

Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig



ISBN 3-9808822-4-1

Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (IX)

Hrsg.: A. Raabe und K. Arnold

Leipzig 2004

Band 34

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Band 34

K. Hungershöfer, T. Trautmann und J. Trentmann Ein erster Vergleich der optischen Eigenschaften von Partikeln aus Laborfeuern und Modellrechnungen.....	1
A. Kniffka und T. Trautmann Verwendung von mikrophysikalischen Messungen zur Charakterisierung von Aerosol und Wolken für Strahlungsübertragungsrechnungen	13
S. Gimeno García und T. Trautmann Simulations of Solar Radiative Transfer in Measured and Generated Cloud Fields	30
S. Otto und T. Trautmann Zweistrom-Methoden zur Simulation photochemisch relevanter Strahlung in Vegetationsbeständen	43
A. Ziemann und K. Balogh Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche.....	59
K. Arnold und D. Daniel Der Einfluss der Temperatur und Feuchte auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Luft	71
R. Viertel, G. Tetzlaff und M. Kaltschmitt Offshore-Windenergie zur Stromerzeugung Angebots- und Nutzungspotenziale in Deutschland.....	78
D. Kürschner und Ch. Jacobi A long-term record of sudden phase anomalies at Collm	89
C. Stolle, Ch. Jacobi, N. Jakowski, S. Schlüter und A. Raabe Comparison of electron density profiles in the ionosphere from ionospheric assimilations of GPS, CHAMP profiling and ionosondes over Europe.....	97
K. Fröhlich und Ch. Jacobi The solar cycle in the middle atmosphere: changes of the mean circulation and of propagation conditions for planetary waves	106
A. Will, U. Harlander und W. Metz Atmospheric Singular Vectors and Teleconnections.....	118
Jahresbericht des Instituts für Meteorologie.....	131

Ein erster Vergleich der optischen Eigenschaften von Partikeln aus Laborfeuern und Modellrechnungen

Katja Hungershöfer, Thomas Trautmann und Jörg Trentmann

Zusammenfassung

Durch die Verbrennung von Biomasse werden Partikel freigesetzt, die u.a. schwarzen Kohlenstoff enthalten. Dieser ist wesentlich für die Absorption der solaren Strahlung in der Atmosphäre verantwortlich. Um den Effekt der emittierten Partikel auf den Strahlungshaushalt quantifizieren zu können, ist die Kenntnis der physikalischen und chemischen Eigenschaften dieser Partikel nötig. Diese sind aber nur zum Teil bekannt.

Dieser Bericht beschreibt eine Methode, die optischen Eigenschaften solcher Partikel unter Verwendung bestimmter Annahmen zu berechnen. Außerdem wird ein erster Vergleich zwischen berechneten Größen und Messungen aus Laborfeuern durchgeführt.

Summary

Biomass burning is an important source for particles containing black carbon, which is known as a strong light absorbing substance. To quantify the effect of such emitted particles on the radiation budget, the knowledge of their physical and chemical properties is necessary. Until now these properties are only partly known.

In the following we describe a possibility of calculating the optical properties of such particles using certain simplifications. Also a first comparison between the calculated values and measurements from lab experiments is shown.

1 Einleitung

Die Waldbrände in Portugal und Kalifornien im August bzw. Oktober des vergangenen Jahres (2003) sind zwei Beispiele für die Verbrennung von Biomasse. Solche Feuer finden aber nicht nur in den gemäßigten und borealen Wäldern statt, sondern auch in sehr viel größerem Maße in den tropischen Wäldern und Savannen (*Andreae, 1991*). Neben solchen Wald- und Buschbränden werden auch die Verbrennung von agrarischen Abfällen, die Nutzung als Brennholz (besonders in den Tropen) und die Holzkohleherstellung unter dem Sammelbegriff der Biomassenverbrennung zusammengefasst. Auf diese Weise werden allein durch die Verbrennung von Biomasse weltweit große Menge an verschiedenen Gasen und Partikeln freigesetzt. Bei den Gasen handelt es sich sowohl um photochemisch aktive Gase wie Kohlenmonoxid, Kohlenwasserstoffe und Stickoxide, als auch um die Treibhausgase Kohlendioxid, Methan und Distickstoffoxid (*Crutzen und Andreae, 1990*). Von den emittierten Partikeln ist bekannt, dass sie die Strahlung durch Streuung und Absorption beeinflussen (direkter Effekt). Außerdem können sie als Wolkenkondensationskerne dienen und so über die Wolkenbildung den Strahlungshaushalt auch indirekt beeinflussen. Die Quantifizierung dieser Effekte stellt allerdings ein Problem dar, da die physikalischen und chemischen Eigenschaften solcher Rauchpartikel nur zum Teil bekannt sind (*Houghton et al., 2001*).

Im Rahmen des Projektes EFEU (*Wurzler et al., 2001*) wurden verschiedene Holzarten unter kontrollierten Bedingungen verbrannt. Die emittierten Gase und Partikel wurden in einen Container geleitet, und die physikalischen und chemischen Eigenschaften

der Rauchpartikel mit unterschiedlichen Messmethoden untersucht. Unser Beitrag innerhalb von EFEU besteht u.a. aus der Berechnung der optischen Eigenschaften mit dafür entwickelten Modellen, die dann mit den experimentellen Daten verglichen werden. Die Methodik der Modellrechnungen und erste Ergebnisse bilden den Inhalt dieses Berichtes.

Im nächsten Abschnitt werden die wichtigsten Eingangsgrößen und Annahmen für die Modelle beschrieben. Im dritten Abschnitt wird kurz auf die für uns relevanten Messungen während der Laborfeuer eingegangen. Mit einem ersten Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten optischen Eigenschaften für die Verbrennung von Eiche beschäftigt sich der vierte Abschnitt. Den Abschluss bildet ein Ausblick. Es sei allerdings an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen, dass der hier dargestellte Messvergleich nur eines von insgesamt 14 Laborexperimenten der zweiten EFEU-Kampagne umfasst. Eine detailliertere Analyse und die Berücksichtigung der anderen Messreihen stehen erst am Anfang.

2 Die Berechnung der optischen Eigenschaften

Zur vollständigen Beschreibung der optischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln, zum Beispiel in einem Strahlungstransportmodell, sind ganz allgemein drei Größen notwendig: Der Extinktionskoeffizient k_{ext} , die Einfachstreualbedo ω_0 und die Phasenfunktion $p(\cos \Theta)$ als Funktion des Streuwinkels Θ . Der Extinktionskoeffizient beschreibt die Schwächung der Strahlung durch die Streuung und die Absorption der Partikel und ergibt sich als Summe aus Streukoeffizient k_{sca} und Absorptionskoeffizient k_{abs} . Die Einfachstreualbedo gibt den Anteil der Streuung an der Extinktion an ($\omega_0 = k_{sca}/(k_{sca} + k_{abs})$). Im Fall eines rein streuenden Mediums ist $\omega_0 = 1$. Die Phasenfunktion beschreibt die Winkelabhängigkeit des Streuprozesses.

Im Folgenden werden die Annahmen und Methoden beschrieben, mit denen diese optischen Eigenschaften für Aerosolpartikel aus Vegetationsfeuern berechnet werden. Dabei wird zum besseren Verständnis zunächst auf eine Berücksichtigung des Feuchtewachstums der Partikel verzichtet (Abschnitt 2.1) und erst anschließend die Modifikation durch die Berücksichtigung dieses Effektes diskutiert (Abschnitt 2.2).

2.1 Modellierung der trockenen Partikel

Die Partikel aus der Biomassenverbrennung haben im Allgemeinen verschiedenste Form und Größe und eine komplexe chemische Struktur. In erster Näherung lässt sich die Partikelform durch Kugeln approximieren. Unter dieser Annahme können die optischen Eigenschaften eines einzelnen Partikels mit Hilfe der Mie-Theorie berechnet werden. Auf die Darstellung dieser Theorie wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf *Bohren und Huffman* (1983) verwiesen. Voraussetzung für die Verwendung der Mie-Theorie ist allerdings, dass der komplexe Brechungsindex der Partikel bekannt ist. Im Fall der Biomassenverbrennung zählt aber gerade der Brechungsindex zu den am schlechtesten charakterisierten Größen (*Guyon et al.*, 2003). Um dennoch eine Abschätzung für den Brechungsindex zu erhalten, betrachtet man die einzelnen Bestandteile der Partikel und berechnet unter Zuhilfenahme von Mischungsregeln einen effektiven Brechungsindex. Im Hinblick auf die Berechnung der optischen Eigenschaften des Biomassenaerosols beschränkt man sich dabei häufig auf ein Modell aus zwei Komponenten (*Lenoble*, 1991): Einer aus organischen und anorganischen Substanzen bestehenden Komponente, die nicht oder nur schwach absorbierend ist und dem stark absorbierenden schwarzen Kohlenstoff als zweiter

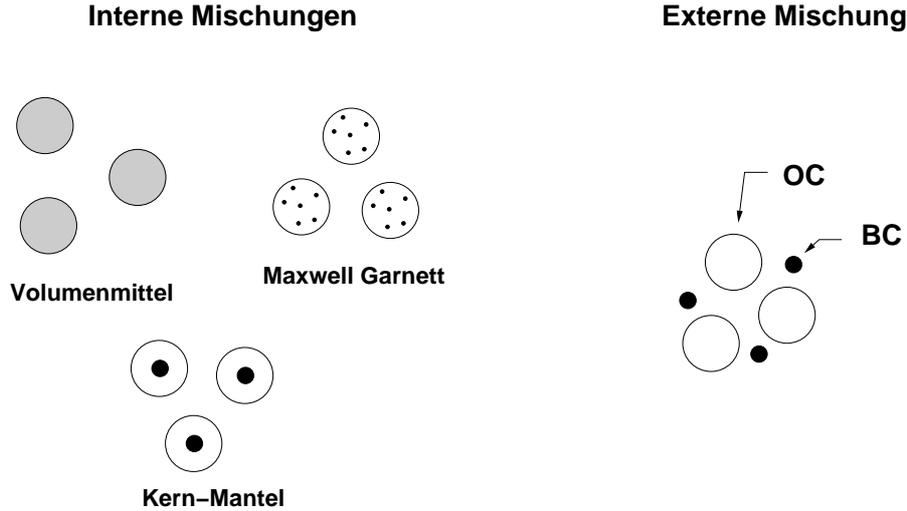


Abbildung 1: Mögliche Mischungen für die Modellrechnungen. OC steht für organischen Kohlenstoff und BC für den schwarzen Kohlenstoff

Komponente. Dabei wird die gering absorbierende Komponente häufig vereinfachend als organischer Kohlenstoff bezeichnet.

Diese beiden Komponenten können für die Rechnungen auf verschiedene Arten zu einem Modellpartikel zusammengesetzt werden. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen einer internen und einer externen Mischung. Während bei der internen Mischung beide Komponenten in ein und demselben Partikel auftreten (Abbildung 1, linke Seite), bilden der organische und der schwarze Kohlenstoff bei einer externen Mischung separate Partikel (Abbildung 1, rechts). Der einfachste Modellansatz einer internen Mischung ist ein Volumenmittel der beiden Substanzen, dargestellt durch die grauen Partikel in der linken oberen Ecke der Abbildung 1. In diesem Fall erhält man einen effektiven Brechungsindex für das zusammengesetzte Partikel, indem man den Brechungsindex der beiden Einzelbestandteile mit dem jeweiligen Volumenanteil wichtet. Für unsere Rechnungen verwenden wir eine Mischung nach *Maxwell Garnett* (1904). Wie die rechte obere Abbildung der drei internen Mischungen in Abbildung 1 zeigt, bildet dabei die absorbierende Substanz sphärische Inklusionen in dem organischen Material. Der effektive Brechungsindex m ergibt sich in diesem Fall nach *Chýlek et al.* (1988) als

$$m = \sqrt{m_{OC}^2 \frac{m_{BC}^2 + 2 m_{OC}^2 + 2 v_{BC} (m_{BC}^2 - m_{OC}^2)}{m_{BC}^2 + 2 m_{OC}^2 - v_{BC} (m_{BC}^2 - m_{OC}^2)}} . \quad (1)$$

Dabei ist v_{BC} der Volumenanteil des schwarzen Kohlenstoffs. Er lässt sich aus dem in den Messungen bestimmten Massenanteil mit Annahmen über die Dichten der beiden Komponenten berechnen. Im Folgenden werden mit $\rho_{BC} = 1.8 \text{ g/cm}^3$ und $\rho_{OC} = 1.2 \text{ g/cm}^3$ Werte aus *Ross et al.* (1998) verwendet. Die Größen m_{BC} und m_{OC} in Gleichung (1) sind die komplexen Brechnungindizes des schwarzen bzw. organischen Kohlenstoffs. Wellenlängenabhängige Werte für m_{BC} sind aus *Fenn et al.* (1985) entnommen. Die Werte für den organischen Kohlenstoff stammen für Wellenlängen zwischen 2 und 19 μm aus Messungen von *Sutherland und Khanna* (1991) an Biomassenaerosol. Außerhalb dieses Spektralbereichs werden Werte für Ammoniumsulfat aus *Toon et al.* (1976) verwendet, da der Brechungsindex vieler organischer Substanzen nach *Sloane* (1983) mit den Werten von

Ammoniumsulfat vergleichbar ist. Die Werte der aus Gleichung (1) berechneten effektiven Brechungsindizes für verschiedene Massenanteile des schwarzen Kohlenstoffs bei 550 nm zeigt die Tabelle 1.

Rußanteil	2%	8%	12%	20%
Realteil	1,545	1,543	1,542	1,540
Imaginärteil	0,005	0,020	0,03	0,051

Tabelle 1: Real- und Imaginärteil des effektiven Brechungsindex mit der Mischungsregel nach Maxwell Garnett für verschiedene Massenanteile des schwarzen Kohlenstoffs bei 550 nm.

Als weitere Möglichkeit einer internen Mischung wird ein Modellpartikel mit einem Kern aus schwarzem Kohlenstoff und einem Mantel aus der schwach absorbierenden Komponente betrachtet (Abbildung 1, links unten). Diese Variante kommt der Realität vermutlich am nächsten, wenn man davon ausgeht, dass organische Substanzen auf den Rußpartikeln kondensieren (*Martins et al., 1998*). Erwähnenswert bei dieser Mischung ist die Tatsache, dass der Mantel einen fokussierenden Effekt hat, der zu einer Erhöhung der Absorption im Vergleich zu einer volumengemittelten internen Mischung führt. Bei einer externen Mischung (Abbildung 1, rechts) werden die optischen Eigenschaften für die beiden Komponenten mit der Mie-Theorie getrennt berechnet und anschließend gemittelt.

Durch die Annahmen über die Mischung der beiden betrachteten Komponenten und den Rußanteil lässt sich demnach ein effektiver Brechungsindex für das betrachtete Partikel berechnen. Dieser Wert bildet dann zusammen mit dem Partikelradius die Eingangsparameter des Mie-Programms. Sofern ein Ensemble von Partikel mit verschiedenen Radien betrachtet wird, sind Mie-Rechnungen für die verschiedenen Partikelgrößen nötig. Sowohl die gewählte Mischungsform als auch der Rußanteil sind dabei für alle Radien gleich, d.h. eine Abhängigkeit der chemischen Zusammensetzung von der Partikelgröße wird dabei vernachlässigt. Die optischen Eigenschaften für die gesamte Verteilung ergeben sich dann durch Wichtung der Einzelpartikeleigenschaften mit der Anzahlgrößenverteilung. Einen Überblick der Eingangsparameter der Mie-Rechnungen für die in Abschnitt 4 dargestellten Modellergebnisse zeigt die Tabelle 2. Der einzige zeitabhängige Eingangsparameter ist dabei die gemessene Anzahlgrößenverteilung, deren Werte in Zwei-Minuten Abständen zur Verfügung stehen. Indem die Mie-Rechnungen nacheinander für diese verschiedenen Verteilungen durchgeführt werden, ergibt sich eine zeitliche Abfolge der berechneten optischen Eigenschaften. Zu beachten ist dabei, dass die gewählte Mischungsform, der Rußanteil und der komplexe Brechungsindex für alle Verteilungen gleich bleibt, also für die Dauer des Experimentes als konstant angenommen wird.

Bezeichnung	Mischung	BC-Anteil	Brechungsindex	Größenverteilung
MG	<i>Maxwell Garnett</i>	2-20%		2-Minuten Werte
CS	Kern-Mantel	2-20%	siehe Text	aus den
EXTERN	extern	2-20%		Messungen

Tabelle 2: Eingangsgrößen der Mie-Rechnungen für die in Abschnitt 4 gezeigten Modellergebnisse

2.2 Berücksichtigung des Feuchtewachstums

Die Tatsache, dass Aerosolpartikel aus Vegetationsfeuern als Wolkenkondensationskerne dienen können, bedeutet, dass die Partikel lösliche Anteile besitzen und mit zunehmender relativen Feuchte durch Aufnahme von Wasserdampf aus der Gasphase anwachsen. Neben der Zunahme des Partikelradius kommt es dabei zu einer Änderung des komplexen Brechungsindex.

