitude station shows a larger diurnal variation of the QDC compared to a polar station for the same antenna opening angles. However, in the

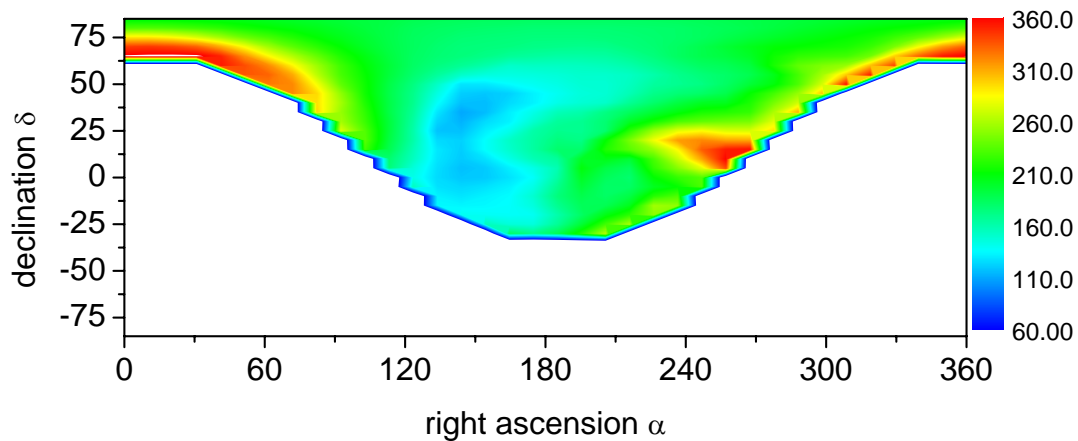


Figure 9: Isotropic (quadrupole) antenna pattern simulated for Collm (51.3°N, 13°E).

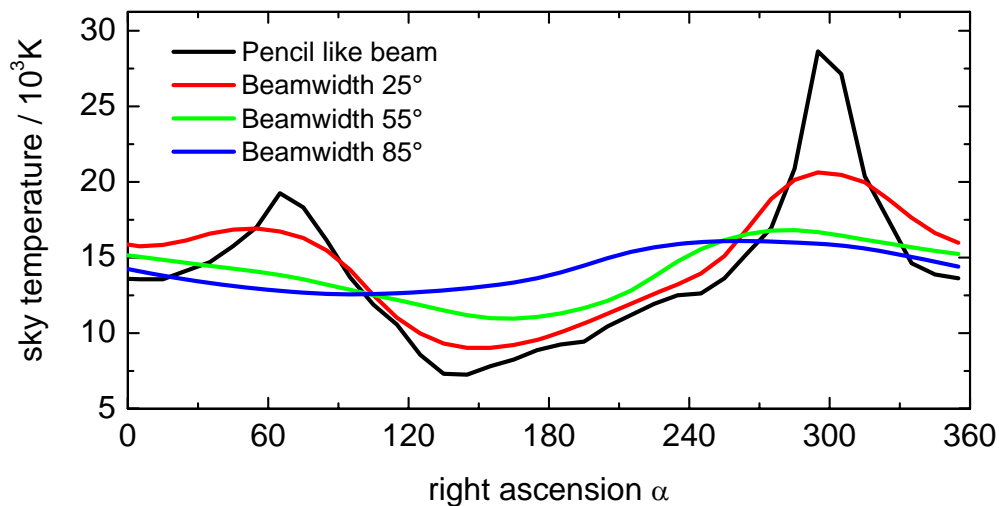


Figure 10: Comparison of different opening angles α_{eff} for a isotropic antenna pattern.

case of the Collm meteor radar the antenna shows a non-isotropic pattern, and therefore the alignment of the dipole from east to west has an influence on the received cosmic radiation. In figure 11 the dipole characteristics of the antenna is shown for a right ascension $\alpha = 180^\circ$ and assuming that the $3 - dB$ beam width has an almost ideal dipole receiver pattern (McKinley, 1961). In fact, the limited resolution of the reference map does not allow to determine the alignment of the antenna with an accuracy better than $5-7^\circ$. However, this is still sufficient to study the impact of the alignment. It should also be noted that the coverage of the celestial hemisphere compared to the isotropic pattern (figure 9) is distorted due to the chosen type of projection. This has also to be taken into account for the integration of the beam on the celestial sphere, which is necessary to compute the received noise power. Assuming a dipole antenna pattern as shown in figure 11 enables us to compute the QDC at Collm radar site from the reference sky temperature map. This reference QDC can then be compared to the measured QDC. The coincidence between the measured and computed QDC in figure 12 is remarkable and demonstrates the ability to observe cosmic radiation with reasonable accuracy. Both noise temperature curves show a relative variation of approximately $1.8 dB$. The re-

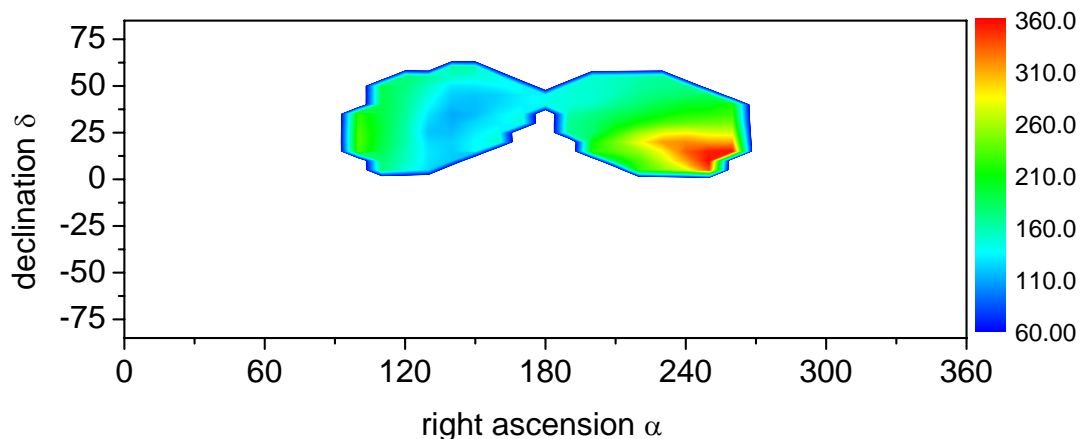


Figure 11: Un-isotropic (Dipol) antenna pattern as used at Collm (51.3°N, 13°E).

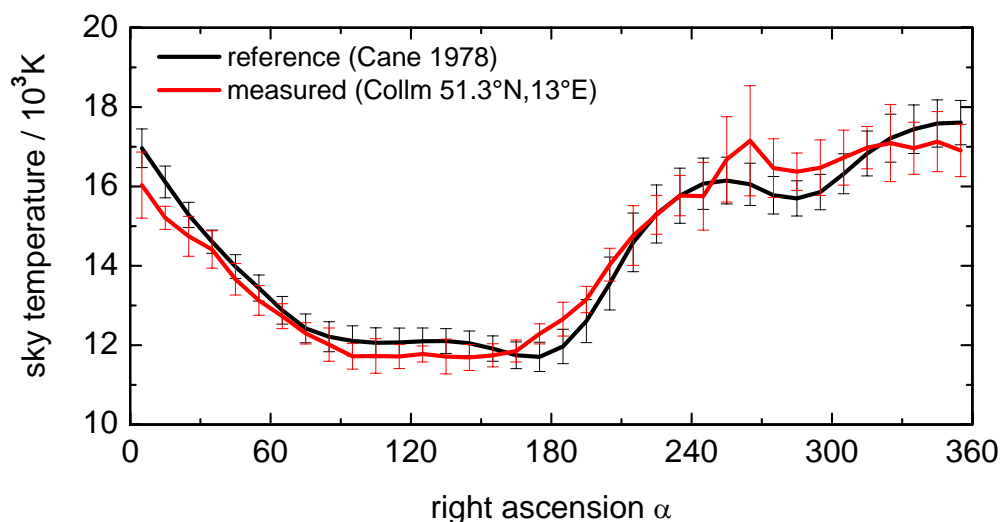


Figure 12: QDC defined by the cosmic radiation measurements during 3-6 January 2008 at Collm (51.3°N, 13°E).

maining differences between both QDC can be explained by the assumptions about the antenna pattern, which was considered to be an ideal dipole. Additionally, atmospheric particularities as, e.g., a non constant absorption during the measurement time in January 2008 may lead to some disturbances in the observed QDC. Finally, also the reference map from Cane (1978) is, due to the limited resolution of $10^\circ \times 5^\circ$, not able to reflect all the details for an exact computation of the references curve. In figure 13 the correlation between both QDC demonstrates the very good agreement. The correlation coefficient is $R = 0.97$ and the offset of $159 K$ is smaller than the estimated average error of $600 K$. This error shows the same magnitude than the uncertainty given in Campistrion et al. (2001). They derived a partial cosmic noise map using five VHF-ST radars with a beam width of $6 - 7^\circ$. Figure 13 further indicates that the slope of the correlation of the two QDC is useable as a first order estimate of the calibration coefficient as done in Stober et al. (2008). However, the so determined calibration coefficient is only valid for incoherent signals (Latteck et al., 2008) and the antenna gain as well as the pattern has to be known. Hence, the comparison of the observed QDC and the reference QDC computed from noise map published by Cane (1978) demonstrates the ability of standard meteor

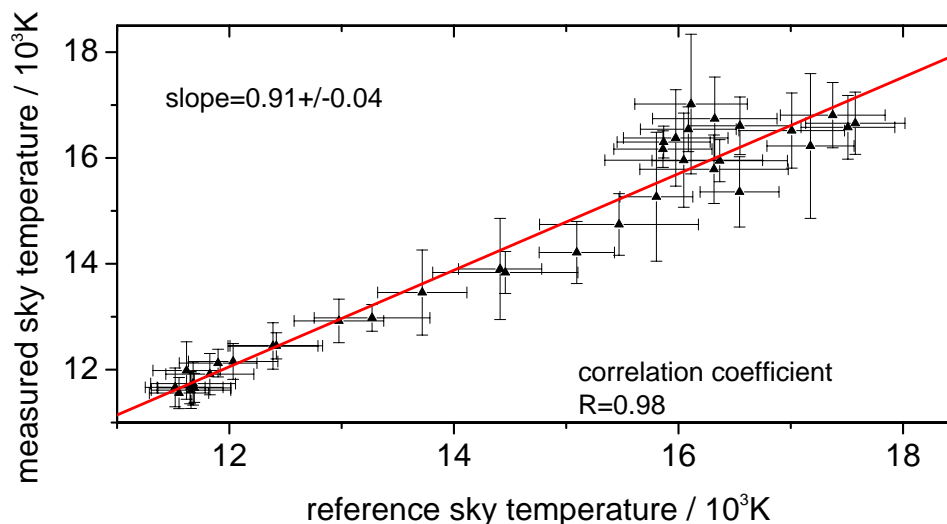


Figure 13: The correlation of QDC measurement during 3-6 January 2008 at Collm (51.3°N, 13°E) and the reference from Cane (1978).

radars to measure cosmic radiation and their variation with acceptable accuracy. In fact, the cosmic noise received by the radar provides a possibility to evaluate the quality of the absolute calibration for a known antenna gain and pattern. A long term observation during the winter 2007/08 indicated a probable ionospheric coupling in dependence of the solar activity. The radar showed a very high stability and no system drift. However, this measurements have to investigated in detail, which could not be done here and is beyond the scope of this paper.

5 Conclusion

Two calibration methods, which were applied to the Collm meteor radar (51.3°N, 13°E), were evaluated by studying cosmic noise. The comparison between the two QDC demonstrate the ability to observe cosmic radiation with standard meteor radars. Further, we were able to quantify the impact of the antenna pattern on the resulting noise curves in absolute sky noise temperature values and noise power in watts. In future the results will be used to measure atmospheric absorption for a mid-latitude station. In addition, it was possible to quantify the losses of the antenna gain during the summer period due to the surrounding trees with an additional absorption of 0.5 – 1 dB.