Um den Radius des angewachsenen Partikels als Funktion der relativen Feuchte zu berechnen, wird eine Modifikation der Köhler-Gleichung für Partikel aus löslichen und nicht löslichen Anteilen verwendet (*Pruppacher und Klett, 1997*). Bezüglich des Wachstumsverhaltens für das Biomassenaerosol werden dabei die Annahmen aus *Grant et al. (1999)* berücksichtigt, wonach solche Partikel die Wachstumseigenschaften von Ammoniumsulfat und eine Gesamtdichte von 1 g/cm^3 haben. Für den löslichen Massenanteil werden Werte zwischen 10% (*Feingold et al., 2001*) und 30% (*Grant et al., 1999*) angenommen.

Die Bestimmung des veränderten Brechungsindex richtet sich nach der im trockenen Zustand verwendeten Mischungsform. Im Fall einer internen Mischung nach Maxwell Garnett wird ein Volumenmittel aus dem Brechungsindex von Wasser (Daten aus *Fenn et al. (1985)*) und dem Wert für das trockene Partikel bestimmt. Bei dem Kern-Mantel Modell und der externen Mischung ergibt sich der Wert als Volumenmittel aus dem Brechungsindex von Wasser und dem des organischen Kohlenstoffs, da der schwarze Kohlenstoff als hydrophob behandelt wird.

3 Messungen aus den Laborfeuern

Im Rahmen des Projektes EFEU wurden von unseren Projektpartnern in drei Kampagnen kontrollierte Verbrennungsexperimente in einem Verbrennungsofen am Max-Planck Institut für Chemie in Mainz durchgeführt. Im Vordergrund stand dabei eine bessere Charakterisierung der physikalischen und chemischen Eigenschaften der emittierten Partikel. Dazu wurden verschiedene Brennmaterialien – von tropischen und europäischen Hölzern bis hin zu indonesischem und norddeutschem Torf – in einem Unterstand mit offenem Kamin verbrannt. Da frühere Messungen unmittelbar über dem Kamin sehr hohe Fluktuationen der Aerosolkonzentration ergeben hatten, wurden die Emissionen zunächst in einen handelsüblichen Materialcontainer ($V \approx 32,6 \text{ m}^3$) und von dort zu den verschiedenen Messinstrumenten geleitet. In der ersten Messphase wurde dieser Container als Puffervolumen mit konstantem Durchfluss betrieben. Anschließend wurden die Container-Zuleitungen geschlossen, um das Altern der Partikel untersuchen zu können.

Zu den gemessenen Größen zählten u.a. die Konzentration von Kohlendioxid und Kohlenmonoxid, die Informationen über die Art des Verbrennungsprozesses (Verbrennung bei offener Flamme oder Schwelen) liefern. Die Anzahlgrößenverteilung der Partikel, Eingangsgröße für die in Abschnitt 2 beschriebenen Rechnungen, wurde für Partikel mit Radien zwischen 6 und 400 nm mit einem Scanning Mobility Particle Sizer (SMPS) und für große Partikel ($250 \text{ nm} < r < 5 \mu\text{m}$) mit einem Aerodynamic Particle Sizer (APS) gemessen. Informationen zu dem Ruß-Massenanteil – gemittelt über die Dauer der ersten Messphase – sind durch die chemische Analyse möglich. Für den zum Vergleich mit den Rechnungen ausgewählten Fall eines Eichenfeuers im nächsten Abschnitt liegt der Rußanteil nach ersten Schätzungen zwischen 3 und 10% (*Inuma, 2003*).

Die Messungen des Volumenstreuoeffizienten wurden mit einem integrierenden Nephelometer durchgeführt und liegen an drei Wellenlängen (450, 550 und 700 nm) vor. Für

den Absorptionskoeffizienten stehen Messdaten eines Particle Soot Absorption Photometers (PSAP) bei einer Wellenlänge von 565 nm sowie Messwerte eines photoakustischen Spektrometers (PAS) bei 532 nm zur Verfügung. Da die Einfachstreueralbedo ω_0 nicht direkt gemessen werden kann, wurde der zeitliche Verlauf dieser Größe bei 550 nm mit Hilfe des gemessenen Streukoeffizienten und des Absorptionskoeffizienten des PAS abgeschätzt, um diese Größe ebenfalls mit den Ergebnissen der Modellrechnungen vergleichen zu können. Besonders vorteilhaft für den Vergleich ist dabei, dass alle Messungen mit einer hohen zeitlichen Auflösung von zwei Minuten durchgeführt wurden.

Bezüglich des Feuchtwachstums für das im Abschnitt 4 ausgewählte Experiment haben Messungen eines Hygroscopicity Tandem Differential Mobility Analyzer (HTDMA) gezeigt, dass die Partikelradien bei 30 und 85% relativer Feuchte nur geringe Unterschiede aufweisen. Deshalb wurde das Feuchtwachstum bei den Modellrechnungen in dem jetzt folgenden Vergleich nicht berücksichtigt.

4 Erste Ergebnisse

Für einen ersten Vergleich zwischen den in Abschnitt 2 beschriebenen Modellrechnungen und den EFEU-Messungen (Abschnitt 3) wurde ein Experiment aus der zweiten EFEU-Kampagne ausgewählt, bei dem beide Verbrennungsphasen (eine Verbrennung mit offener Flamme und ein Schwelprozess) auftraten. Das Brennmaterial in diesem Fall war Eichenholz und die Auswertungen beschränken sich auf die erste Phase der Messung, in der der Puffercontainer im konstanten Durchflussmodus betrieben wird.

Die Abbildung 2 zeigt das sogenannte Emissionsverhältnis von Kohlenmonoxid (CO)

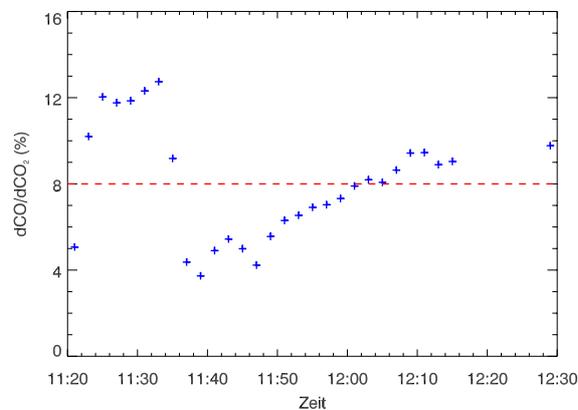


Abbildung 2: Emissionsverhältnis von CO relativ zu CO₂ für das im Folgenden betrachtete Eichenfeuer aus der zweiten EFEU-Kampagne

relativ zu Kohlendioxid (CO₂). Solche Emissionsverhältnisse lassen sich ganz allgemein berechnen, indem man von den im Feuer gemessenen Konzentrationen eines Gases, zum Beispiel CO, und eines Referenzgases, hier CO₂, die jeweilige Umgebungskonzentration subtrahiert und den resultierenden Wert für das betrachtete Gas durch den des Referenzgases dividiert (*Andreae und Merlet, 2001*). In dem betrachteten Fall wurden Umgebungskonzentrationen von 0.4 ppm für Kohlenmonoxid und 400 ppm für Kohlendioxid gewählt (*Parmar, 2003*). Ist das gemessene Emissionsverhältnis von CO relativ zu CO₂ kleiner als 8% handelt es sich um eine Verbrennung bei hohen Temperaturen und offener Flamme, in

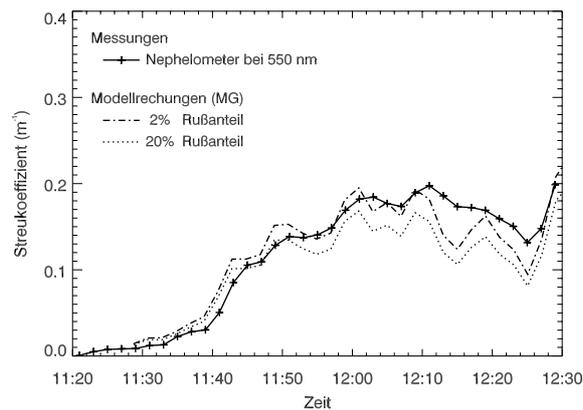


Abbildung 3: Vergleich des Volumenstreuoeffizienten bei 550 nm. Die Modellergebnisse sind für zwei verschiedene Rußmassenanteile gegeben. Zur Berechnung des effektiven Brechungsindex wurde eine interne Mischung nach Maxwell Garnett (MG) gewählt.

der typischerweise der Rußanteil der Partikel sehr hoch ist (*Lobert und Warnatz, 1993*). Bei Werten von dCO/dCO_2 über 8% handelt es sich um ein schwelendes Feuer und der Rußanteil der Partikel ist wesentlich geringer.

Der zeitliche Verlauf des Emissionsverhältnisses in Abbildung 2 zeigt, dass es zunächst bis etwa 11:36 Uhr eine Schwelphase gab. Die Ursache dafür waren Schwierigkeiten bei der Entzündung des Brennmaterials, die sogar zu einem zwischenzeitlichen Erlöschen des Feuers um 11:29 Uhr führten. Erst nach dem erneuten Entzünden um 11:32 Uhr sank das Emissionsverhältnis stark ab und es kam ab ca. 11:36 Uhr zu einer Verbrennung mit offener Flamme und hohen Temperaturen, der ab 12:02 Uhr eine erneute Schwelphase folgte (Abbildung 2). Dies ist für den Vergleich der optischen Eigenschaften insofern von Bedeutung, da die emittierten Gase und Partikel u.a. auch von der Art des Verbrennungsprozesses abhängig sind (*Cofer III et al., 1991*). Das beobachtete kurze Aufblodern des Feuers um 12:20 Uhr ist in den Daten leider nicht zu erkennen.

Einen Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten optischen Eigenschaften für das ausgewählte Experiment zeigen die Abbildungen 3 bis 5. Dabei wurden, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, für die jeweiligen Modellrechnungen die Mischungsform, der Rußanteil und der komplexe Brechungsindex für die Dauer des Experimentes als konstant angenommen. Die zeitliche Veränderung der Modellwerte in den Abbildungen 3 bis 5 wird demnach allein durch die Änderungen in der Anzahlgrößenverteilung hervorgerufen.

Im Fall des Streuoeffizienten (Abbildung 3) ist die Übereinstimmung zwischen den Messungen und den berechneten Werten in der heißen Verbrennungsphase bis 12:02 Uhr relativ gut, aber mit Beginn der Schwelphase werden die Messwerte von den Berechnungen mit einem Massenanteil des schwarzen Kohlenstoffs von 20% deutlich unterschätzt. Selbst mit einem für die Schwelphase typischerweise geringeren Rußanteil von 2% sind die Modellwerte zum Teil noch viel zu gering. Betrachtet man alternativ Modellrechnungen mit Kern-Mantel Partikeln, so ergeben sich nur bei einem Rußanteil von 20% etwas geringere Streuoeffizienten im Vergleich zu der Mischung nach Maxwell Garnett. Bei einer externen Mischung verschieben sich die Modellkurven dagegen leicht nach oben.

Der Verlauf des gemessenen Absorptionskoeffizienten in Abbildung 4 zeigt eine deutliche Zunahme der Absorption ab 11:34 Uhr, also mit Beginn der Verbrennung mit offener

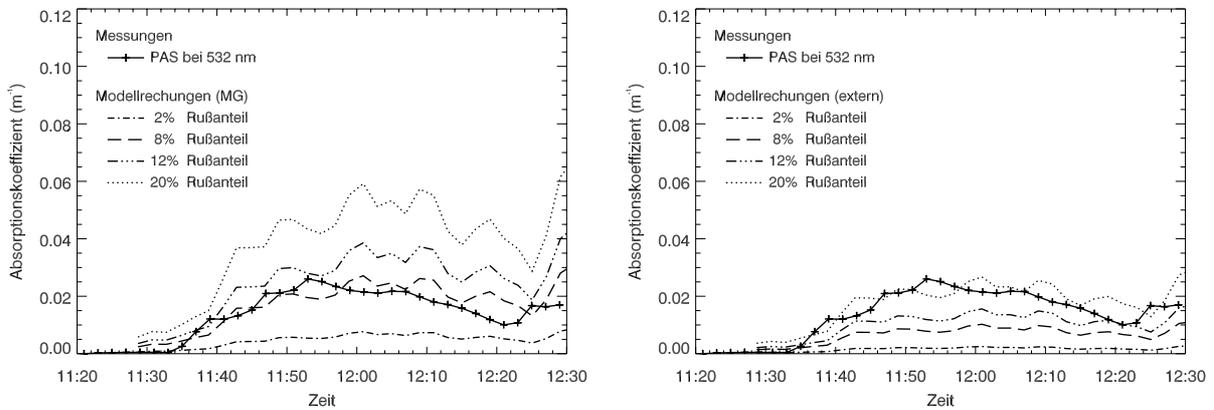


Abbildung 4: Vergleich des Volumenabsorptionskoeffizienten bei 532 nm. Die Modellergebnisse sind für vier verschiedene Rußmassenanteile gegeben. In der linken Abbildung wurde für die Modellrechnungen eine interne Mischung nach Maxwell Garnett angenommen, auf der rechten Seite sind die Ergebnisse für eine externe Mischung dargestellt.

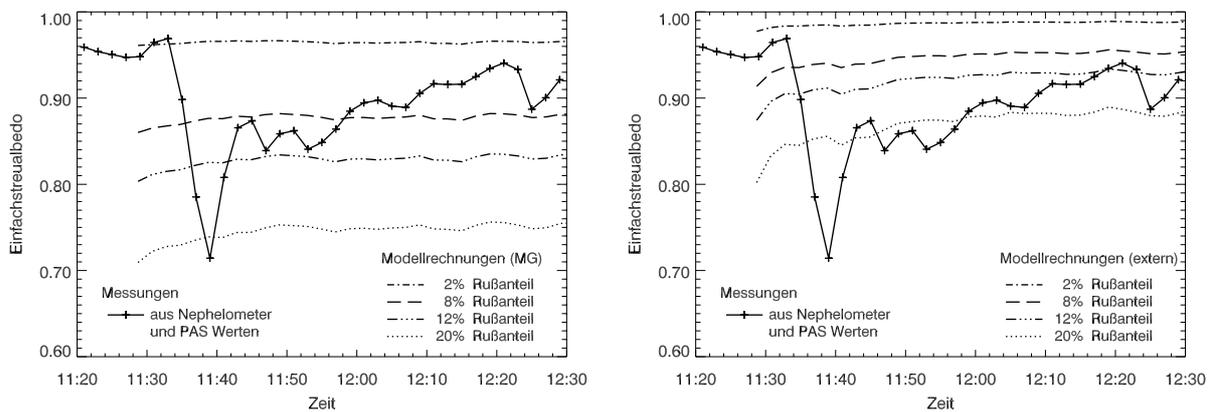


Abbildung 5: Vergleich der aus den Messungen abgeleiteten Einfachstreueralbedo und den Modellergebnissen bei 532 nm. In der linken Abbildung wurde für die Modellrechnungen eine interne Mischung nach Maxwell Garnett angenommen, auf der rechten Seite sind die Ergebnisse für eine externe Mischung dargestellt.

Flamme. Nach dem maximalen Wert von etwa $0,27 \text{ m}^{-1}$ um 11:53 Uhr nehmen die Werte kontinuierlich ab. Der erneute Anstieg gegen Ende des Experimentes um 12:23 Uhr ist vermutlich das Resultat des kurzen Aufloderns. Vergleicht man diese Messungen mit den modellierten Werten für eine interne Mischung, so erhält man die besten Übereinstimmungen in der heißen Verbrennungsphase für Rußanteile zwischen 8 und 12% (Abbildung 4, links). Im Bereich der Schwelphase sind die Ergebnisse für 4 bis 6% passender. Dies gilt auch für Rechnungen der Kern-Mantel Mischung. Im Fall einer externen Mischung (Abbildung 4, rechts) ergeben sich dagegen Absorptionskoeffizienten, die etwa um einen Faktor zwei geringer sind als bei den internen Mischungen. Demzufolge sind für eine gute Übereinstimmung mit den Messungen höhere Rußanteile von etwa 20% erforderlich.

Die Betrachtung der gemessenen und berechneten Einfachstreueralbedo hat den Vorteil, dass diese Größe unabhängig von der Gesamtkonzentration der Partikel ist. D.h., die Einfachstreueralbedo hängt nur noch von den physikalischen und chemischen Eigenschaften der Partikel ab. Der in Abbildung 5 dargestellte zeitliche Verlauf der aus den Messungen abgeleiteten Einfachstreueralbedo ist sehr stark mit der Verbrennungseffizienz korreliert, was aus einem Vergleich mit der Abbildung 2 deutlich wird. Zunächst nimmt die Einfachstreueralbedo hohe Werte um 0,95 an, sinkt dann mit dem Einsetzen der heißen Verbrennungsphase und der daraus resultierenden erhöhten Absorption bis auf 0,7 ab und steigt im weiteren Verlauf wieder auf Werte größer als 0,9 an. Auch hier ist eine Signatur des kurzen Aufloderns durch eine Abnahme der Einfachstreueralbedo ab 12:23 Uhr zu erkennen.