Acknowledgments

Special thanks to W. Singer in Kühlungsborn for advice, useful discussions and support during the calibration. The technical support and maintenance of the radar at Collm by F. Kaiser is acknowledged.

References

- Campistron, B., G. Despaux, M. Lothon, V. Klaus, Y. Pointin, and M. Mauprivez, 2001: A partial 45 mhz sky temperature map obtained from the observations of five st radars, *Annales Geophysicae*, 19(8), 863–871.
- Cane, H.V., 1978: A 30 mhz map of the whole sky, *Australien Journal of Physics*, (31):561.
- Friedrich, M., M. Harrich, K.M. Torkar, and P. Stauning, 2002: Quantitative

measurements with wide-beam riometers, *Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics*, 64(3), 359–365.

Hocking, W.K., B. Fuller, and B. Vandeppeer, 2001: Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology, *Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics*, 63(2-3), 155–169.

Latteck, R., W. Singer, R.J. Morris, W.K. Hocking, D.J. Murphy, D.A. Holdsworth, and N. Swarnalingam, 2008: Similarities and differences in polar mesosphere summer echoes observed in the arctic and antarctica, *Annales Geophysicae*, 26, 2795–2806.

Roger, R.S., C.H. Costain, T.L. Landecker, and C.M. Swerdlyk, 1999: The radio emission from the galaxy at 22 Mhz, *Astron. Astro-phys. Suppl.*, 137, 7–19.

Singer, W., R. Latteck, L.F. Millan, N.J. Mitchell, and J. Fiedler, 2008: Radar backscatter from underdense meteors and diffusion rates, *Earth Moon and Planets*, 102(1- 4), 403–409.

Singer, W., U. von Zahn, and J. Weiss, 2004: Diurnal and annual variations of meteor rates at the arctic circle, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4, 1355–1363.

Stober, G. and Ch. Jacobi, 2008: Electron line densities and meteor masses calculated from models and meteor radar measurements, *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 155–168.

Addresses of Authors:

Gunter Stober, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, stober@uni-leipzig.de
Christoph Jacobi, Institute for Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig Bd. 45

Jahresbericht des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig 2008

1. Bearbeitete Forschungsprojekte

Entwicklung eines tomographischen Wasserdampfsondierungssystems auf der Basis von GNSS Daten.

Development of a tomographic water vapour sounding system based on GNSS data

Prof. Dr. G. Tetzlaff (tetzlaff@uni-leipzig.de), Dr. A. Raabe (raabe@uni-leipzig.de), Dr. M. Bender

Prof. Dr. M. Rothacher, Dr. J. Wickert, Dr. G. Dick, Dr. G. Gendt, (GFZ Potsdam)

Die hochgenaue Positionsbestimmung mit Hilfe des GPS oder auch demnächst verfügbarem GALILIEO-Systems ist erst möglich, wenn die Atmosphäreneinflüsse auf die Signallaufzeiten korrigiert werden. Diese Korrekturen repräsentieren auch den Einfluss des atmosphärischen Wasserdampfes auf die Laufzeiten der GPS-Signale an der entsprechenden Bodenstation. Die GNSS-Bodennetze (*Global Navigation Satellite System*) in Europa erreichen eine solche räumliche Dichte, so dass es mit Ihnen möglich wird eine dreidimensionale Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre unter Zuhilfenahme von tomografischen Rekonstruktionstechniken abzuleiten.

Dazu sind Abschätzungen der Genauigkeiten notwendig und Algorithmen zu erarbeiten, die ein Zusammenfassen der an einzelnen Stationen vorliegenden Daten ermöglicht.

Ziel ist es, den numerischen Wettermodellen quasi Echtzeit-Informationen über die dreidimensionale Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre z.B. über Europa zur Verfügung zu stellen.

Weiterführung: Ja

Finanzierung: DFG (TE 51/26-1; RO 2330/5-1)

Abschätzung des Wasserdargebotes durch gleichzeitiges Auftreten von Schneeschmelze und Starkregen in Sachsen

Estimation of the flow of water when fall together snowmelt and heavy rain in Saxony

Prof. Dr. G. Tetzlaff (tetzlaff@uni-leipzig.de), Dr. A. Raabe (raabe@uni-leipzig.de), Dipl. Phys. C. Walther, Dipl. Met. D. Sabath

Die Maximalen Abflussmengen aus spezifischen Wassereinzugsgebieten in der Mittelgebirgsregion von Sachsen werden abgeschätzt, wobei die Abflussmengen für den Fall des Zusammentreffens einer maximalen Niederschlagsmenge und einer maximalen Schneeschmelzrate berechnet werden.

Weiterführung: Ja

Finanzierung: Landestalsperrenverwaltung des Freistaats Sachsen (LTV)

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Strukturelle Änderungen von langfristigen Trends in dynamischen Parametern der mittleren Atmosphäre
Structural changes in long-term trends of the dynamics of the upper atmosphere

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Dr. J. Lastovicka, P. Krisan (IAP der Akademie der Wissenschaften, Prag), Prof. Yu.I. Portnyagin, Dr. E.G. Merzlyakov (Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk)

Die Analyse experimenteller Daten hat gezeigt, dass, im Gegensatz zum Verhalten der Temperatur der mittleren Atmosphäre, die Dynamik der Mesosphäre und unteren Thermosphäre (MLT) keinen eindeutigen Trend aufweist, was wahrscheinlich auf das Zusammenwirken verschiedener Einflussfaktoren aus der unteren und mittleren Atmosphäre zurück zu führen ist. Um die Rolle dieser verschiedenen Faktoren zu klären, sollen Windzeitreihen der MLT im Hinblick auf Trends und speziell Trendänderungen untersucht werden, wobei aufgrund der relativen Kürze der verfügbaren Datensätze neue statistische Verfahren zum Einsatz kommen werden. Die Analysen werden durch Vergleiche mit stratosphärischen, troposphärischen und ionosphärischen Parametern vervollständigt, sowie die Rolle externer Einflüsse geklärt (solarer Fluss, Geomagnetismus). Numerische Simulation der Antwort der mittleren Atmosphäre auf Änderungen der troposphärischen und stratosphärischen Zirkulation wird ebenfalls zur Klärung der Frage, welche Einflüsse die Windänderung der MLT steuern, beitragen.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Drittmittel (DFG JA836/22-1, GA-CR)

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Selbstkalibrierende EUV/UV-Spektrophotometer SolACES
Auto-Calibrating EUV/UV Spectrophotometers SolACES

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Dr. B. Nikutowski

Das vom Fraunhofer IPM entwickelte Instrument SolACES (Solar Auto Calibrating EUV / UV Spectrometers), soll die solare Strahlung im Wellenlängenbereich von 17 bis 220 nm spektral aufgelöst mit hoher radiometrischer Absolutgenauigkeit messen. Im Projekt erfolgt neben Unterstützung der Missionsvorbereitung und -begleitung die Aufbereitung der Rohdaten, Datenauswertung, Erstellung empirischer Modelle der EUV-Strahlung, und Analyse der ionosphärischen Reaktion auf EUV-Variabilität.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Auftrag (Fraunhofer-Institut für Physikalische Messtechnik)

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Aufbau einer Streudatenbank SCATDB
Constructing a scatter characteristics data bank

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Dr. J. Wauer

Es hat sich gezeigt, dass Chebyshev-Teilchen ein gutes Modell zur Beschreibung der Lichtstreuung an rauen Teilchen darstellen. Ziel ist es, mittels Störungstheorie den Konvergenzbereich für diese Teilchengometrie zu erweitern. In der Datenbank SCATDB am DLR sind bislang die Streueigenschaften von Rotationsellipsoiden enthalten. Diese Streudatenbank wird auf weitere Geometrien ausgedehnt und die dazugehörige Nutzeroberfläche weiter auszubauen.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Auftrag (DLR)

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Modelluntersuchungen zur natürlichen und anthropogenen Variabilität der Zusammensetzung und thermischen Struktur der Atmosphäre
Model simulation of the natural and anthropogenic effects on the variability of the gas composition and temperature in the atmosphere

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. A.I. Pogoreltsev, P. A. Zimenko, Russian State Hydrometeorological University

Das Projekt umfasst theoretische Studien der chemischen Zusammensetzung und der Struktur der Atmosphäre. Schwerpunkt bilden Studien zur Erklärung der beobachteten Änderungen von Ozon sowie der Temperatur unter Berücksichtigung der Auswirkungen menschlicher Aktivität. Dabei soll der anthropogene Einfluss auf das Klima quantifiziert und im Kontext natürlicher Variabilität bewertet werden. Das wissenschaftliche Ziel ist die Verbesserung der Kenntnisse über chemische, dynamische und Strahlungsprozesse, welche die Ozonverteilung steuern, sowie über ihre Rolle im Klimasystem der Erde.

Weiterführung: nein

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Wellen in der mittleren Atmosphäre
Waves in the middle atmosphere

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. A.I. Pogoreltsev, E.N. Savenkova, A.S. Zarubin, Russian State Hydrometeorological University

Das Projekt umfasst experimentelle und numerische Studien atmosphärischer Wellenaktivität insbesondere in den Schichten oberhalb der Tropopause. Die Arbeiten beinhalten sowohl langperiodische planetare Wellen als auch kurzperiodische Schwerewellen. Spezielle Arbeitsziele sind einerseits die detaillierte Darstellung und Analyse des Übergangs von der stratosphärischen Winter- zur Sommerzirkulation, und die Untersuchung der Ausbreitung von Schwerewellen bis in die Thermosphäre. Zur Anwendung kommen dabei sowohl Reanalysedaten als auch ein numerisches Zirkulationsmodell.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Parametrisierung interner Schwerewellen in der Atmosphäre ***Parameterisation of internal atmospheric gravity waves***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. G. Shved, Dr. N. Gavrilov, A. Koval, V. Kurjakov, St. Petersburg State University

Innerhalb des Projekts sollen Parametrisierungsschemata interner atmosphärischer Schwerewellen weiter entwickelt und verbessert werden. Im Einzelnen handelt es sich dabei um neue Schemata für orographische Schwerewellen, sowie um die verbesserte Parametrisierung der Impuls- und Wärmeübertragung durch Schwerewellen.

Weiterführung: nein

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Aktivierung von Wolkenkondensationskernen ***Activation of cloud condensation nuclei***

Prof. Dr. Christoph Jacobi (jacobi @ rz.uni-leipzig.de), Prof. G. Shved, V.V. Merkulov, St. Petersburg State University

Innerhalb des Projekts sollen die hygroskopischen Eigenschaften und die Aktivität als Wolkenkondensationskern verschiedener organischer und anorganischer Partikel mit Hilfe von HDFA untersucht werden. Die Arbeiten umfassen Messungen und theoretische Analyse.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DAAD, Leonard-Euler-Stipendienprogramm

Arbeitsgruppe Hochatmosphäre
Upper Atmosphere

Signature of Planetary Waves in the Thermosphere/Ionosphere System
Signatur planetarer Wellen im System Thermosphäre-Ionosphäre

Prof. Dr. Christoph Jacobi, jacobi @ rz.uni-leipzig.de,
Dipl.-Met. P. Hoffmann

Die Untersuchung der Reaktion des Systems Thermosphäre/Ionosphäre (thermosphere/ionosphere system, TIS) auf planetare Wellen (PW) in der neutralen Atmosphäre ist Inhalt des Projekts. Da PW sich nicht direkt in die Thermosphäre ausbreiten können, PW-typische Oscillationen (PWTO) aber in diesen Höhenregionen (Ionosphäre) beobachtet werden, müssen indirekte Prozesse für die Ausbreitung verantwortlich sein. Die Arbeit besteht aus drei Teilen: Der erste Teil fokussiert auf die Analyse von PW Signaturen im Gesamtelektronengehalt sowie ionosphärischen Störungen (beide basierend auf GPS-Messungen). Im zweiten Teil werden stratosphärische und mesosphärische Daten (Reanalysen, SABER-Temperaturen und Radardaten) für PW und Schwerewellenanalysen herangezogen, um eine mögliche Interaktion von Schwerewellen und PW nachweisen zu können. Im dritten Teil werden die Ergebnisse beider Analysen verglichen, um die Effekte von Schwerewellen in der Ionosphäre zu bestimmen, und den möglichen Transport der PW Energie durch Sekundärwellen nachzuweisen. Die Arbeit erfolgt in Zusammenarbeit mit dem DLR-IKN, Neustrelitz.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Drittmittel (DFG., JA 836/24-1)