Der Vergleich mit den Mie-Rechnungen für eine Mischung nach Maxwell Garnett (Abbildung 5, links) zeigt, dass man die besten Übereinstimmungen, wie schon beim Absorptionskoeffizienten, in weiten Teilen der heißen Verbrennungsphase für Rußanteile zwischen 8 und 12% erhält. Zur Modellierung der Werte in der Schwelphase bzw. der sehr geringen Werte um 0,7 sind dagegen für die interne Mischung nach Maxwell Garnett Rußanteile von etwa 2 bzw. mehr als 20% nötig. Für das Kern-Mantel-Modell liefern die Rechnungen im Vergleich zu Maxwell Garnett etwas geringere Werte für die Einfachstreueralbedo, was auf die höhere Absorption aufgrund des Focussierungseffektes des Mantels zurückzuführen ist. Dieser Unterschied vergrößert sich mit zunehmendem Rußanteil. Für eine externe Mischung ergeben sich auch für die Einfachstreueralbedo deutliche Unterschiede im Vergleich zu den internen Mischungen. Während ein Rußanteil von 20% bei einer internen Mischung ausreicht, um die niedrigen Werte von 0,7 zu modellieren, erhält man bei einer externen Mischung mit diesem Rußanteil Ergebnisse, die gut zu den Messungen in der heißen Verbrennungsphase passen. Demnach muss der Rußanteil deutlich höher als 20% sein, um auf Werte für die Einfachstreueralbedo von 0,7 zu kommen. Dies würde zu Angaben aus *Lobert und Warnatz* (1993) passen, die Rußanteile von bis zu 40% bei der Verbrennung mit offener Flamme angeben. Bezüglich der erwähnten Schätzung des Rußanteils aus der chemischen Analyse von 3 bis 10% für das betrachtete Experiment lässt sich sagen, dass dies ein Mittelwert über die gesamte Dauer des Experimentes ist, d.h. kurzzeitig sind sehr viel höhere Rußanteile durchaus denkbar. Der Vergleich zeigt außerdem, dass die beobachtete zeitliche Änderung der Einfachstreueralbedo vom Modell nicht reproduziert werden kann. Die Verwendung von größen aufgelösten Daten der chemischen Zusammensetzung erlaubt eine realistischere Beschreibung der optischen Eigenschaften der Partikel. Für zukünftige Studien wäre es zudem wünschenswert, die zeitliche Entwicklung der chemischen Zusammensetzung des Aerosols zu bestimmen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Diese erste Studie zeigt, dass die Ergebnisse aus den Mie-Rechnungen trotz der vielen Annahmen recht gut mit den Messungen übereinstimmen. Im Fall des betrachteten Eichens Feuers haben die Modellrechnungen gezeigt, dass die Messungen der physikalischen Eigenschaften (Größenverteilung und optische Eigenschaften) unter der Annahme einer internen Mischung mit den Messungen der chemischen Zusammensetzung konsistent sind. Allerdings muss noch untersucht werden inwieweit ähnlich gute Ergebnisse mit anderen Brechungsindizes und realistischen Rußanteilen erzielt werden können und welchen Einfluss das Brennmaterial hat. Sicher ist aber, dass die zeitliche Veränderung der Größenverteilung allein nicht ausreicht, um die zeitliche Entwicklung der optischen Eigenschaften zu erklären. Außerdem sollen auch Rechnungen mit nicht-sphärischen Partikeln durchgeführt werden. Weitere Erkenntnisse über den Einfluss des Feuchtewachstums auf die Streuung werden aus zusätzlichen Nephelometermessungen und deren Modellierung erwartet.

Danksagung

Die Arbeit wird als Teilprojekt in EFEU (07ATF46) im Rahmen des Atmosphärenforschungsprogramms 2000 vom Bundesministerium für Bildung und Forschung finanziell unterstützt.

Unser Dank gilt allen EFEU-Experimentatoren für die Durchführung der Experimente und die Bereitstellung der aufbereiteten Daten. Ein besonderer Dank geht an Kristina Žeromskienė, Otmar Schmid und Yoshi Iinuma für die hilfreichen Informationen zu den Geräten und Messungen.

Literatur

- Andreae, M. und P. Merlet: Emission of trace gases and aerosols from biomass burning. *Global Biogeochemical Cycles*, **14** (2001), 955.
- Andreae, M. O.: Biomass Burning: Its History, Use, and Distribution and Its Impact on Environmental Quality and Global Climate. In: Levine, J. (Hg.), *Global Biomass Burning: Atmospheric, Climatic, and Biospheric Implications*, MIT Press, Cambridge, Mass., 1991, 3–21.
- Bohren, C. F. und D. R. Huffman: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1983.
- Chýlek, P., V. Srivastava, R. G. Pinnick und R. Wang: Scattering of electromagnetic waves by composite spherical particles: Experiment and effective medium approximation. *Appl. Opt.*, **27** (1988), 2396–2404.
- Cofer III, W. R., J. S. Levine, E. L. Winstead und B. J. Stocks: Trace Gas and Particulate Emissions from Biomass Burning in Temperate Ecosystems. In: Levine, J. (Hg.), *Global Biomass Burning: Atmospheric, Climatic, and Biospheric Implications*, MIT Press, Cambridge, Mass., 1991, 203–208.
- Crutzen, P. J. und M. Andreae: Biomass burning in the tropics: Impact on the atmospheric chemistry and biogeochemical cycles. *Nature*, **250** (1990), 1669–1678.

- Feingold, G., L. A. Remer, J. Ramaprasad und Y. J. Kaufman: Analysis of smoke impact on clouds in Brazilian biomass burning regions: An extension of Twomey's approach. *J. Geophys. Res.*, **106** (2001), 22907–22922.
- Fenn, R., S. Clough, W. Gallery, R. Good, F. Kneizys, J. Mill, L. Rothman, E. Shettle und F. Volz: *Handbook of Geophysics and Space Environment*, Kapitel 18 Optical and infrared properties of the atmosphere. A.S. Jursa, Air Force Geophysics Laboratory Hanscom Air Force Base, Bedford, M.A., 1985, 1–27.
- Grant, K. E., C. C. Chuang, A. S. Grossman und J. E. Penner: Modeling the spectral optical properties of ammonium sulfate and biomass burning aerosols: parameterization of relative humidity effects and model results. *Atmos. Environ.*, **33** (1999), 2603–2620.
- Guyon, P., O. Boucher, B. Graham, J. Beck, O. Mayol-Bracero, G. Roberts, W. Maenhaut, P. Artaxo und M. Andreae: Refractive index of aerosol particles over the Amazon tropical forest during LBA-EUSTACH 1999. *J. Aerosol Sci.*, **34** (2003), 883–907.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. Griggs, M. Noguera, P. J. van der Linden und D. Xiaosu (Hg.): *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. Cambridge University Press, UK, 2001.
- Iinuma, Y.: personal communication, 2003.
- Lenoble, J.: The Particulate Matter from Biomass Burning: A Tutorial and Critical Review of Its Radiative Impact. In: Levine, J. (Hg.), *Global Biomass Burning: Atmospheric, Climatic, and Biospheric Implications*, MIT Press, Cambridge, Mass., 1991, 381–386.
- Lobert, J. M. und J. Warnatz: Emissions from the Combustion Process in Vegetation. In: *Fire in the Environment: The Ecological, Climatic, and Atmospheric Chemical Importance of Vegetation Fires*, John Wiley & Sons Ltd. Chichester, 1993, 15–37.
- Martins, J. V., P. Artaxo, C. Liousse, J. S. Reid, P. Hobbs und Y. Kaufman: Effects of black carbon content, particle size, and mixing on light absorption by aerosols from biomass burning in Brazil. *J. Geophys. Res.*, **103** (1998), 32041–32050.
- Maxwell Garnett, J.: Colours in metal glasses and in metallic films. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **203** (1904), 385–420.
- Parmar, R. S.: personal communication, 2003.
- Pruppacher, H. R. und J. D. Klett: *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic Publishers, 1997.
- Ross, J. L., P. V. Hobbs und B. Holben: Radiative characteristics of regional haze dominated by smoke from biomass burning in Brazil: Closure tests and direct radiative forcing. *J. Geophys. Res.*, **103** (1998), 31925–31941.
- Sloane, C. S.: Optical properties of aerosols—Comparison of measurements with model calculations. *Atmos. Environ.*, **17** (1983), 409–416.
- Sutherland, R. A. und R. K. Khanna: Optical properties of organic-based aerosols produced by burning vegetation. *Aerosol Sciences and Technology*, **14** (1991), 331–342.

Toon, O. B., J. B. Pollack und B. N. Khare: The optical constants of several atmospheric aerosol species: Ammonium sulfate, aluminium oxide, and sodium chloride. *J. Geophys. Res.*, **81** (1976), 5733–5748.

Wurzler, S., H. Herrmann, C. Neusüß, F. Stratmann, A. Wiedensohler, M. Wilck, T. Trautmann, M. O. Andreae, G. Helas, J. Trentmann, B. Langmann, H. Graf und C. Textor: Impact of vegetation fires on the composition and circulation of the atmosphere: Introduction of the research project EFEU. *J. Aerosol Sci.*, **32** (2001), 199–200.

Anschrift der Autoren:

Katja Hungershöfer, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr.3, 04103 Leipzig.

PD Dr. Thomas Trautmann, Institut für Methodik der Fernerkundung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, 82234 Wessling

Dr. Jörg Trentmann, Department of Atmospheric Sciences, University of Washington, Seattle, Washington, USA

Verwendung von mikrophysikalischen Messungen zur Charakterisierung von Aerosol und Wolken für Strahlungsübertragungsrechnungen

A. Kniffka und T. Trautmann

Zusammenfassung

In diesem Beitrag werden Ansätze beschrieben, wie man aus flugzeuggetragenen Messungen von Eigenschaften atmosphärischer Extingenten die für Strahlungstransportrechnungen notwendigen Größen und Parameter rekonstruieren kann. Angewendet wird das Programm zur ersten Auswertung für bezüglich der Strahlung verschiedene atmosphärische Situationen. Die Daten hierzu wurden auf der ersten Messkampagne des Projektes INSPECTRO gesammelt. Es zeigt sich für den Fall einer Atmosphäre mit stratiformer Bewölkung eine gute Übereinstimmung mit den Messungen. Eine genaue Berechnung der Extinktion durch Wolken mittels Tropenspektren bringt derzeit keine Vorteile gegenüber einer einfachen Parametrisierung. Für den Fall eines durchbrochenen Wolkenfeldes ergeben sich lokal große Unterschiede zwischen Simulation und Messung. Dennoch läßt sich zeigen, daß die gemessenen und berechneten Felder des aktinischen Flusses einander sehr ähnliche statistische Eigenschaften haben.

Summary

In this article some methods to reconstruct an artificial three-dimensional atmosphere from flight measurement data are described. The artificial atmosphere shall accurately represent the scattering properties of the real atmosphere, that are necessary to perform radiative transfer simulations. The method is applied to conduct a preliminary analysis of several atmospheric situations corresponding to different sets of radiative properties. The analyzed measurement data was collected during the first measurement campaign within the INSPECTRO project. In the case of an atmosphere containing a stratiform cloud layer, the measurements and simulation results are in very good agreement. A more accurate calculation of the extinction of radiation within the clouds by way of accounting for measured droplet spectra does momentarily not lead to an improvement in comparison with the simple parameterization method. In the case of a broken cloud field the significant local discrepancies between the measurement data and simulation results are to be noted. Nevertheless it can be shown that the statistical properties of the measured and calculated actinic flux fields resemble each other very closely.

1 Einleitung

Bei der Verarbeitung von Messwerten für Strahlungsübertragungsrechnungen ergibt sich sehr schnell folgendes Problem: Wie kann man eine Modellatmosphäre konstruieren, in die möglichst alle zur Verfügung stehenden Informationen aus einer Feldmessung einfließen? Die Modellatmosphäre soll dabei die reale, messtechnisch untersuchte so genau wie möglich wieder geben. Zu diesem Zweck wird ein Programmpaket entwickelt, welches die nötigen Parameter bereitstellt, mit denen ein dreidimensionales Strahlungsübertragungsmodell gestartet werden kann. Für die Entwicklung eines solchen Programmpaketes wurden flugzeuggetragene Messungen von der ersten Messkampagne des Projektes INSPECTRO (INfluence of clouds on the SPECTral actinic flux in the lower TROposphere) verwendet. Dabei werden mikrophysikalische Daten besonders berücksichtigt. In der vorliegenden Studie wird zunächst die dafür notwendige

Theorie beschrieben. Es folgen einige Anwendungen des Programmpaketes. Dabei wird ein Tag mit homogener stratiformer Bewölkung und ein Tag mit inhomogener Bewölkung betrachtet.

2 Daten

Die Daten für die Entwicklung des Programmpaketes wurden auf der ersten Messkampagne des Projektes INSPECTRO gesammelt. Die Kampagne fand im September 2002 in Norwich, East Anglia, GB, statt. Flugzeugmessungen starteten vom Flughafen Norwich aus. Es gab 4 Bodenmessstationen, welche trapezförmig verteilt angeordnet waren. Zwei befanden sich im Inland und zwei an der Küste. Ziel war es, auf den Messflügen mit den Flugzeugen ein Gebiet zu sondieren, welches die Überdeckung möglichst aller Bodenstationen bot (ca. 800 km²). Für die hier gezeigte Datenanalyse wurden die Messungen des Flugzeuges vom Leibniz-Institut für Troposphärenforschung, Leipzig verwendet. Auf dem Messflugzeug befanden sich Geräte zur Messung der aktinischen Strahlung (ein Halbkugelsensor für den oberen Halbraum und ein Halbkugelsensor für den unteren Halbraum). Die Geräte waren auf beweglichen Platten montiert, um die Lageschwankungen des Flugzeuges auszugleichen. Eine genauere Beschreibung des Messsystems sowie einige Qualitätsabsicherungen finden sich bei Jaekel et al. (2004). Ebenso wurden die Aerosol- und Tropfengrößenverteilungen, die Gesamtanzahl der Aerosolteilchen und Wolkentropfen sowie der effektive Radius der Tropfen gemessen.

Man erhält somit Punktmessungen der genannten Größen entlang der Bahn des Flugzeuges. Aus diesen Messungen sollen dreidimensionale Felder von charakteristischen Größen für die Strahlungseigenschaften der Modellatmosphäre konstruiert werden.

3 Theorie

3.1 Streu- und Absorptionseigenschaften einzelner Partikel

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie man die Streueigenschaften eines einzelnen Partikels beschreiben kann, bzw. welche Größen dafür notwendig sind und wie sie berechnet werden. Die am besten geeignete Theorie, die zur Beschreibung eines Partikels herangezogen werden kann, hängt zunächst von der Größe des Partikels ab. Ist sie viel kleiner als die Wellenlängen des sichtbaren Lichts, wird die Streuung durch die Rayleightheorie beschrieben. Dies ist hier für Luftmoleküle der Fall. Bei sphärischen Partikeln, deren Größe etwa im Bereich der Wellenlängen liegt, also hier den Aerosolteilchen und den Wolkentröpfchen, wird die Mie-theorie verwendet.

Ausreichend zur Beschreibung der Streueigenschaften eines Partikels ist dessen Extinktionskoeffizient σ_{ext} , der sich zusammensetzt aus der Summe des Streukoeffizienten σ_{sca} und des Absorptionskoeffizienten σ_{abs} . σ_{ext} gibt an, wie groß der Anteil des Lichts ist, der durch Streuung oder Absorption aus der Einfallsrichtung entfernt wird. Ebenso wird die Angabe der Einfachstreueralbedo $\tilde{\omega}$ benötigt. Sie gibt das Verhältnis von gestreuter zu extingierter Strahlung an. Ist $\tilde{\omega} = 1$, findet keine Absorption statt.

Im Folgenden werden die Partikel zur Vereinfachung als kugelförmig angesehen, außerdem sollen die Bestandteile (zum Beispiel eines Aerosolteilchens) als homogen verteilt angesehen werden.

In der Ableitung der Theorie wird Licht als elektromagnetische Welle betrachtet. Die Grundgleichungen für die Lichtausbreitung bilden die vier Maxwell'schen Gleichungen. Gesucht ist eine Lösung der Wellengleichung für das Fernfeld weitab vom Streuzentrum für bestimmte Randbedingungen (s. Jackson, 1983).

Die Lösung, also das Feld im weiten Abstand vom Streuzentrum erhält man durch eine Multipolentwicklung.

Für den Extinktionsquerschnitt σ_{ext} erhält man:

$$\sigma_{ext}(x, n) = \frac{2\pi r^2}{x^2} \sum_{i=1}^{\infty} (2i+1) \Re e(|a_i|^2 + |b_i|^2). \quad (1)$$

der Streuquerschnitt σ_{sca} lautet:

$$\sigma_{sca}(x, n) = \frac{2\pi r^2}{x^2} \sum_{i=1}^{\infty} (2i+1)(|a_i|^2 + |b_i|^2). \quad (2)$$

Hierbei ist $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ der Mie-Größenparameter, also im Wesentlichen das Verhältnis aus Radius des Teilchens r und Wellenlänge λ .

Die Koeffizienten der Polentwicklung a_i und b_i setzen sich wie folgt aus den Riccati-Bessel-Funktionen ψ und ζ und deren Ableitungen zusammen:

$$a_i(x, n) = \frac{n\psi_i(nx)\psi'_i(x) - \psi_i(x)\psi'_i(nx)}{n\psi_i(nx)\zeta'_i(x) - \zeta_i(x)\psi'_i(nx)} \quad (3)$$

$$b_i(x, n) = \frac{\psi_i(nx)\psi'_i(x) - n\psi_i(x)\psi'_i(nx)}{\psi_i(nx)\zeta'_i(x) - n\zeta_i(x)\psi'_i(nx)}. \quad (4)$$

Dabei ist n der Quotient aus dem komplexen Brechungsindex des Streukörpers und dem Brechungsindex des umgebenden Mediums (hier also Luft). In den Berechnungen des Extinktionskoeffizienten bleibt nur der Realteil übrig, s. Gleichung 1.