AG Akustik
Acoustics

Akustische Fernerkundungsstudie zum Einfluss interner Gravitationswellen auf die untere Atmosphäre
Acoustic remote sensing study of the influence of internal gravity waves on the lower atmosphere

Dipl. Met. Anke Kniffka, Dr. Armin Raabe,
Jun.-Prof. Dr. Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Dr. Igor Chunchuzov, Dr. Sergey N. Kulichkov, Dr. Vitaly G. Perepelkin (Russian Academy of Science, Obukhov Institute of Atmospheric Physics)

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.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DFG, Zi 623/3-2

AG Akustik
Acoustics

Darstellung von Strömungen mittels akustischer Tomografie im Windkanal
Observation of air streams with acoustic tomography in a wind channel

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de),
Dipl. Met. M. Barth (mbarth@uni-leipzig.de)

Das am Institut für Meteorologie entwickelte System zur Erfassung von Strömungseigenschaften und Temperaturverteilungen innerhalb einer Messfläche mittels akustischer Laufzeitmessungen soll hinsichtlich der räumlichen Auflösung des Strömungsfeldes, sowie der Möglichkeit, Felder 3-dimensional zu erfassen, erweitert werden. Wobei die Auflösung in Zeit- und Raumbereiche hinein verfeinert wird, die für die Skala eines Windkanals Verwendung finden können. Hierfür sollen Algorithmen zur Vektortomographie entwickelt, in das Messsystem integriert und bei experimentellen Untersuchungen analysiert werden.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DFG, Ra 569/16-1

AG Akustik
Acoustics

Räumlich explizite Modellierung der Ausbreitung von Pflanzen-Diasporen
Explicit spatial modelling of long-distance dispersal of plant diaspores

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de) Dipl. Phys. S. Horn,
Dr. O. Tackenberg, Dipl.-Ing. Heidrun Will, Univ. Frankfurt M.

Die Fernausbreitung (>100m) von Pflanzendiasporen hat signifikante Auswirkungen auf eine Reihe von ökologischen und evolutions-biologischen Prozessen. Aufgrund von methodischen Problemen sind diese Prozesse durch Messungen allein nicht erfassbar. Um diese Probleme zu lösen werden mechanistische bzw. stochastische Ausbreitungsmodelle verwendet. Auf der Grundlage des existierenden mechanistischen Windausbreitungsmodells PAPPUS und dem dreidimensionalen Stömungsmodell ASAM soll ein mikroskaliges Windfeldmodell entwickelt werden, welches unter Berücksichtigung der Struktur der Landschaft neben der Diagnose auch eine Prognose der räumlichen Ausbreitung von Pflanzendiasporen ermöglicht. Dazu sollen in dem Modell vor allem die räumliche Verteilung der Turbulenz, speziell thermisch induzierte Auf- und Abwinde (burst events) in der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht berücksichtigt werden. Um die numerischen Simulationen zu validieren werden Experimente in flachem homogenen Terrain und in gegliedertem Gelände mit unterschiedlichen Pflanzenarten durchgeführt. Diese Experimente liefern genaue Beobachtungen der Windbedingungen und dienen zur Bestimmung der turbulenten Strukturen in Abhängigkeit von den thermischen und orographischen Bedingungen.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DFG (Kennz. RA 569/14-2)

AG Akustik
Acoustics

Erprobung eines neuen Emissionsmessverfahrens mittels FTIR-Spektrometrie und längenmittelnder Messung des turbulenten Austauschkoefizienten
Test of a new emissions measuring procedure with FTI-Spectrometry and line averaged measurement of the turbulent eddy coefficient.

Prof. Dr. Klaus Schäfer FZ Karlsruhe, Institut für Meteorologie Garmisch-Partenkirchen

Dr. A. Raabe, Dipl.Ing. F. Kaiser, Dipl. Met. M. Barth, Dipl. Met. M. Wilsdorf

Unter Verwendung eines über der gesamten Beobachtungsfläche angeordneten akustischen Messverfahrens wird die höhenveränderliche, bodennahe Windgeschwindigkeit bestimmt. Das so bestimmte Windprofil repräsentiert die längengemittelten vertikalen Windverhältnisse auf der Linie der FTIR-Spektrometermessungen. Auf dieser Art werden zum ersten Mal räumliche Mittel von akustischen Geschwindigkeitsmessungen und Emissionsraten eines klimarelevanten Gases (N₂O) kombiniert.

Weiterführung: ja

Finanzierung: DFG Unterauftrag zu SCHA 571/6-1

AG Akustik
Acoustics

**Schallausbreitung in urbanen Gebieten unter Berücksichtigung des
Atmosphärenzustandes**
Sound propagation in urban areas considering the state of the atmosphere

Dipl. Met. Gabi Fischer,
Jun.-Prof. Dr. Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)

Aufgrund der dynamischen Entwicklung von Stadtregionen sind diese verdichteten Räume besonders anfällig gegenüber kurz- und langfristig wirkenden Risikofaktoren, wie z.B. Lärm, für die Gesundheit und Lebensqualität der Stadtbewohner. Vor allem der Straßenverkehrslärm stellt im urbanen Raum ein ungelöstes Umweltproblem mit Langzeitauswirkungen dar.

Unter Verwendung eines Schallstrahlenmodells wird der Einfluss der Atmosphärenstruktur auf die Ausbreitung des Schalls von einer Punkt- bzw. Linienquelle im urbanen Raum simuliert, um die Raum-Zeitskalen zu ermitteln, auf welchen der Atmosphäreneinfluss im städtischen Lärmmanagement zu berücksichtigen ist. Untersucht wird dabei die Schallausbreitung ab einigen 10 m Entfernung, da dort die Einflüsse meteorologischer Parameter, wie z.B. Lufttemperatur, Windvektor und Luftfeuchte, signifikant nachweisbar sind. Zur Validierung der Modellergebnisse sowie zur Abschätzung der Fehler und Grenzen des Modells soll eine Messkampagne im urbanen Raum von Leipzig stattfinden. Die Durchführung von Sensitivitätsstudien mit dem validierten Modell ermöglicht es, charakteristische Längenskalen für die Lärmbelastung abzuschätzen und Lärmindikatoren in Abhängigkeit von verschiedenen atmosphärischen Grenzschichtbedingungen zu bewerten.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Graduiertenförderung der Universität Leipzig

AG Akustik
Acoustics

**Adaption eines mikrometeorologischen Messsystems zur Bestimmung von
Temperatur- und Windfeldern im Bereich einer Lysimeterfläche**
*Adaption of a micrometeorological measurement system to determine temperature
and wind fields within a lysimeter surface*

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de), Dipl. Met. M. Barth, Dipl. Met. G. Fischer
Dr. M. Seyfarth, Umwelt-Geräte-Technik GmbH Müncheberg
Dr. S. Reth, Helmholtz Zentrum München

Das mikrometeorologische Messsystem der akustischen Laufzeitomographie ermöglicht es, flächengemittelte Verteilungen der Temperatur und des Windvektors in einem Medium zu bestimmen. Zur Visualisierung von Strömungsvorgängen und Temperaturverhältnissen über einem einzelnen Lysimeter mit einer Grundfläche von

1m² wird die akustische Messtechnik eines am Leipziger Institut für Meteorologie entwickelten Labormesssystems über selbigem aufgebaut, um die gesuchten meteorologischen Felder rekonstruieren zu können. Hierzu ist eine Anpassung der bereits vorhandenen Software an das speziell für das Lysimeter entwickelte Messkonzept notwendig. Verschiedene Testmessungen dienen zur Bewertung der Anwendbarkeit des entwickelten Systems auf der beschriebenen Skala. Insbesondere werden dabei die Genauigkeiten der rekonstruierten Felder, auch in Bezug auf die Messkonstruktion, analysiert.

Weiterführung: ja

Finanzierung: Umwelt-Geräte-Technik GmbH Müncheberg

AG Akustik
Acoustics

Wetterabhängige Schallausbreitung, Lärmschutz an Schießplätzen der Bundeswehr
Weather permitting sound propagation, noise protection at artillery range of the Bundeswehr

Dr. Armin Raabe (raabe@uni-leipzig.de),
Jun.-Prof. Dr. Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)
Dipl. Met. Michael Wilsdorf (mwils@uni-leipzig.de)

Dieses Projekt setzt die langjährige und erfolgreiche Zusammenarbeit des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig mit der Bundeswehr, hier im speziellen mit dem AGeoBw, fort. Anlass waren Artillerieschießen, bei denen die akustische Belastung in der Nachbarschaft von TrÜb-Plätzen derart erhöht war, dass es zu Beschwerden / Klagen von Bürgern und der Kommunen kam. Ein verstärkender Faktor war in den betreffenden Fällen u.a. die Wettersituation, bei der eine ausgeprägte Temperaturinversion zu einer anomalen Schallausbreitung führte. Ziel dieser Studie ist deshalb die weitere Verbesserung der bestehenden Schallimmissionsprognose, sowohl in konzeptioneller Hinsicht, als auch in ihrer Praktikabilität sowie in der statistischen Absicherung der zu Grunde liegenden Auswertungen.

Datengrundlagen der schallklimatologischen Untersuchungen sind Radiosondenaufstiege des Deutschen Wetterdienstes und der Bundeswehr, die im Zeitraum 2001 bis mindestens 2007 an 14 Stationen im Bundesgebiet jeweils zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC durchgeführt wurden. Damit erweitern diese Daten den untersuchten Datenumfang einschließlich der Vorgängerstudie (von 1990 bis 2000) auf 18 Jahre.

Weiterführung: ja

Finanzierung: AGeoBw; M/UR1M/7A180/7A524

2. Wiss. Veröffentlichungen Institut für Meteorologie 2008

Arras, C., J. Wickert, G. Beyerle, S. Heise, T. Schmidt, und Ch. Jacobi, 2008: A global climatology of ionospheric irregularities derived from GPS radio occultation. *Geophys. Res. Lett.* 35, L14809, doi:10.1029/2008GL034158.

Barth, M., Schleichardt, A., Wilsdorf, M., Raabe, A., 2008: Akustische Laufzeitomographie: Ein Verfahren zur Bestimmung flächengemittelter Temperatur- und Strömungsinformationen in der Atmosphäre mittels akustischer Signale. Proc. 34. Jahrestagung für Akustik (DAGA), Dresden, 357-358.

Bender, M., Dick, G., Wickert, J., Schmidt, T., Song, S., Gendt, G., Ge, M., Rothacher, M., 2008: Validation of GPS Slant Delays using Water Vapour Radiometers and Weather Models *Meteorologische Zeitschrift*, Bd. 17, 807-812

Fischer, G., Barth, M., Ziemann, A. und Raabe, A.: 2008, Sensitivitätsstudien verschiedener Invertierungsalgorithmen für die akustische Laufzeitomographie in der Atmosphäre. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 43-58.

Hoffmann, P., und Ch. Jacobi, 2008: Extracting meteorological influence from ionospheric disturbances. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 115-128.

Jacobi, Ch., 2008: Low-frequency lower E region wind and reflection height measurements as sensor for climate variability. *Adv. Radio Sci.* 6, 331-335.

Jacobi, Ch., P. Hoffmann, und D. Kürschner, 2008: Trends in MLT region winds and planetary waves, Collm (52°N, 15°E). *Ann. Geophysicae* 26, 1221-1232.

Jacobi, Ch., C. Arras, und J. Wickert, 2008: Semidiurnal tidal signature over Collm (51.3N, 13E) in sporadic E layer frequency obtained from FORMOSAT-3/COSMIC GPS radio occultation measurements. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 129-139.