Ebenfalls notwendig zur Beschreibung der Streuung an Einzelteilchen ist die Angabe der Winkelverteilung der gestreuten Strahlung. Dies geschieht mit Hilfe der Phasenfunktion $\mathcal{P}(\cos\Theta)$. Sie beschreibt den Anteil der Strahlung pro Einheit einfallender Strahlung aus der Richtung $\vec{\Omega}$, die in die Richtung $\vec{\Omega}'$ gestreut wird. Die Raumwinkelemente sind vektorielle Größen, sie können ausgedrückt werden durch die Zenitwinkel ϑ und ϑ' und die Azimutwinkel φ und φ' . Die Abhängigkeit der Phasenfunktion von den beiden Raumwinkeln wird durch den Streuwinkel Θ ausgedrückt. Das ist der Winkel zwischen den Richtungen $\vec{\Omega}$ und $\vec{\Omega}'$.

Für die Phasenfunktion gilt die Beziehung:

$$\mathcal{P}(\cos\Theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi\sigma_{sca}(x, n)} (|\mathcal{S}_1|^2 + |\mathcal{S}_2|^2). \quad (5)$$

\mathcal{S}_1 und \mathcal{S}_2 sind die Streuamplituden (der gestreuten Welle), sie lauten:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_1 &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2i+1}{i(i+1)} (a_i\pi_i + b_i\tau_i) \\ \mathcal{S}_2 &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2i+1}{i(i+1)} (a_i\tau_i + b_i\pi_i). \end{aligned} \quad (6)$$

Hierbei entsprechen die Koeffizienten a_i und b_i denen aus den Gleichungen 3 und 4. Für π_i und τ_i gilt:

$$\begin{aligned} \pi_i(\cos\Theta) &= \frac{P_i^1(\cos\Theta)}{\sin\Theta} \\ \tau_i(\cos\Theta) &= \frac{dP_i^1(\cos\Theta)}{d\cos\Theta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Die P_i^1 sind die zum jeweiligen Index i gehörigen Legendrefunktionen. Die Phasenfunktion ist für das Integral über die 4π Einheitssphäre normiert, das heißt:

$$\frac{1}{4\pi} \oint\!\!\!\int_{4\pi} \mathcal{P}(\cos\Theta) d\Omega = 1. \quad (8)$$

Die Phasenfunktion läßt sich somit vollständig analytisch bestimmen. Um die Streurechnungen nicht immer wieder ausführen zu müssen, benutzt man aber häufig eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften. Dies geschieht mit Hilfe des Asymmetrieparameters g_p (p entspricht "Partikel"). g_p ist der mittlere Kosinus des Streuwinkels, das heißt also:

$$g_p = \langle \cos\Theta \rangle = \frac{1}{4\pi} \oint\!\!\!\int_{4\pi} \mathcal{P}(\cos\Theta) \cos\Theta d\Omega. \quad (9)$$

Durch die Normierung der Phasenfunktion ist $|g_p(x, n)| \leq 1$. Ist $g_p = 0$, ist die Streuung am Partikel isotrop, das Licht wird in alle Richtungen gleich gestreut. Für die meisten Partikel gilt, dass sie mehr Licht in den vorderen Halbraum streuen, also Θ zwischen 0° und 90° liegt. In dem Falle ist g_p positiv. Negative Werte von g_p entsprechen demzufolge einer größeren Streuung in den hinteren Halbraum.

Eine weitere Vereinfachung der Phasenfunktion ist die Reihenentwicklung mit Legendre-Polynomen. Dies erleichtert die numerische Erfassung der $\cos\Theta$ -Abhängigkeit.

$$\mathcal{P}(\cos\Theta) = \sum_{i=0}^{\infty} p_i P_i(\cos\Theta). \quad (10)$$

Hierbei sind $P_i(\cos\Theta)$ die Legendre-Polynome und die p_i die zugehörigen Legendre-Koeffizienten. Die Polynome können durch Differentiation bestimmt werden:

$$P_i(\cos\Theta) = \frac{1}{2^i i!} \frac{d^i}{d \cos\Theta^i} (\cos^2\Theta - 1)^i. \quad (11)$$

Für den Fall isotroper Streuung bleibt nur das 0te Polynom übrig, also $P_0 = 1$, bzw. $g_p = 0$. Mittels der Mietheorie werden in dieser Konstruktion der Modellatmosphäre die Aerosolpartikel und die Wolkentröpfchen behandelt. Luftmoleküle hingegen sind deutlich kleiner als die Wellenlänge des sichtbaren Lichts, sie können also mit Hilfe der Rayleightheorie beschrieben werden. Diese kann als Spezialfall für sehr kleine Größenparameter in die Mietheorie eingeordnet werden. Hier wird der molekulare Streuquerschnitt σ_{ray} mit Hilfe der empirischen Formel von Nicolet (1984) berechnet:

$$\sigma_{ray} = \frac{4.02 * 10^{-28}}{\lambda^{4+x_{ray}}} \quad (12)$$

wobei der Parameter x_{ray} lautet:

$$x_{ray} = \begin{cases} 0.389\lambda + \frac{0.09426}{\lambda} - 0.3228 & : \lambda \leq 550nm \\ 0.04 & : \lambda > 550nm. \end{cases} \quad (13)$$

Diese Beziehung ist gültig für die gesamte Homosphäre.

Die Absorption in der freien von Aerosol und Wolken unbelasteten Atmosphäre findet im Modell durch die Absorption von Ozon Beachtung. Dessen Absorptionskoeffizient wird bestimmt durch Multiplikation des Absorptionsquerschnittes eines Ozonmoleküls mit der Anzahldichte der Moleküle.

$$\beta_{O_3} = \sigma_{O_3}(T, z) \cdot N_{O_3}(z) \quad (14)$$

Der Absorptionsquerschnitt ist sowohl von der Temperatur, als auch von der Höhe abhängig, die Anzahlkonzentration wird im Modell als horizontal homogen aber höhenabhängig angenommen.

3.1.1 Streuung an Teilchenensembles

Die Modellatmosphäre beinhaltet nicht nur ein einzelnes streuendes Teilchen, sondern sehr viele Streuzentren. Der Aerosol- bzw. Wolkentröpfchengehalt in der Atmosphäre wird beispielsweise an einem Messpunkt durch die Anzahlgrößenverteilung, das sind Teilchen in einem bestimmten Größenintervall pro Messvolumen, angegeben. Der Streukoeffizient eines Ensembles an Teilchen läßt sich bestimmen durch Integration der einzelnen Streuquerschnitte zu bestimmten Teilchenradien r gewichtet mit der jeweils gemessenen Größenverteilung:

$$\beta_{sca}(n) = \int_0^{\infty} \frac{dN_i}{d \log r} \sigma_{sca}(x, n) d \log r. \quad (15)$$

Hierbei sind N die Anzahl und r der Radius der Teilchen. Das Gleiche gilt für den Extinktionskoeffizienten:

$$\beta_{ext}(n) = \int_0^{\infty} \frac{dN_i}{d \log r} \sigma_{ext}(x, n) d \log r. \quad (16)$$

Die Wahl der Größenverteilung $\frac{dN}{d \log r}$ hängt von der jeweiligen Situation ab. Möglich wären zum Beispiel auch Verteilungen nach Junge oder Gammaverteilungen. In diesem Konstruktionsprogramm werden Lognormalverteilungen verwendet. Dabei gibt es zwei Formen, entweder mit Natürlichem oder mit Dekadischem Logarithmus. Die Verteilung mit Natürlichem Logarithmus lautet:

$$\frac{dN}{d \ln r} = \sum_{i=1}^m \frac{n_i}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_i}} \exp -\frac{\ln^2(\frac{r}{r_i})}{2 \ln^2 \sigma_i}. \quad (17)$$

Diese Verteilung setzt sich aus m verschiedenen Moden zusammen, eine Mode i mit einem bestimmen Verteilungsparameter (oder -breite) σ_i gilt hauptsächlich für einen bestimmten Radiusbereich. r_i ist der zugehörige Moderadius, das ist die Stelle r , an der gilt:

$$\frac{dn_i(r)}{dr} = 0. \quad (18)$$

n_i ist hierbei die normierte Anzahldicke, das heißt: $\sum_{i=1}^m n_i = 1$. Die vollständige Verteilung an der Stelle r erhält man durch Summation der einzelnen Moden.

Die Anzahl der verwendeten Moden ist im Programm nicht unbedingt festgelegt, sondern richtet sich nach der Vorgabe der Messwerte und der betrachteten Teilchenart. Für Aerosole liefert eine Verteilung mit drei Moden eine gute Approximation der Messwerte. Wolkentropfen lassen sich häufig besser mit einer mono- oder bimodalen Verteilung erfassen. In Abbildung 1 sind verschiedene Aerosol- und Tropfengrößenverteilungen zu sehen. Die Anzahldickeverteilungen wurden aus Messdaten der INSPEKTROkampagne vom 12.9.2003 und vom 14.9.2003 erstellt. Es entsprechen die Verteilungen im kleineren Radiusbereich den Aerosolpartikeln, zu größeren Radien hin finden sich die Wolkentropfen. Links oder rechts außen finden sich die Angaben, für welche Höhe die jeweilige Verteilung berechnet wurde. Bei genauerem Hinsehen erkennt man deutlich den unterschiedlichen Verlauf der hauptsächlich monomodalen Verteilungen der

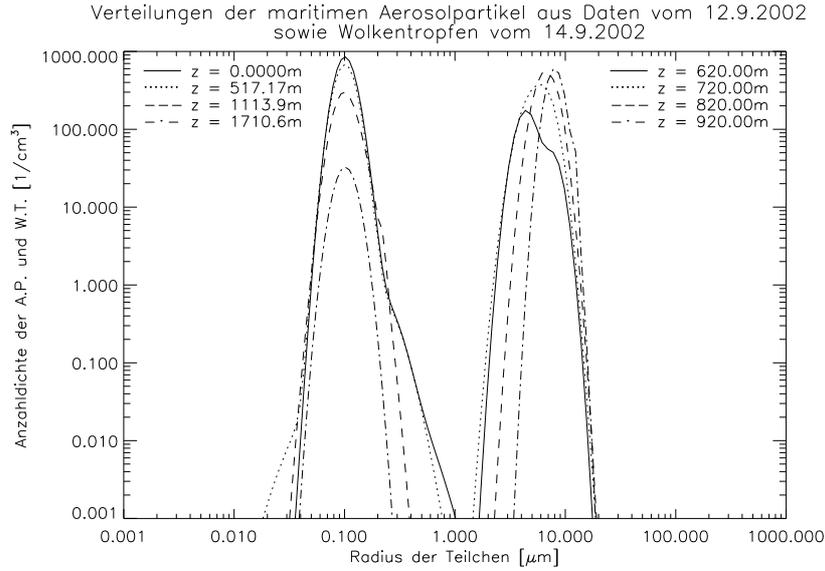


Abbildung 1: Verteilungen von Aerosolpartikeln A.P. und Wolkentropfen W.T. in verschiedenen Höhen z .

Wolkentropfen und der bi- oder trimodalen Verteilungen der Aerosolpartikel.

Abgesehen von Extinktions- und Streukoeffizient ist man auch noch an der Winkelverteilung der gestreuten Strahlung interessiert. Hierzu lassen sich wie zuvor der Asymmetrieparameter g und damit die Phasenfunktion $\mathcal{P}(\cos\Theta)$ des Teilchenensembles bilden. Der Asymmetrieparameter wird genau wie Extinktions- und Streukoeffizient mittels Integration des individuellen Partikelasymmetrieparameters g_p über die Anzahldichteverteilung der Teilchen gebildet. Zusätzlich wird noch gewichtet mit dem Streukoeffizient des Ensembles:

$$g(n) = \frac{1}{\beta_{sca}(n)} \int_0^{\infty} \frac{dN}{d \log r} g_p(x, n) \sigma_{sca}(x, n) d \log r. \quad (19)$$

Als Approximation der Phasenfunktion wird hier der Ansatz von Henyey-Greenstein verwendet (s. Henyey und Greenstein, 1941):

$$\mathcal{P}(\cos \Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}}. \quad (20)$$

Verwendet man diesen Ansatz zusammen mit der Reihenentwicklung der Phasenfunktion in Legendre-Polynome wie in Gleichung 10, kann man diese Beziehung für die Legendre-Koeffizienten ableiten:

$$p_i = (2i + 1)g^i. \quad (21)$$

Damit erhält man diese Reihendarstellung der Phasenfunktion nach Henyey und Greenstein:

$$\mathcal{P}(\cos \Theta) = \sum_{i=0}^{\infty} (2i + 1)g^i P_i(\cos \Theta). \quad (22)$$

Ausführlichere Erläuterungen zur Streuung an Miepartikeln finden sich bei Lenoble und Brogniez (1984) oder bei Lenoble (1993).

3.1.2 Kombination der Streuparameter

Vor der eigentlichen Strahlungsübertragungsrechnung müssen die Parameter der einzelnen Streuer, Luftmoleküle, Aerosole und Wolkentropfen, zu Parametern zusammengefasst werden, die für die gesamte Atmosphäre charakteristisch sind.

Die Parameter zur Extinktion und Streuung der einzelnen Teilchen lassen sich wie folgt kombinieren:

Der gesamte Extinktionskoeffizient ergibt sich aus Summation aller einzelnen Streu- und Absorptionskoeffizienten (β_{ray} und β_{O_3}), bzw. der schon berechneten Extinktionskoeffizienten der Aerosolpartikel- und Wolkentropfenensembles ($\beta_{ext,aer}$ und $\beta_{ext,dro}$)

$$\beta_{ext} = \beta_{ray} + \beta_{O_3} + \beta_{ext,aer} + \beta_{ext,dro}. \quad (23)$$

Dementsprechend gilt für die Einfachstreueralbedo:

$$\tilde{\omega} = \frac{\beta_{ray} + \beta_{sca,aer} + \beta_{sca,dro}}{\beta_{ext}}. \quad (24)$$

Die Legendrekoeffizienten der Phasenfunktion werden ebenfalls durch Summation der einzelnen Legendrekoeffizienten gebildet, aber sie werden zusätzlich gewichtet mit dem zugehörigen Streukoeffizienten:

$$p_i = \frac{\beta_{ray}p_{ray,i} + \beta_{sca,aer}p_{aer,i} + \beta_{sca,dro}p_{dro,i}}{\beta_{ray} + \beta_{sca,aer} + \beta_{sca,dro}}. \quad (25)$$

Dementsprechend lässt sich ein gesamter Asymmetrieparameter g angeben:

$$g = \frac{\beta_{ray}g_{ray} + \beta_{sca,aer}g_{aer} + \beta_{sca,dro}g_{dro}}{\beta_{ray} + \beta_{sca,aer} + \beta_{sca,dro}}. \quad (26)$$

Die Angabe eines gesamten Extinktionskoeffizienten, einer gesamten Einfachstreueralbedo und einer Darstellung der gesamten Phasenfunktion durch die Koeffizienten reichen aus, um die Modellatmosphäre für die Strahlungsübertragungsrechnungen vollständig zu charakterisieren.

3.2 Konstruktion der Atmosphäre

In den vorigen Abschnitten wurde ein Überblick über die theoretische Erfassung der für die Strahlungsübertragungsrechnung relevanten Größen gegeben. An dieser Stelle soll beschrieben werden, wie man die nötige Modellatmosphäre aus Messwerten zusammensetzen kann.

Zunächst werden die Messwerte genauer untersucht, und je nachdem, um welche meteorologische Situation es sich handelt, weiter verarbeitet. War der Messtag möglichst klar und wenig Aerosol vorhanden, bietet es sich zum Beispiel an, die Messwerte in Höhenschichten einzuteilen und horizontal zu mitteln. Bei Anwesenheit von inhomogenen Wolken lassen sich gut Teilabschnitte des Messgebietes heraus nehmen und untersuchen.

Nach den gewünschten räumlichen Dimensionen wird ein Gitter für die Modellatmosphäre erstellt. Die Messwerte werden mittels geeigneter Interpolationen und anderen Verfahren (je nach Problemstellung, z. B. Mittelung) auf die Gitterpunkte projiziert. Die nun folgenden Berechnungen für die optischen Eigenschaften der Streukörper finden alle jeweils an jedem Punkt des Gitters statt. Dies ermöglicht die Einbindung von inhomogenen Wolkenfeldern.

3.2.1 Behandlung von Aerosolen

Die Streuung und Extinktion an Aerosolteilchen wird, wie schon beschrieben, mit Hilfe der Mie-theorie berechnet. Die Werte für die Brechungsindizes von Aerosolteilchen finden sich beispielsweise bei Shettle und Fenn (1979).

Falls ausreichend Messwerte vorhanden sind, lassen sich für jeden Punkt im Gitter eigene Anzahlverteilungen ausrechnen. Dabei können je nach Information mono-, bi-, oder trimodale Verteilungsformen benutzt werden. Ebenfalls kann zwischen einer Darstellung im Natürlichen oder im Dekadischen Logarithmus gewählt werden.

Liegen nicht genügend Messungen vor, können auch Standardverteilungen mit Hilfe folgender Formel berechnet werden:

$$N(z) = N(0) * (p(z)/p(0))^3. \quad (27)$$

N ist die Teilchenanzahlkonzentration am Boden bzw. in der Höhe z , p ist der Luftdruck in der entsprechenden Höhe. Diese werden dann durch Einsatz von Bodenmessungen entsprechend skaliert.

3.2.2 Behandlung von Wolkentropfen

Die Streuung und Extinktion an Wolkentropfen lässt sich genau wie bei den Aerosolen mit der Mietheorie berechnen. Es kann in gleicher Weise zwischen den verschiedenen Verteilungsformen gewählt werden. Meist wird in Messungen aber nur der effektive Radius r_e der Tröpfchen und der Flüssigwassergehalt LWC (= liquid water content) eines Messvolumens angegeben. Auch mit diesen beiden Informationen lassen sich die optischen Größen bestimmen. Dazu kann man eine Parametrisierung nach Slingo (1989) zu Hilfe nehmen. Der effektive Radius ist der einfache Tropfenradius r gewichtet mit $r^2 \frac{dn(r)}{d \log r} dr$:

$$r_e = \frac{\int_0^{\infty} r^3 \frac{dn(r)}{d \log r} dr}{\int_0^{\infty} r^2 \frac{dn(r)}{d \log r} dr}. \quad (28)$$

Der Flüssigwassergehalt ist die Menge an Wasser pro Volumeneinheit Luft:

$$LWC = \frac{4\pi}{3} \rho_{H_2O} N_{dro} \int_0^{\infty} r^3 \frac{dn(r)}{d \log r} dr. \quad (29)$$

Hierbei ist ρ_{H_2O} die Dichte des Wassers und N_{dro} die Anzahldichte der Tropfen.

Mit diesen Informationen lassen sich optische Dicke, Einfachstreueralbedo und Asymmetrieparameter des Tropfchensembles mit den folgenden Parametrisierungen nach Slingo (1989) bestimmen:

$$\tau_i = LWP \left(a_i + \frac{b_i}{r_e} \right) \quad (30)$$

$$1 - \tilde{\omega}_i = c_i + d_i \cdot r_e \quad (31)$$

$$g_i = e_i + f_i \cdot r_e. \quad (32)$$

LWP ist der sogenannte "liquid water path", der als das Integral des Flüssigwassergehaltes über die Höhe z von Wolkenuntergrenze z_u bis Wolkenobergrenze z_o definiert ist:

$$LWP = \int_{z_u}^{z_o} LWC dz. \quad (33)$$

Daraus folgt für den Extinktionskoeffizienten mit $\tau = \int_{z_u}^{z_o} \beta_{ext} dz$:

$$\beta_{ext,dro} = LWC \left(a_i + \frac{b_i}{r_e} \right). \quad (34)$$

a_i bis f_i sind die für bestimmte Wellenlängenbänder tabellierten Parameter (s. Slingo, 1989). Die Vorteile einer solchen Parametrisierung liegen zum einen in der kürzeren Rechenzeit des Programmes, und zum anderen können ohne explizite Vorgabe von gemessenen Tropfengrößenverteilungen ebenfalls sehr gute Ergebnisse erzielt werden. Trotzdem ist natürlich eine möglichst genaue Beschreibung der Atmosphäre mit Hilfe von exakten Messdaten anzustreben. Bei der INSPECTRO Messkampagne waren verschiedene Messgeräte auf dem Flugzeug montiert, so daß man zwischen den beiden Datenformen wählen und vergleichen konnte. Jedoch ergaben sich bei den hier verwendeten Flugzeugmessungen einige Probleme. Zunächst war der Fehler der Messgeräte, die Daten in Form von Tropfengrößenverteilungen lieferten, größer, als der Fehler, der von den Geräten entstand, die Informationen zu Flüssigwassergehalt und effektivem Radius ausgaben. Außerdem konnten die Daten auch nicht direkt als Modelleingabe verwendet werden, sondern mußten erst in geeigneter Weise verarbeitet werden, um aus Messungen entlang einer Linie ein ganzes Feld zu erstellen (s. dazu auch die Abschnitte 4.1 und 4.2). Auch dabei ging etwas am Wert des Informationsgehaltes, den die Tropfengrößenverteilungen beinhalten, verloren. In einem späteren Abschnitt findet sich ein Vergleich der beiden Methoden für einen Messtag mit geschlossener Bewölkung.

Mit den bisher genannten Methoden lassen sich Extinktion und Streuung an Aerosolen und Wolkentropfen berechnen. Die Atmosphäre beinhaltet aber noch andere strahlungsrelevante Bestandteile. In diesem Fall sind das Luftmoleküle und Ozon. Luftmoleküle werden in die Atmosphäre eingearbeitet, indem deren vertikale Variabilität mittels Standardprofilen für Molekülanzahlen und Temperatur aus z.B. McClatchey et al. (1971) berücksichtigt wird. Ozon ist etwas aufwändiger und wird entsprechend dem von Früh (2000) verwendeten Verfahren behandelt. Zunächst werden die Absorptionsquerschnitte wellenlängenabhängig und für fünf verschiedene Temperaturen nach Daumont et al. (1992) bestimmt. Anschließend werden die Ozonabsorptionskoeffizienten für jede Höenschicht berechnet, indem man den jeweiligen Absorptionsquerschnitt auf die Temperatur in der entsprechenden Höhe interpoliert. Dieser interpolierte Absorptionsquerschnitt wird dann mit der Molekülanzahl im betrachteten Höhenlevel multipliziert. Die Profile für Temperatur und Molekülanzahl stammen wie die Luftmolekülprofile aus Standardatmosphären von McClatchey et al. (1971). Da Ozon ein sehr wichtiges Absorbergas in der Atmosphäre ist, und der Strahlungstransport empfindlich auf Änderungen im Ozongehalt der Atmosphäre reagiert, wird das jeweils verwendete Standardprofil mit einem am Flugtag gemessenen Wert für den Gesamt ozonegehalt skaliert. Die Daten hierzu stammen von GOME auf dem Satelliten ERS-2.

Nach der Berechnung aller optischen Parameter der einzelnen Streukörper und Absorbergase werden die Parameter für jeden Gitterpunkt der Modellatmosphäre mit der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Methode zusammen gesetzt.

4 Ausgewählte Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse von Strahlungstransferrechnungen gezeigt, die auf Modellatmosphären beruhen, welche mit dem zuvor beschriebenen Modellpaket erstellt wurden. Für die hier gezeigten Rechnungen wurde das dreidimensionale Strahlungsübertragungsmodell SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method) von Evans (1993, 1998) eingesetzt.

4.1 Stratiforme Bewölkung

Der erste Satz von Simulationen basiert auf einer Modellatmosphäre, die gemäß den Bedingungen des Messtages vom 14.9.2002 gewählt wurde. Während des Messfluges war der Himmel durchgängig mit einer stratiformen Wolkenschicht bedeckt. Diese Wolkenschicht war vertikal recht ausgeprägt und enthielt viel Wolkenwasser, wie man in Abbildung 2 erkennen kann. Hier sieht man das Vertikalprofil des Flüssigwassergehaltes der Wolke. Die vertikale Ausdehnung der Wolkenschicht reichte von 600 m bis 1040 m Höhe. Während des Messzeitraumes veränderte sich das Wolkenbild nur sehr wenig, und auch in horizontaler Richtung zeigte sich die Wolkenschicht relativ homogen.

Die mikrophysikalischen Daten des Messfluges wurden in verschiedene Höhengschichten ein-

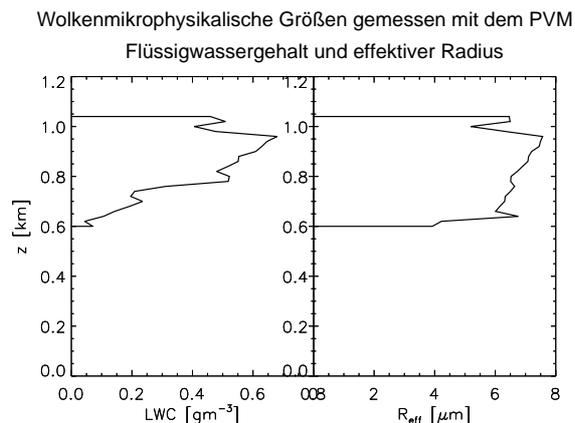


Abbildung 2: Profile des Flüssigwassergehaltes und des effektiven Radius, Stratus Bewölkung vom 14.9.2002.

geteilt, wobei besonders auf die Wolkenober- und untergrenze geachtet wurde. Innerhalb der Schichten wurden Häufigkeitsverteilungen der Datengruppen erstellt. Ebenso wurde mit den Daten für die aktinische Strahlung verfahren. Die optischen Eigenschaften der Wolke wurden im ersten Fall mit den Daten zu LWC und effektivem Radius mit Hilfe der Slingo-Parametrisierung berechnet. Diese Daten wurden vom PVM-Gerät (particle volume monitor) gemessen. Im zweiten Fall wurden die Daten für Tropfengrößenverteilungen verarbeitet, sie wurden mit einem Fast-FSSP gemessen (s. dazu auch Abbildung 1). Auf der Basis dieser beiden Berechnungen der optischen Eigenschaften der Bewölkung wurden zwei Modellatmosphären mit ansonsten gleichen meteorologischen Bedingungen erstellt.

In Abbildung 3 sind die Ergebnisse zweier SHDOM-Simulationen mit den beiden Modellatmosphären dargestellt. Zum Vergleich findet sich auch die Messung mit Fehlerangabe in der Darstellung. Zu sehen ist ein Profil durch die Atmosphäre in der Mitte des Modellgebietes bei einer Wellenlänge von 420 nm. Die durchgezogene graue Kurve mit dem zugehörigen prozentualen Messfehler zeigt die Messung, die gestrichelte hellgraue Kurve stellt die Ergebnisse der SHDOM-Simulation auf der Basis der Slingo-Parametrisierung dar, und die gestrichelte schwarze Kurve zeigt die Ergebnisse der SHDOM-Simulation mit Tropfengrößenverteilungen. Wie man sieht, können beide Simulationen die gemessenen Werte sehr gut wiedergeben, die Abweichungen von der Messung liegen im Allgemeinen im Bereich des Messfehlers. Der Messfehler liegt bei 8 % im UV-Bereich und bei 4.9 % für die größeren Wellenlängen. Der ein wenig schwankende Verlauf der Messkurve ergibt sich auch durch das Mittelungsverfahren, denn in

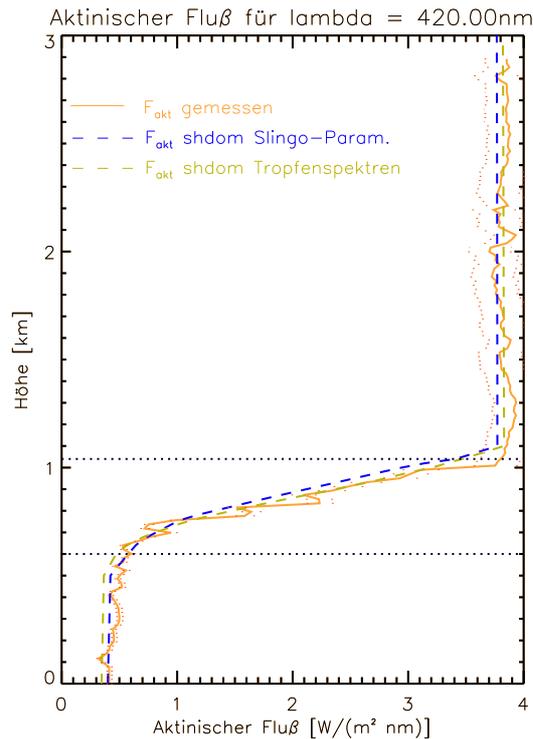


Abbildung 3: Profile der aktinischen Strahlung bei 420 nm, Messung und Simulationen, 14.9.2002, die Wolkenschicht befindet sich in einer Höhe von 600 - 1040 m. .

manchen Höhenschichten konnten nur wenige Meßwerte gewonnen werden, so daß durchaus Abweichungen vom “theoretischen” Mittelwert entstehen können. Sehr große Unterschiede zeigen die beiden Simulationen nicht, jedoch läßt sich über und unter der Wolke erkennen, daß die Tropfenverteilungen offenbar eine Wolke mit zu großer optischer Dicke erzeugen. Unter der Wolke erkennt man eine zu geringe Transmission von aktinischer Strahlung, und überhalb der Wolke wird zuviel von der Strahlung zurückgestreut. Das könnte auf einen relativ großen Messfehler des FSSP-Gerätes zurückzuführen sein. Für den Flüssigwassergehalt und die Tropfenanzahl kann er bis etwa 20 % betragen, im Vergleich zu 10 % des PVM-Gerätes. Die Tropfenradien haben allerdings einen Fehler von nur 5 %. Zur Zeit wird an der Verbesserung des Auswertalgorithmus des FSSP gearbeitet, welches hauptsächlich die kleinen Tropfen fehlerhaft zählt. Eine Korrekturfunktion ist in Aussicht gestellt. Zur Zeit ist also noch die Parametrisierungsmethode gegenüber der spektralen Methode vorzuziehen.

4.2 Inhomogene Bewölkung

Der zweite Studienfall ist ein Tag mit sehr inhomogener Bewölkung. Während der Messung am 28.9.2002 war die Wolkendecke recht inhomogen. Die vertikale Erstreckung der einzelnen Wolkenabschnitte war sehr gering, nur etwa 150 - 200 m. Die Situation wurde dadurch wesentlich vereinfacht, dass sich nur sehr wenige die Messung verfälschende Cirren über dem Messgebiet befanden. Aus den Messdaten wurde mittels eines Wolkengenerators ein Feld mit Angaben zu Flüssigwassergehalt und effektivem Radius erstellt. Das Feld wurde freundlicherweise von Dr. Bernhard Mayer und Dr. Ronald Scheirer vom Institut für Physik der Atmosphäre, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Oberpfaffenhofen, im Rahmen des EU-Projektes

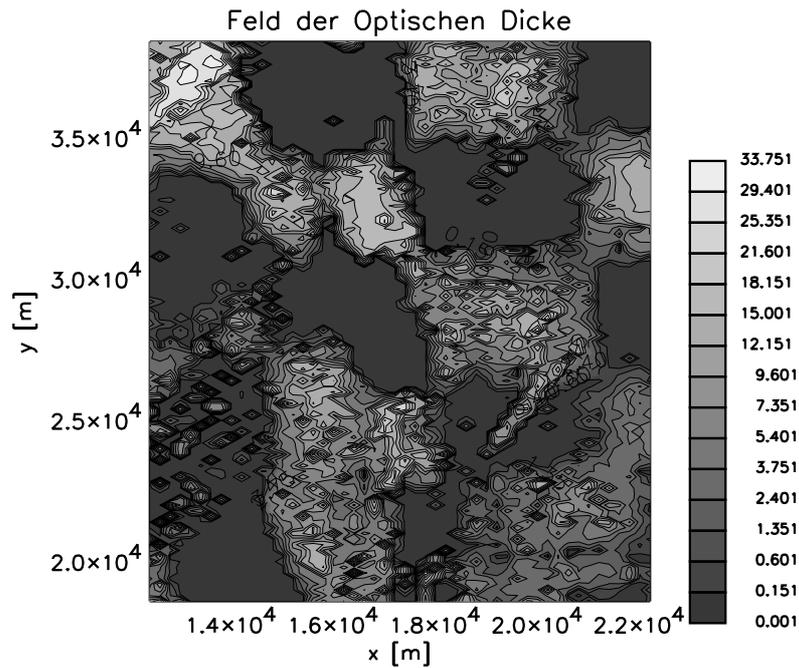


Abbildung 4: Totale optische Dicke des Wolkenfeldes vom 28.09.02.

INSPECTRO zur Verfügung gestellt. Das Wolkenfeld wurde von Dr. Ronald Scheirer auf der Grundlage von Autokorrelationsfunktionen der gemessenen effektiven Radien und Flüssigwassergehalte entlang der Fluglinien, die also Linien von dichten Daten sind, erzeugt. Dabei werden auch noch charakteristische turbulente Längenskalen in Betracht gezogen.

Aus diesem Wolkenfeld wurde wie im Fall zuvor ein Inputfile für das dreidimensionale Strahlungsmodell SHDOM erstellt. Verwendet wurde hierzu die Slingo-Parametrisierung um die Extinktionskoeffizienten, die Einfachstreueralbeden und die Asymmetrieparameter der Phasenfunktionen der Wolkenzellen zu erhalten. Das untersuchte Wolkenfeld hat eine horizontale Ausdehnung von $10 \times 20 \text{ km}^2$ mit einer Auflösung von 0.2 km . Die vertikale Ausdehnung der Modellatmosphäre beträgt 60 km mit 60 Schichten unterschiedlicher Dicke. Die feinste Auflösung findet sich in der Grenzschicht und natürlich in und um die Wolkenschicht. Das ergibt ein Grundgitter von ca. $50 \times 100 \times 60$ Zellen. Diesem Grundgitter werden im Laufe der Simulation von SHDOM durch eine Adaptive-Gitter-Technik noch viele weitere Zellen hinzugefügt, so daß insgesamt ein sehr hoher Speicherbedarf für die Simulation entsteht.

In Abbildung 4 ist das Feld der optischen Dicke der Eingangswolke zu sehen. Das Feld zeigt große Inhomogenitäten und weist angesichts der geringen Schichtdicke der Wolken (ca. $150 - 225 \text{ m}$) teilweise lokal sehr hohe optische Dicken auf. Auch in vertikaler Richtung ist das Wolkenfeld nicht homogen. Es finden sich unter der Wolkendecke einige verstreute Wolkenfetzen. Die Untergrenze des Hauptfeldes liegt bei 1.425 km , die Obergrenze bei 1.725 km . Die kleineren Wolkenfetzen liegen zwischen 0.6 und 0.675 km Höhe. In Abbildung 5 ist das Ergebnis einer Simulation dargestellt. Zu sehen ist ein vertikaler Schnitt durch das Modellgebiet bei $y = 8.0 \text{ km}$. Dargestellt sind Isolinien des aktinischen Strahlungsflusses. Zu beachten ist, daß diese Rechnung mit dem extraterrestrischen Fluß normiert ist. Man kann sehr gut schräge Streifen erkennen, in denen die aktinische Strahlung reduziert ist. Dies entspricht den Schatten unter einer Wolke, die schräge Lage ergibt sich durch den Sonnenstand ($\text{SZA} = 66.5 \text{ Grad}$). In diesen schrägen Streifen unter den Wolken kann man außerdem einige vertikale Strukturen er-

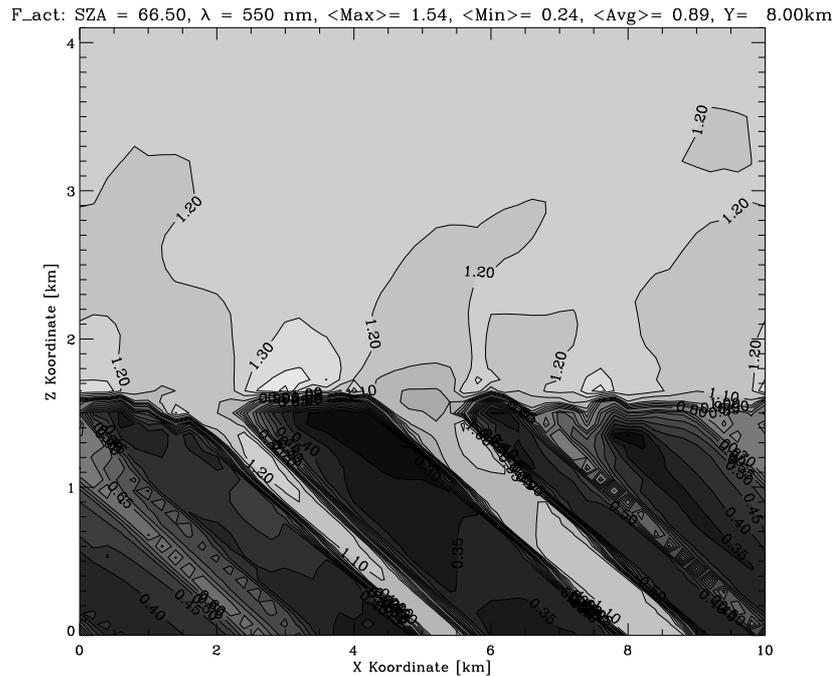


Abbildung 5: SHDOM Simulation der aktinischen Strahlung (extraterrestrischer solarer Fluß $F_0 = 1$) für inhomogene Bewölkung vom 28.9.02, xz-Schnitt, $\lambda = 550$ nm.

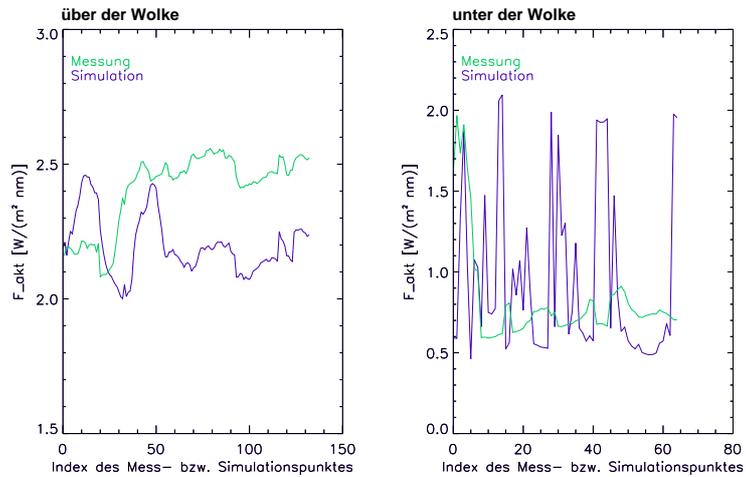
kennen. Auch über den Wolken breiten sich die Regionen mit erhöhter aktinischer Strahlung in vertikaler Richtung aus. Diese Effekte entstehen durch die Überlagerung der Rückstreuungseffekte von den in den einzelnen Wolkenzellen enthaltenen Tropfen. Die Rückstreuung ist am stärksten an Stellen, an denen der totale Flüssigwasser-Pfad am größten ist.

In der Lücke zwischen den beiden Wolkenstrukturen etwa in der Mitte der Abbildung sieht man auf Wolkenhöhe direkt in der Mitte einen Bereich mit reduzierter aktinischer Strahlung. Über und unter diesem Bereich erhöhen sich die Werte wieder, da ein Teil der Strahlung an den Kanten der Wolken reflektiert wird.

Nach dieser ersten Beschreibung des simulierten Strahlungsfeldes folgt eine Auswertung mit den gemessenen aktinischen Flußdichten. Der Vergleich zwischen der Feldmessung und der Simulation wurde in diesem Fall hauptsächlich über die statistischen Eigenschaften der Datenmenge durchgeführt. Es wurden Messdaten aus bestimmten Flugabschnitten und die örtlich entsprechenden Simulationsdaten auf ihre statistischen Grundeigenschaften hin untersucht und verglichen. Aufgrund des sehr günstig gewählten Flugmusters des Messfluges bot sich eine Einteilung in Datenabschnitten unter, in und über dem Wolkenfeld an. Dazu wurde jeweils ein horizontales Trapez geflogen.

In Tabelle 1 ist ein Überblick über die Ergebnisse zu sehen. Wie man sieht, sind die Mittelwerte und Standardabweichungen für beide Fälle schon relativ ähnlich, wobei Fall 2 erstaunlicherweise bessere Übereinstimmung von Messdaten und Simulation zeigt. Die beiden höheren Momente Schiefe und Kurtosis stimmen nicht sehr gut überein. Das läßt sich leicht erklären, denn die Schiefe gibt die Asymmetrie einer Verteilung an, die Kurtosis ist ein Maß dafür, wie gestreckt oder gestaucht eine Verteilung ist. Die höheren Momente reagieren sehr empfindlich auf Abweichungen in den untersuchten Verteilungen. In diesem Fall zeigen sie, daß die errechneten Verteilungen vermutlich sehr zerstückelt aussehen werden und keiner Standardform, wie zum Beispiel einer Normalverteilung, entsprechen werden. Eine bessere Diskussionsgrundlage

Aktinische Strahlung entlang zweier Fluglinien



Häufigkeit der aktinischen Strahlung bei 550 nm entlang der Meßlinie

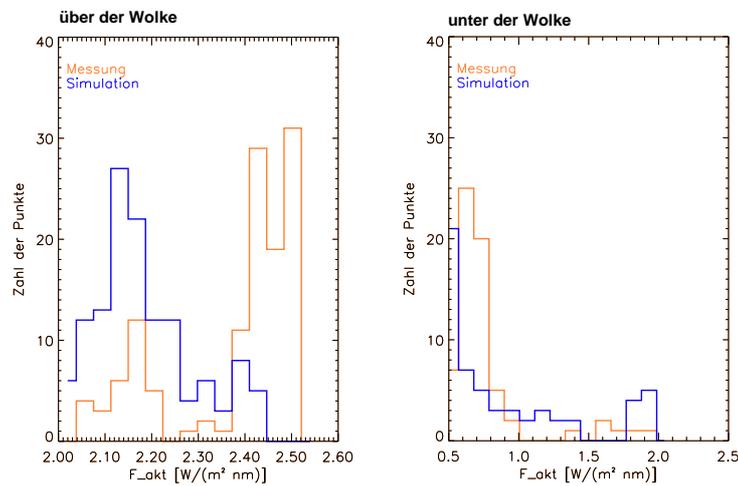


Abbildung 6: Aktinische Strahlung entlang der Fluglinie, Simulation und Messung, über und unter dem Wolkenfeld und die dazugehörigen Histogramme, $\lambda = 550 \text{ nm}$.

	über		unter	
	Simulation	Messung	Simulation	Messung
Mittelw.	2.19875	2.40759	0.950821	0.822822
Varianz	0.0120491	0.0195002	0.274029	0.0943937
Schiefe	0.683019	-1.05052	1.05079	2.50652
Kurtosis	-0.140279	-0.365547	-0.410986	5.40545

Tabelle 1: Momente der Verteilung der simulierten und gemessenen aktinischen Strahlung aus dem Flugabschnitt über und unter dem Wolkenfeld.

erhält man, wenn man sich die Abbildung 6 ansieht, hier sind die aktinischen Strahlungsflüsse über und unter der Wolke dargestellt sowie die dazugehörigen Histogramme. Die hellgrauen Linien entsprechen den Daten der Messung, die dunklen Linien denen der Simulation.

In den beiden oberen Diagrammen sind die Werte so wie sie entlang der Fluglinie gemessen, bzw. im Modell simuliert wurden, aufgetragen. Vergleicht man die beiden Abbildungen, fällt vor allem der viel glattere Verlauf der Werte der Simulation (und auch der Werte der Messung) über der Wolke auf. Hier ist der direkte Anteil des Lichts dominanter als unter der Wolke. Unterhalb der Wolke hingegen ist das einfallende Licht schon an den Wolkentropfen gestreut oder teilweise absorbiert worden. Daher schwanken die Simulationswerte entlang der Linie sehr stark. Die Messwerte sollten sich eigentlich ebenso verhalten, aber für die Auswertungen mußten die räumlich und zeitlich hoch aufgelösten Messungen innerhalb der Gitterzellen der SHDOM-Atmosphäre gemittelt werden. So werden insbesondere lokale Spitzen in den Messungen stark unterdrückt. Außerdem repräsentiert eine einzige Messung bereits ein Integral über eine gewisse, wenn auch im Vergleich zur Fluggeschwindigkeit kurze Flugzeit.

Bei Betrachtung der Verteilungen, die zu den Daten über den Wolken gehören, fällt zunächst eine gewisse Diskrepanz auf. Jedoch läßt sich sagen, daß die grobe Form der Messwerteverteilung von der Simulation getroffen wurde. Z.B. der große Teil der Messungen mit Werten im Bereich von 2.0 bis 2.25 W/(m²nm) sowie die kleine Anhäufung bei 2.32 W/(m²nm) und auch die größere Häufung bei den großen Strahlungswerten stimmen qualitativ überein. Auffällig ist, daß gerade bei den größten Werten der aktinischen Strahlung eine viel größere Häufung in den Messungen auftritt, die in der Simulation nicht zu finden ist. Ein Grund dafür könnte sein, dass die Rekonstruktion der Tropfengrößenverteilungen fehlerbehaftet ist, da sich dort der Messfehler der mikrophysikalischen Messgeräte empfindlich bemerkbar machen kann. Betrachtet man die zugehörige Zeitreihe, scheint ein systematischer Fehler ausgeschlossen, da von SHDOM durchaus auch Werte simuliert werden, die über den gemessenen liegen. Insgesamt liegen die meisten gemessenen Werte über den simulierten, dies spricht entweder für eine fehlerhafte Tropfengrößenverteilung oder für eine falsche Positionierung der Wolken in vertikaler oder horizontaler Richtung. Eine weiter gehende Erklärung macht eine genauere Untersuchung der aktinischen Strahlung mit Aufteilung in auf- und abwärts gerichtete Komponenten erforderlich. Dies wird zu einem späteren Zeitpunkt folgen.

5 Schlußfolgerungen

Eine Validierung des Atmosphärenkonstruktionspaketes mit Hilfe der Flugmessungen von INSPECTRO ergab, daß das neu entwickelte Programmpaket gute Ergebnisse liefert. Es ist in der Lage, auf der Basis von Messdaten realistische Modellatmosphären zu erzeugen. Die Ergebnisse der auf den Modellatmosphären basierenden Simulationen stimmen qualitativ gut mit den Messungen überein. Es ist jetzt möglich, mit dem Programmpaket genauere Auswertungen der Messungen zu bestimmten Spezialfällen vorzunehmen. Zum Beispiel wäre die Untersuchung der Ausbildung einer Erhöhung des aktinischen Strahlungsflusses in der Wolke nahe der Wolktoberkante sinnvoll. Dies wird in den Messungen beobachtet. In den Simulationen ist in den Wolken an den Stellen lokaler geringer optischer Dicke eine Erhöhung der aktinischen Strahlung zu erkennen. Dies könnte auf einen Kanalisierungseffekt hindeuten. Zu sehen ist der Effekt in Abbildung 5 als streifenförmige Erhöhung in und unter der Wolke im rechten Bildabschnitt, etwa zwischen 7 und 7.5 km der x-Koordinate.

Die Auswertung des Tages mit stratiformer Bewölkung ergab sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Messung. Es zeigte sich, daß gegenwärtig eine spektrale Behandlung der Wolkentropfen noch keine Vorteile gegenüber der Rechenzeit einsparenden Slingo-Parametrisierung

bringt. Dies wird teilweise durch den größeren Messfehler des FSSP-Gerätes verursacht. Eine Verbesserung dieses Fehlers ist jedoch in Aussicht gestellt, so daß neue Untersuchungen mit optimierten Messdatensätzen vielversprechend sind.

Die inhomogene Bewölkung konnte erstaunlich gut simuliert werden. Wenn man bedenkt, dass eine Flugzeugmessung nur Daten entlang einer Linie liefert, aber für die Simulation ein dreidimensionales Extinktionsfeld nötig ist. Die statistischen Eigenschaften der Simulation sind im Wesentlichen denen der Messung ähnlich. Es sind differenziertere Untersuchungen angebracht, die zeigen könnten, warum mit dem Modell häufiger kleinere Strahlungswerte simuliert werden als tatsächlich gemessen wurden.

6 Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns bedanken für die freundliche Unterstützung für diese Arbeit. Die Daten für das inhomogene Wolkenfeld wurden freundlicherweise von Dr. Roland Scheirer (DLR) zur Verfügung gestellt. Die mikrophysikalischen Messdaten stammen von Sebastian Schmidt (IfT), die gemessenen aktinischen Flüsse von Evelyn Jaekel (IfT).

Literatur

- Daumont D., J. Brion, J. Charbonnier, J. Malicet: Ozone UV spectroscopy 1: Absorption cross-sections at room temperature, *J. Atmos. Chem.*, **15**, 145-155, 1992.
- Evans, K. F., 1993: Two-dimensional radiative transfer in cloudy atmospheres: The spherical harmonic spatial grid method. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3111-3124.
- Evans, K. F., 1998: The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429-446.
- Früh, B., 2000: *Entwicklung und Evaluierung einer Modellhierarchie zur Simulation der aktinischen Strahlung in aerosolbelasteter und bewölkter Atmosphäre*. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz.
- Henry, L. G. und J. L. Greenstein, 1941: Diffuse Radiation in the Galaxy. *Ap. J.*, **93**, 70-83.
- Jaekel, E., Wendisch, M., Kniffka, A. und T. Trautmann, 2003: A new airborne system for fast measurements of up and downwelling spectral actinic flux densities. *Applied Optics*, accepted for publication.
- Lenoble, J. und C. Brogniez, 1984: A comparative review of radiation aerosol models. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **57**, 1-20.
- Lenoble, J. 1993: *Atmospheric Radiative Transfer*. A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, USA.
- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Volz und J. S. Garing, 1971: Optical Properties of the Atmosphere AFCRL-71-0279, *Environmental Research Papers*, No. 354.
- Nicolet, M., 1984: On the molecular scattering in the terrestrial atmosphere: An empirical formula for its calculation in the homosphere. *Planet. Space Sci.*, **32**, 1467-1468.

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

Slingo, A., 1989: A GCM Parameterization for the Shortwave Radiative Properties of Water Clouds, *Notes and Correspondence, American Meteorological Society*, 1419-1426.

Simulations of Solar Radiative Transfer in Measured and Generated Cloud Fields

Sebastián Gimeno García and Thomas Trautmann

Zusammenfassung

Um ein besseres Verständnis des Einflusses von Wolken auf den Strahlungstransport zu erlangen, müssen neben direkten Messungen der Strahlungsgrößen auch Strahlungstransportrechnungen durchgeführt werden. Dabei werden mikrophysikalische Eigenschaften aus Fernerkundungs- und in situ Messungen sowie generierte Wolkenfelder verwendet.

In den BBC1- und BBC2 (= **B**altex **B**ridge **C**loud 1 und 2)-Messkampagnen wurden Messungen der mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften und der Strahlungsgrößen durchgeführt. In diesem Bericht werden Ergebnisse von spektralen Monte Carlo Simulationen des Strahlungstransports in der Kurzwellenregion für Wellenlängen zwischen 350 nm und 850 nm für einen in BBC1 gemessenen Stratocumulus gezeigt. Zusätzlich wurden auch Strahlungstransportssimulationen für einen LES (= **L**arge **E**ddy **S**imulation)-simulierten Cumulus und für eine entsprechende IAAFT (= **I**terative **A**mplitude **A**dapted **F**ourier **T**ransform)-Surrogatwolke mit denselben statistischen Eigenschaften wie die ursprüngliche Wolke durchgeführt.

Summary

For a better understanding of the role that clouds play in the radiative transfer (RT) across the atmosphere, computer RT simulations with microphysical data retrieved from remote sensing and in situ measurements as well as with cloud fields provided by cloud generators have to be carried out in addition to field measurements campaigns.

In this work we show spectral RT results for two cloud studies. During the BBC1 and BBC2 (= **B**altex **B**ridge **C**loud 1 and 2) campaigns measurements of cloud radiation and microphysics properties have been performed. We present here the results of a series of quasi-spectral simulations covering the shortwave region (from 350 nm up to 850 nm) for a remote-sensing captured stratocumulus. RT calculations have also been carried out for a LES (= **L**arge **E**ddy **S**imulation) cumulus and an IAAFT (= **I**terative **A**mplitude **A**dapted **F**ourier **T**ransform) surrogate cloud with the same statistics as the original.

1 Introduction

The Earth's radiation budget is strongly influenced by clouds as they reflect solar radiation and absorb terrestrial thermal radiation. Clouds modulate the radiative driving of the climate models, causing large uncertainties in the determination of climate sensitivity to either natural or anthropogenic changes. Furthermore, clouds are the main heterogeneous part of the atmosphere and therefore dominate our perception of the weather. Even though, the parameterization of clouds in both, climate and numerical weather prediction models is still completely inappropriate.

The 4DCLOUDS project (4DCLOUDS (2004)) was conceived to capture the radiative influence of inhomogeneous clouds and to implement these influences in the modeling of transport and exchange processes in dynamical atmospheric models. To carry out

this challenging task it is necessary to investigate the issue both, experimentally and theoretically.

The experimental part of the 4DCLOUDS project was executed in two measurement campaigns. The first one, the Baltex Bridge Cloud (BBC1) campaign (BBC1 (2004)), was organized together with the EU-project CLIWA-NET (=Coud LIquid WAter NETwork) (CLIWA-NET (2004)) and was carried out in The Netherlands around Cabauw in August and September 2001. The second measurement campaign, the Baltex Bridge Cloud 2 (BBC2) (BBC2, 2004), was organized by the University of Bonn (project coordinator of the 4DCLOUDS project) and KNMI (=Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut (KNMI, 2004)) (coordinator of the Cabauw measurement site and member of CESAR (=Cabauw Experimental Site Atmospheric Research) (CESAR (2004))) and took place in May 2003 also around Cabauw.

On the other hand multi-dimensional high-spectral-resolved radiative transfer (RT) simulations are being performed. In order to be able to make realistic realizations, RT models require information on cloud morphology and on the microphysics of aerosol particles and cloud drops. This input data can be obtained from the combination of in situ measurements and dedicated ground-based and satellite observations. Other possibilities to get this input data are to use cloud-resolving dynamical models, such as GESIMA (=Geesthacht Simulation Model of the Atmosphere) (GESIMA (2004)), the LM (=Lokal-Modell) of the German Weather Service (LM (2004)) and LES (=Large Eddy Simulation) models (e.g. Deardorff (1972)) or by using fractal cloud generators (e.g. (Venema *et al.*, 2003)). Additionally, one-dimensional (1D) RT calculations by means of the perturbation theory are carried out in order to derive an improved parameterization of the radiative properties of the cloudy atmosphere.

In this work we present results (Section 5) of RT realizations by means of the Monte Carlo (MC) method (Section 2) for two cloud scenarios: *i*) a cloud field measured on September 23rd, 2001 of the BBC1 campaign (Section 3) and *ii*) a three-dimensional (3D) LES-generated cloud field and one statistically generated surrogate of this particular cloud field (Section 4).

2 Radiative Transfer Model

The RT simulations are performed by means of the LMCM (=Leipzig Monte Carlo Model). The LMCM uses the MC method to explicitly deal with the radiative processes that take place within the atmosphere. The LMCM yields downward and upward flux densities at all atmospheric levels, absorbed power in all atmospheric cells, net horizontal flux density between one cell and its neighbors, and actinic flux. For more detailed information see Gimeno and Trautmann (2003).

2.1 Atmospheric setup

The model atmosphere consists of a horizontally homogeneous background of ozone and oxygen —as the only major absorbing gases— and air molecules causing Rayleigh scattering. Cloud water content is the only component that varies in the horizontal. The HITRAN database (Rothman *et al.* (1998)) for specifying the spectral absorption characteristics of the atmospheric trace gases together with a midlatitude-summer standard profile (McClatchey *et al.* (1972)) are employed to derive absorption and scattering coefficients at different atmospheric levels ranging between 0 and 70 km. The spectral ground

albedo measured from the aircraft Partenavia (Wendisch *et al.* (2003)) in the BBC1 campaign is chosen (see Fig. 1). This spectral ground albedo was measured on the cloudless day of September 28th, 2001 of the BBC1 campaign. For all the 3D-RT calculations, periodic boundary conditions are assumed.

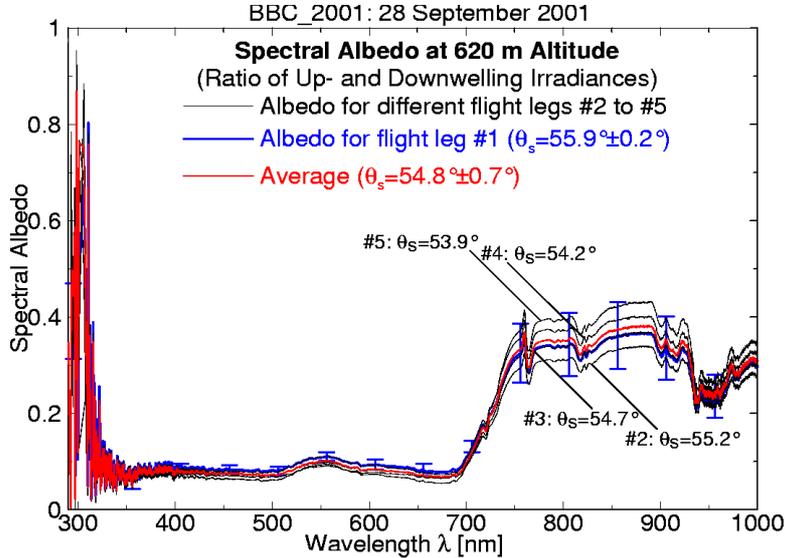


Figure 1: Airborne measurements of the ground albedo at an altitude of 620 m on the cloudless day of September 28th, 2001 of the BBC1 campaign. (M. Wendisch, personal communication)

2.2 Cloud optical properties

Cloud drop size distribution can be modelled by a three-parameter log-normal distribution:

$$n(r) = \frac{N_c}{\sigma\sqrt{2\pi}r} \exp\left[-(\ln r - \ln r_0)^2 / 2\sigma^2\right], \quad (1)$$

where N_c is the total drop concentration, r_0 is the modal radius and σ is the logarithmic width of the distribution. The number of droplets within a unit volume from radii r to $r + dr$ is given by $n(r) dr$. The moments of the distribution are given by:

$$\langle r^k \rangle = \frac{1}{N} \int_0^\infty r^k n(r) dr = r_0^k \exp\left[k^2\sigma^2/2\right]. \quad (2)$$

The effective radius (r_{eff}) of the drop size distribution is defined as the ratio of the third moment to the second moment,

$$r_{eff} = \langle r^3 \rangle / \langle r^2 \rangle. \quad (3)$$

The liquid water content (LWC), i.e. the mass of liquid water per unit of volume, can be expressed as a function of the third moment as follows:

$$LWC = (4\pi/3) \rho_w N_c \langle r^3 \rangle = (4\pi/3) \rho_w N_c r_0^3 \exp\left(9\sigma^2/2\right), \quad (4)$$

where ρ_w is the mass density of water.

The optical properties—in shortwave spectral region (SWSR)—of a homogeneous cloud volume is described by three parameters, namely: the cloud extinction coefficient, $\beta_{ext} = \beta_{sca} + \beta_{abs}$ —where β_{sca} and β_{abs} are the cloud scattering and absorption coefficient, respectively—, the single scattering albedo, $\omega_0 = \beta_{sca}/\beta_{ext}$, and the scattering phase function, $p(\theta)$ —where θ is the scattering angle. If the one-parameter Henyey-Greenstein (HG) phase function (PF) is chosen, it is sufficient to specify the asymmetry factor, $g = \int_0^{2\pi} p(\theta) \cos \theta d\theta$, (HGPFs yield, for example, complete forward scattering for $g = 1$, isotropic scattering for $g = 0$ and backward scattering for $g = -1$).

By means of the parameterization derived by Slingo (1989), these three optical parameters (β_{ext} , ω_0 and g) can be obtained as functions of LWC and r_{eff} for 24 spectral bands in the SWSR ($\lambda \in [0.25, 4.00] \mu m$):

$$\begin{aligned} \beta_{ext,i} &= LWC \left(a_i + \frac{b_i}{r_{eff}} \right), \\ 1 - \omega_{0,i} &= c_i + d_i \cdot r_{eff}, \\ g_i &= e_i + f_i \cdot r_{eff}, \end{aligned} \tag{5}$$

where the subscript i refers to the different spectral bands and the coefficients $a_i, b_i, c_i, d_i, e_i, f_i$ can be found in Slingo (1989).

Unfortunately, the combination of collocated radar and microwave measurements do not provide all the information about the drop size distribution. Then, assumptions on the size distribution parameters (N_c, r_{eff}, σ) must be made when estimating the cloud microphysical properties.

In the cloud fields presented in the following sections the LWC is retrieved from measurements or is provided by cloud generators whereas r_{eff} remains unknown. Thus, in order to use the Slingo parameterization (Eq. 5), assumptions on the r_{eff} must be made.

In the case of the LWC field measured on September 23rd, 2001 of the BBC1 (Fig. 3), we assumed a constant r_{eff} of $10 \mu m$ over the whole cloud field. This assumption is widely adopted when accepted radiative transfer codes, as e.g. DISORT (=DIScrete Ordinate Radiative Transfer model (Stamnes *et al.*, 1988)), are employed to compute radiative properties of horizontally homogeneous clouds. However, according to in situ cloud microphysics measurements this approximation is far from reality and assuming a constant cloud droplet number concentration N_c rather than a constant r_{eff} would be more suitable. One can keep on using the Slingo parameterization (Eq. 5) calculating r_{eff} as a function of LWC and N_c making use of the proportionality of r_{eff} to the volume mean radius, r_v ,

$$r_{eff} = \gamma r_v = \gamma \sqrt{\frac{3}{4\pi\rho_w} \frac{LWC}{N_c}}, \tag{6}$$

where γ is the proportionality factor, ρ_w is the water density and N_c is the cloud droplet number concentration. Peng and Lohmann (2003) found a linear relationship between γ and N_c by fitting all the available liquid water data from the campaigns RACE and FIRE.RACE:

$$\gamma = 1.18 + 0.00045 N_c. \tag{7}$$

In the case of the generated LWC-fields presented in section 4, we assumed a constant drop number concentration N_c of $1000 cm^{-3}$ over the whole cloud field and the optical properties were calculated by means of the Eqs. 5, 6 and 7.

3 Measured cloud fields

The central station of the measurement campaigns BBC1 and BBC2 placed at Cabauw (The Netherlands) offered a great variety of ground-based remote sensing and meteorological instruments. This inimitable situation enabled to develop a new algorithm for retrieving the cloud liquid water content (LWC): the so-called Integrated Profiling Technique (IPT) (Löhnert *et al.*, 2003).

Common LWC-retrieval methods (e.g. Frisch *et al.* (1998)) scale the radar reflectivities to the liquid water path (LWP) derived from a microwave radiometer. The IPT applies the optimal estimation theory combining the microwave brightness temperatures (TB) measured by the multi-channel microwave radiometer MICCY (Crewell *et al.*, 2001), the attenuation-corrected radar reflectivity (Z) profiles measured by the 95GHz cloud radar MIRACLE (MIRACLE (2004)), the lidar-ceilometer cloud base, ground-level measurements of temperature and humidity, the nearest operational radiosonde profile and a reference single column LWC calculated with a cloud-resolving model using explicit microphysics and initiated with the local radiosonde profile.

Both methods were applied to all suitable conditions during the BBC1 and BBC2 campaigns, namely to all situations of non-precipitating single-layer liquid-water clouds. From the ground-based remote sensing point of view, the day of September 23rd, 2001 was the best day of the BBC1.

On that day, a compact stratocumulus cloud was observed for about two hours with high vertical resolution (see Fig. 2). A cut in the retrieved time series from 8:30 until 10:00h containing this compact stratocumulus field is chosen in this work to make the RT studies.

The domain used consisted of 1420 grid points in the horizontal and 88 vertical levels. Horizontal resolution was calculated by multiplying the radar acquisition time $t=5$ s and the average wind velocity at cloud altitude $w=5.7$ m/s, leading to a resolution of 28.5 m. The radar vertical resolution, 37.5 m, was used from the surface up to the upper most cloud level (1320 m). A coarser resolution for the additional upper layers was taken, ranging from the 200 m just above the cloud to the 10 km at the highest model atmospheric layer.

4 Generated cloud fields

For sensitivity studies one needs special predefined cloud characteristics depending on the phenomena under investigation. These ideal cases are either not available from real measurements or they are not numerous enough to statistically provide significant results. Fortunately, the RT calculations must not be constrained to the use of only measured cloud fields as input, but they can also be fed with realistic cloud fields generated by cloud models.

Cloud generators can be classified into physical and statistical. The first type takes into account the microphysical and meteorological properties of an atmospheric volume and let it evolve according to the laws of dynamics and thermodynamics (Scheirer and Macke, 2001). Since realizations with a reasonably limited CPU-time consumption are required, the spatial resolution of such models—specially in the vertical dimension—is strongly limited. The second type of generators provides surrogate fields of an original cloud (template) conserving some specific statistics without dealing with the physics that is behind the cloud formation process at all.

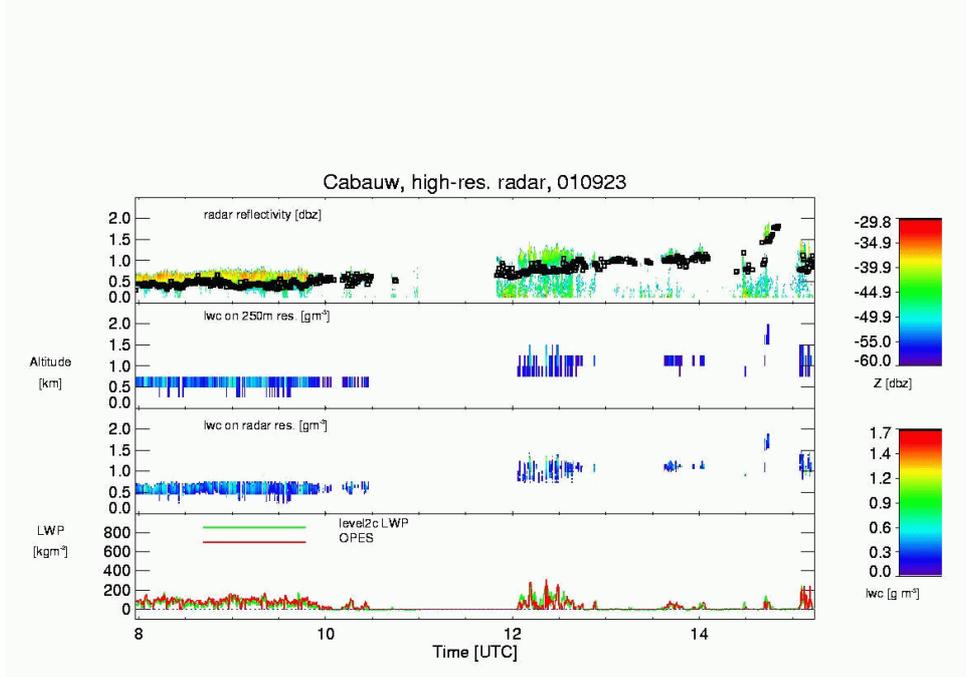


Figure 2: LWC field retrieved using the integrated profiling technique (IPT) for the day 09/23/01 of the BBC1 measurement campaign. From 8:30 until 10:00h the time series does not contain multi-layer clouds, precipitation, drizzle, ice clouds or mixed phases: a perfect scenario for applying the IPT. The plot at the top of the figure shows the radar reflectivities and the lidar cloud-base measurements (plotted as points). The two plots in the middle show the retrieved LWC on 250 m and 37.5 m vertical resolution. The plot at the bottom shows the LWP measured by the microwave radiometer MICCY (From U. Löhnert, BBC data bank)

Clouds show a fractal structure and this internal structure has an important impact on its radiative properties. Because of that a realistic LWC field is not satisfactorily described by means of one-point statistics, i.e. statistics related to the field as a whole (e.g. amplitude distribution), but also the use of two-point statistics is necessary, i.e. correlations between pairs of points at different scales (e.g. power spectrum).

Statistical generators are suitable when considering systematic sensitivity studies in which parameters such as the spatial organization can be changed and other quantities—such as cloud cover, total LWC and water variance—remain constant.

In this work we use a 3D-LES-simulated LWC field and one surrogate cloud that preserves its amplitude distribution and its power spectrum generated by means of the Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform (IAAFT) Method (see Venema *et al.* (2003)).

The domain used consisted of 66 x 66 grid points in the horizontal with a spatial resolution of 100 m and 69 vertical levels with varying resolution. Below the cloud, 4 layers with vertical resolution of 100 m were placed, within the cloud the distant between levels was set to 40 m and as in the previous case a coarser resolution for the additional upper layers was taken, from 1000 m just above the cloud to 5 km at the highest stratospheric layer.

5 Results

In this section the results of RT calculations obtained for the stratocumulus cloud measured on the day 09/23/01 of the BBC1 campaign as well as for a LES-simulated cumulus field and one IAAFT-surrogate are presented.

5.1 Radiative transfer for the day 09/23/01 of the BBC1 campaign

Making use of the Slingo parameterization (Eq. 5) with $r_{eff} = 10\mu m$ the LWC time series reconstructed from a composite of radar, microwave and lidar measurements via Frisch algorithm is transformed into the three 2D optical fields of $\beta_{ext}(x, z)$, $\omega_0(x, z)$ and $g(x, z)$. Figure 3 shows the 2D extinction coefficient field for the stratocumulus cloud captured on September 23rd of 2001 between 8:30 and 10:00h. Using the atmospheric

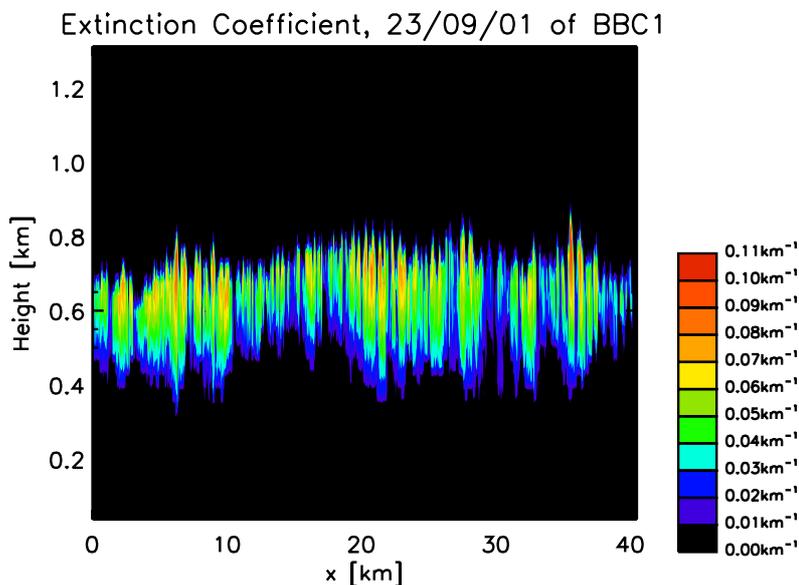


Figure 3: Extinction coefficient field corresponding to the LWC time series between 8:30 and 10:00h retrieved on September 23rd, 2001 of the BBC1 measurement campaign (see Fig. 2). This field was reconstructed by means of the Slingo parameterization, whereby a constant r_{eff} of $10\mu m$ over the whole cloud field was assumed.

setup and the numerical conditions explained in Section 2 RT simulations for 5 nm-wide spectral bands covering the SWSR from 350 nm to 850 nm were performed by means of the LMCM. The solar zenith angle (SZA) was set to 50° (average value of the SZA for the time interval between 8:30 and 10:00 in the year’s day 09/23/2001 and at Cabauw’s latitude). A total of 10^7 photons was used for each spectral realization.

Figure 4 shows the transmission (T), the reflection (R), the absorption (A) and the apparent absorption (A_{app}) —the absorption that would be derived from in situ measurements of net vertical flux densities at two atmospheric levels— as a function of the wavelength. The energy balance is done for the whole atmosphere, i.e. T is computed at Earth’s surface, R is computed at the top of the virtual atmosphere (TOA), A is the absorption within the whole atmosphere and A_{app} is the net vertical flux density difference at ground and at TOA. All these radiation fields are normalized to the downwelling irradiance at the top of the virtual atmosphere.

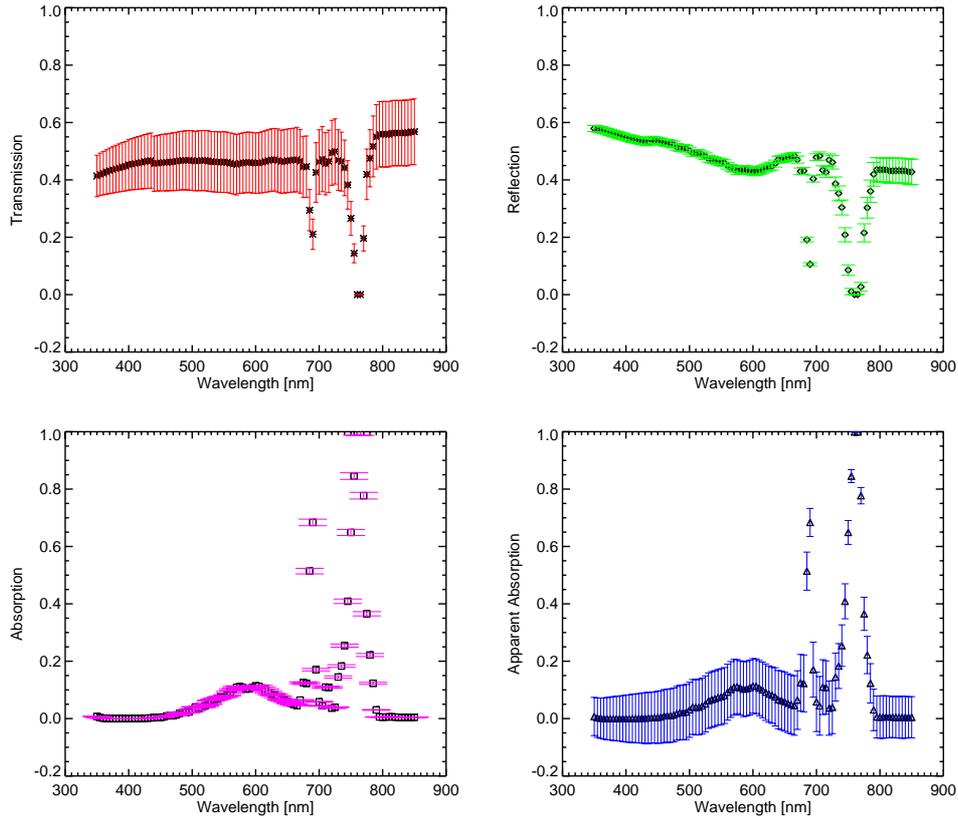


Figure 4: Domain-averaged spectral radiative quantities for the extinction coefficient field retrieved for the day of September 23rd, 2001 of the BBC1 measurement campaign (see Fig. 3). Top Left: transmission, top right: reflection, bottom left: absorption, bottom right: apparent absorption. The vertical bars represent horizontal spatial variability.

Each point in the plots of the figure 4 represents the mean value of the spectral radiative quantities, \bar{Q} , horizontally averaged over the whole region,

$$\bar{Q} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q_i, \quad (8)$$

where Q represents all the radiative quantities ($Q = T, R, A, A_{\text{app}}$) presented in figure 4, the subscript i goes through all the horizontal cells and N is the total number of horizontal cells. Additionally, each point of the plots has associated an “error bar” that represents the standard deviation of the mean value of spectral radiative quantities, $\mathcal{E}(\bar{Q})$, over the whole domain,

$$\mathcal{E}(\bar{Q}) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Q_i - \bar{Q})^2}. \quad (9)$$

The standard deviation gathers information about the variability of the fields. The number of photons used in the MC realizations guarantees the contribution of the computational error to this variability to be negligible. All atmospheric components except clouds are horizontally homogeneous. Thus, the only explanation for the high variability of the T-field is the effect of the cloud inhomogeneities. The variability on R-field is much smaller since it is computed at TOA and the cloud inhomogeneities effects have been

smoothed out at this altitude. The A-field is much less sensitive to cloud inhomogeneities since liquid water is a weak absorber in the SWSR and because the nature of the absorption process is not photon incoming direction dependent. The mean value of A_{app} meets the mean value of A for all spectral bands. However, A_{app} shows much greater variability. Two main reasons are behind this variability: a) because A_{app} has indeed the contributions of the net horizontal flux (H) from one column to its neighbors and H -field is highly dependent on cloud inhomogeneities, and b) because of the variability of the upwelling and downwelling irradiances, since A_{app} is computed as a net vertical flux difference. The ozone's Chappuis Band in the visible region between 380 nm and 750 nm can be easily identified. More prominent are the oxygen A-Band (centered at 760 nm) and B-Band (centered at 688 nm).

These results should be compared with airborne radiation measurements. Unfortunately, the weather conditions did not allow simultaneous in situ measurements of the downward and upward flux densities on September 23rd, 2001 and consequently the RT model results can not be validated with the measurements from this particular day.

5.2 Radiative transfer for a LES-simulated Cumulus field and one IAAFT-surrogate

Figure 5 shows the extinction fields of a LES-simulated cloud (template) and an IAAFT-generated cloud with the same amplitude distribution and power spectrum (surrogate). Making use of the Slingo parameterization (Eq. 5), the proportionality of r_{eff} to r_v (Eq. 6) and the linear relationship $\gamma(N_c)$ found by Peng and Lohmann (2003) (Eq. 7), and considering a cloud number concentration of 1000 droplets/ cm^3 , the LWC was transformed into the 3D optical fields $\beta_{ext}(x, y, z)$, $\omega_0(x, y, z)$ and $g(x, y, z)$.

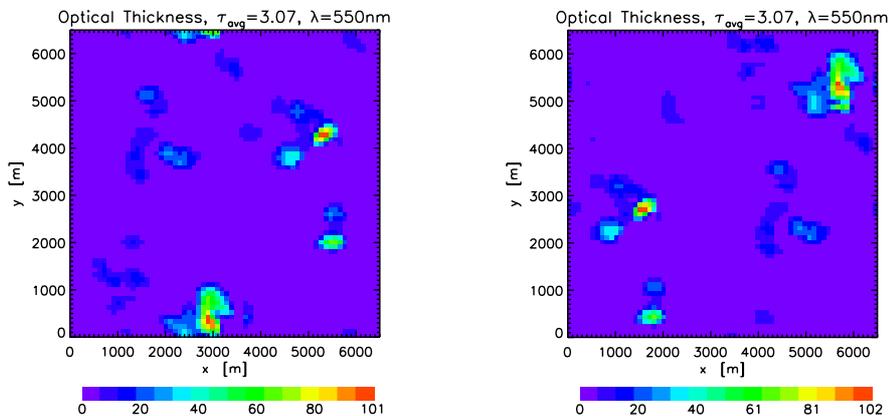


Figure 5: a) Optical thickness of a cumulus cloud LES-generated from measured data within the ARM (=Atmospheric Radiation Measurement) program (ARM (2004)). b) Optical thickness of an IAAFT-generated cloud, i.e. the surrogate cloud, with the same statistics as the cloud field in a).

Using the atmospheric setup and the numerical conditions explained in Section 2 RT simulations for a wavelength of 550 nm were performed by means of the LCM. The SZA was set to 60° . A total of 10^8 photons for each spectral realization was used. Figure 6 shows top down the T-fields calculated at ground, the R-fields calculated at TOA, the A-fields within the whole atmosphere and the H-fields between the atmospheric columns for both, the template (left side) and the surrogate clouds (right side).

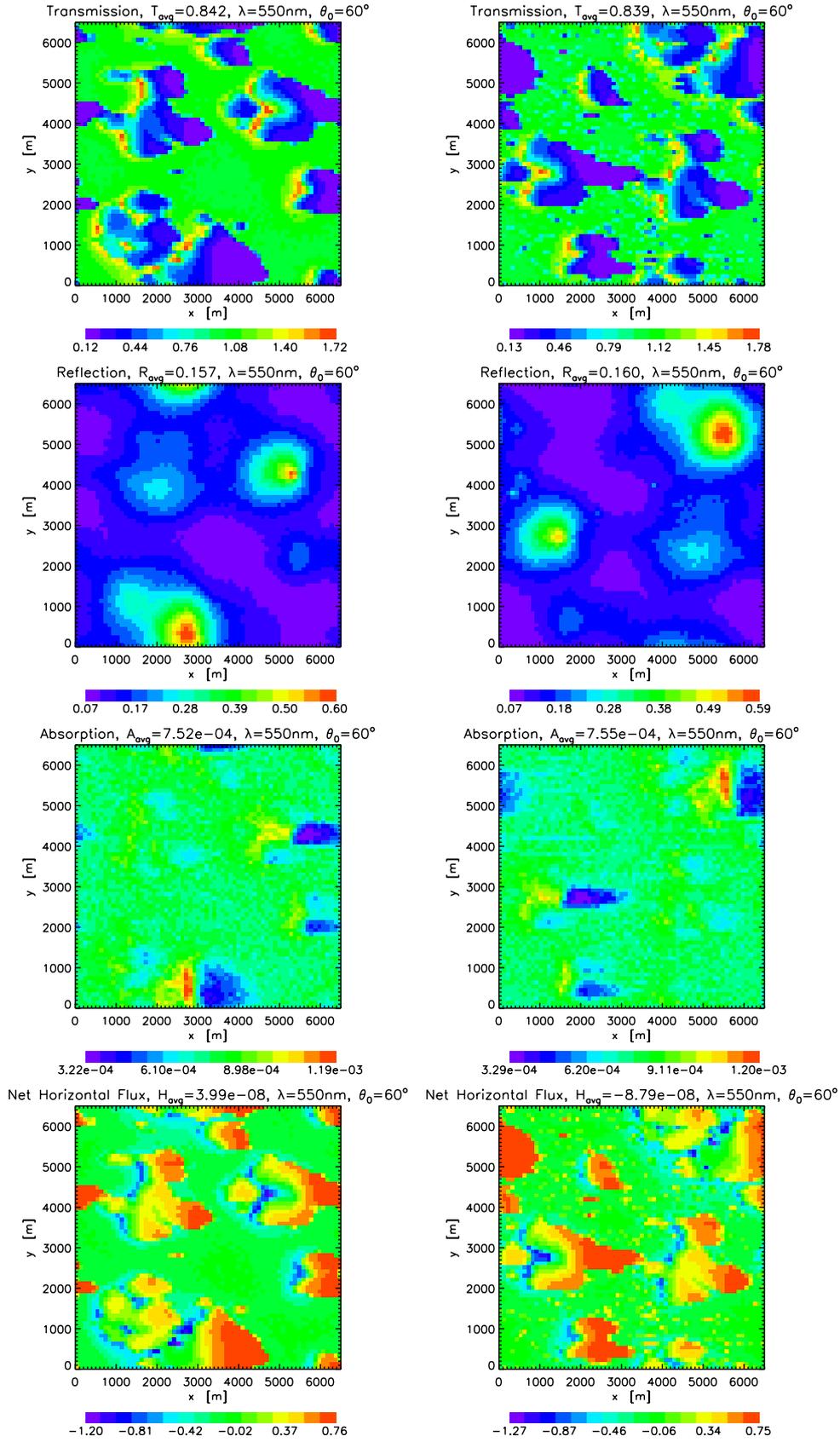


Figure 6: Left column: Transmission, Reflection, Absorption and Net Horizontal Flux fields for a LES-generated cumulus cloud from measured data within the ARM program. Right column: Transmission, Reflection, Absorption and Net Horizontal Flux fields for a IAAFT-generated surrogate cloud with the same statistics as the original cloud field.

T-fields show the shadows that the cumulus clusters lead into the solar light direction. An enhancement of T can be noticed at the pixels where the extra photons reflected at cloud edges end up. R-fields show high intensity pixels where the direct light comes reflected from dense cumulus nucleus. A-fields are very small since atmospheric constituents absorb weakly at this wavelength. Liquid water does not absorb at all for this wavelength. Nevertheless, multi-scattering within clouds increase the photon path length and thereby the probability of a photon to be absorbed by the atmospheric gases in this region. The study of H is of special interest as it is negligible in most of retrieval algorithm and dynamical models and therefore one of the main sources of errors. It can be noticed that H is comparable to T and R (if not bigger) in highly inhomogeneous regions when direct light arrives from high zenith angles. A mean value of H of zero does not necessarily mean that in reality H averages out in the whole domain since it is a direct consequence of the periodic boundary conditions.

Both, the template and surrogate cloud have the same amount of liquid water. Although they differ in spatial distribution they have nearly the same fractal structure. These characteristics seem to be enough to parameterize the cloud in terms of radiative properties as they lead to the same mean values of T and R averaged over the whole domain.

6 Conclusions and outlook

Cloud inhomogeneities in LWC have a strong influence on the radiative fields. Also estimation of cloud absorption via net vertical flux difference above and below the cloud are subjected to big bias coming from the neglect of the horizontal transport and from the variability of the flux densities themselves.

The same spectral radiative study presented here will be carried out in the future for other measured cloud fields and the results validated with airborne in situ measurements.

The climate and weather forecasting communities are claiming for a better parameterization of cloud radiative properties. The employment of surrogate clouds with predefined cloud statistics will surely speed up this find, as systematic studies can be easily scheduled.

Acknowledgments

This research project is funded by the Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) within the research programme AFO2000. We would like to thank V. Venema, U. Löhnert, M. Wendisch and J. Meywerk for the data provided. We would like to thank also the other members of the 4DCLOUDS project and the rest of participants on the BBC1 and BBC2