Jacobi, Ch., G. Stober, und P. Hoffmann, 2008: Mean winds and tides over Collm (51.3°N, 13°E) as measured with meteor radar and the LF D1 method in 2007. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 141-153.

Jacobi, C., G. Stober, und D. Kürschner, 2008: Connection between winter mesopause region temperatures and diurnal LF reflection height variations measured at Collm. *Adv. Space Res.*, 41, 1482-1433.

Kanukhina A., Ch. Jacobi, und A. Pogoreltsev, 2008: Stratospheric vacillations, QBO, and solar activity. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 183-192.

Kniffka, A., Ziemann, A., Chunchuzov, I.P., Kulichkov, S.N., Perepelkin, V., 2008: Detektion interner Schwerewellen in der stabilen Grenzschicht mittels akustischer Fernerkundung, *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, A. Raabe und K. Arnold, Leipzig, 42, 105 – 114.

Kroll, K., Balogh, K., Ziemann, A., Raabe, A., 2008: Einflussfaktoren auf die Schallimmission in einem bestimmten Gebiet. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 59-74.

Lastovicka, J., R.A. Akmaev, G. Beig, J. Bremer, J.T. Emmert, C. Jacobi, M.J. Jarvis, G. Nedoluha, Yu.I. Portnyagin, und T. Ulich, 2007: Emerging pattern of global change in the upper atmosphere and ionosphere. *Ann. Geophysicae* 26, 1255-1268.

Oleynikov, A.N., D.M. Sosnovchik, V.D. Kukush, Ch. Jacobi, und K. Fröhlich, 2008: Seasonal variation of space-time parameters of internal gravity waves at Kharkiv (49°30'N, 36°51'E) (in russ.). *Radiotechnika* 152, 53-59.

Ostashev, V. E., Vecherin, S. N., Wilson, D. K., Ziemann, A., Goedecke, G.H., 2008: Recent progress in acoustic tomography of the atmosphere. 14th International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing, IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 1 012008, 10 pp.

Placke, M., Ch. Jacobi, und G. Stober, 2008: Messung von Impulsflüssen in der Mesosphäre / unteren Thermosphäre mit dem SKiYMET Meteorradar in Collm – Methode und erste Ergebnisse. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 169-182.

Raabe, A., Schröter, M., Arnold, K., Ziemann, A., 2008: STINHO-micro- α scale measurements and LES modelling. *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 89-104.

Schleichardt, A., Barth, M., Schäfer, K., Raabe, A., 2008: A 100 m \times 10 m Sonic to observe area averaged wind and temperature data in comparison to FTIR line integrated measurements. *Proc. 14th Internat. Symp. for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing, Risø (Denmark)*, IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 1, 012056, 9 S.

Schmitz-Wenzel, H., Tetzlaff, G., zum Kley-Fiquet, B., Deschamp, B., Herausg. 2008 : Severe Storms over Europe, German Committee for Disaster Reduction, DKKV publ. ser. 36, 55 S., 2008.

Stober, G., Ch. Jacobi, K. Fröhlich, und J. Oberheide, 2007: Meteor radar temperatures over Collm (51.3°N, 13°E). *Adv. Space Res.*, 42, 1253–1258.

Stober, G., und Ch. Jacobi, 2008: Electron line densities and meteor masses calculated from models and meteor radar measurements. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig*, 42, 155-168.

Tetzlaff, G., Lüdecke, C., Behr, H.-D., Herausg., 2008 125 Jahre Deutsche Meteorologische Gesellschaft, *Annalen der Meteorologie*, Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, 160 S.

Vecherin, S. N., Ostashev, V. E., Wilson, D. K., Ziemann, A., 2008: Time-dependent stochastic inversion in acoustic tomography of the atmosphere with reciprocal transmission. *Meas. Sci. Technol.* 19, 125501, 12 pp..

Wilsdorf, M., Ziemann, A., 2008: Einfluss der vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung von Schallquellen in unterschiedlichen Höhen. *Proc. 34. Deutsche Jahrestagung für Akustik (DAGA)*, Dresden, 735-736.

Wilsdorf, M., Ziemann, A., 2008: Einfluss der vertikalen Struktur der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schallausbreitung in verschiedenen Höhen. Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig, 42, 75-88.

Zus, F.; Grzeschik, M.; Bauer, H.-S.; Wulfmeyer, V.; Dick, G., Bender, M., 2008: Development and optimization of the IPM MM5 GPS slant path 4DVAR system, Meteorologische Zeitschrift, Bd. 17, 867-885

Patent:

Raabe, A., Ziemann, A., Barth, M., Fischer, G., Weiße, F., Seyfarth, M., Reth, S.: Akustisches tomografisches Verfahren und Vorrichtung zum Vermessen von Schallgeschwindigkeits-, Strömungs- und Temperaturfeldern in ihrer raum-zeitlichen Variabilität in der Nähe von festen Grenzflächen, Zur Prüfung P552508DE

Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institutes für Meteorologie (Stand 31.12.2008)

Dipl. Met. Manuela Barth	mbarth@rz.uni-leipzig.de
Dr. Robin Faulwetter	faulwett@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Gabi Fischer	gfischer@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Peter Hoffmann	phoffma@uni-leipzig.de
Prof. Christoph Jacobi	jacobi@rz.uni-leipzig.de
Dr. Renqiang Liu	rliu@uni-leipzig.de
Prof. Werner Metz	metz@meteo.uni-leipzig.de
Dr. Bernd Nikutowski	bernd.nikutowski@ipm.fraunhofer.de,
Dr. Armin Raabe	raabe@uni-leipzig.de
Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt	schoenfeldt@uni-leipzig.de
Dipl. Met. Gunter Stober	stober@rz.uni-leipzig.de
Prof. Gerd Tetzlaff	tetzlaff@uni-leipzig.de
Dr. Jochen Wauer	Jochen.Wauer@dlr.de
Dipl. Met. Michael Wilsdorf	mwils@uni-leipzig.de
Dr. Astrid Ziemann	ziemann@rz.uni-leipzig.de
Dipl. Met. Janek Zimmer	jzimmer@uni-leipzig.de

Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 15.10.2008, grau BSC)

Datum	Semester	1.FS	2. FS	3.FS	4.FS	5.FS	6. FS	7.FS	8.FS	9. FS	10.FS	>10.FS	Summe
15.10.2008	WS 08/09	71	0	28	0	12	0	14	0	23	1	25	174
15.04.2008	SS 08	0	54	0	14	0	19	0	25	1	18	13	144
15.10.2007	WS 07/08	98	0	15	0	22	0	26	1	18	2	19	201
15.04.2007	SS 07	0	23	0	32	0	35	1	19	2	13	12	137
13.12.2006	WS 06/07	31	0	40	0	36	0	24	2	14	1	17	175
	SS 06	0	82	0	46	0	29	3	14	1	17	7	200
15.10.2005	WS 05/06	109	0	49	0	30	2	16	1	17	1	13	237
07.06.2005	SS 2005	0	83	0	33	1	19	0	17	1	12	8	177
08.12.2004	WS 04/05	97	0	35	1	20	0	19	0	12	1	15	200
07.06.2004	SS 04	0	57	0	24	0	18	1	13	0	11	10	134
03.12.2003	WS 03/04	68	1	25	0	20	1	13	1	12	1	13	155
26.05.2003	SS 03	0	42	0	19	0	15	0	14	1	12	6	109
14.10.2002	WS 02/03	45	0	19	0	16	0	15	1	12	1	9	118
29.05.2002	SS 02	0	38	0	20	0	17	1	13	2	7	4	102
06.12.2001	WS 01/02	43	0	21	0	16	0	13	0	7	0	5	105
31.05.2001	SS 01	0	31	1	22	0	19	0	8	0	5	3	89
07.12.2000	WS 00/01	41	1	27	0	22	0	8	0	6	1	6	112
05.05.2000	SS 00	0	34	0	24	0	8	0	8	1	6	3	84
01.12.1999	WS 99/00	40	0	24	0	9	0	9	0	6	1	6	95
31.05.1999	WS 99	0	29	0	11	0	13	0	8	1	5	3	70
16.12.1998	WS 98/99	36	0	11	0	17	1	9	1	5	0	8	88
22.04.1998	SS 98	1	21	0	17	0	8	1	6	0	7	2	63
10.11.1997	WS 97/98	29	0	17	0	10	1	8	0	7	0	4	76

Abschlussarbeiten Institut für Meteorologie 2008**Promotionen****Bernd Heindold**

Regional modeling of Saharan dust in the framework of the SAMUM (SAharan Mineral dUst experiMent) field project

Anke Kniffka

Einfluss der Inhomogenitäten von Aerosol, Bodenbedo und Wolken auf das aktinische Strahlungsfeld der Atmosphäre

Diplom-Abschlüsse 2008

Achtert, Peggy: Klassifizierung der hygroskopischen Wachstumsfaktoren von atmosphärischen Aerosolen in der nordchinesischen Tiefebene

Berghof, Maria: Variation des Mischungszustandes nicht flüchtiger Aerosolbestandteile in stark verschmutzten Regionen in China

Fischer, Gabi: Invertierungsalgorithmen für die akustische Laufzeitomographie in der Atmosphäre

Hiebsch, Anja: Lichtstreuung an nicht-sphärischen Teilchen, speziell Chebyshev-Teilchen, und deren Anwendung in der Fernerkundung

Köppe, Martin: Charakterisierung der Submikrometer-Aerosolpartikel in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre

Kopka, Kristin: **2002** Variabilität des Aerosols und Partikelneubildung in und an Woken

- Kroll, Katja:** Simulation des Einflusses einer Schallschutzwand auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre
- Maercker, Cordelia:** Die Wirkung von Wolkenschatten auf die Energiebilanz in ariden Gebieten bei verschiedener Oberflächenabdeckung
- Pätzold, Thomas:** Wolkenmessungen mit dem mobilen LIDAR
- Placke, Manja:** Analyse kurzperiodischer Windschwankungen im Mesopausenbereich
- Preißler, Jana:** Geometrische und optische Eigenschaften von Aerosolschichten aus verschiedenen Quellregionen Europas
- Sabath, Daniel:** Modellierung von atmosphärischen Wellen mit dem COMMA-LIM
- Schleichardt, Anja:** Kombination von akustischer Laufzeit tomographie und FTIR-Messungen zur Bestimmung turbulenter Austauschkoefizienten
- Walter, Jörg:** Aufbau und Charakterisierung einer kleinen Nebelkammer

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 langwelliger 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. 02. 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 thermophysiologisches 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
- Band 37 *A. Raabe* und *K. Arnold* (Edn.), 2006: Meteorologische Arbeiten (XI) und Jahresbericht 2005 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 38 *K. Fröhlich*, 2006: The Quasi Two-Day Wave – its impact on zonal mean circulation and wave-wave interactions in the middle atmosphere
- Band 39 *K. Radtke*, 2006: Zur Sensitivität von Starkwindfeldern gegenüber verschiedenen meteorologischen Parametern im Mesoskalenmodell LM
- Band 40 *K. Hungershofer*, 2007: Optical Properties of Aerosol Particles and Radiative Transfer in Connection with Biomass Burning
- Band 41 *A. Raabe* (Hrsg.), 2007: Meteorologische Arbeiten (XII) und Jahresbericht 2006 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 42 *A. Raabe* (Hrsg.), 2008: Meteorologische Arbeiten (XIII) und Jahresbericht 2007 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig
- Band 43 *A. Kniffka*, 2008: Einfluss der Inhomogenitäten von Aerosol, Bodenalbedo und Wolken auf das aktinische Strahlungsfeld der Atmosphäre
- Band 44 *M. Barth*, 2009: Akustische Tomographie zur zeitgleichen Erfassung von Temperatur- und Strömungsfeldern
- Band 45 *A. Raabe* (Hrsg.), 20089: Meteorologische Arbeiten (XIV) und Jahresbericht 2008 des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig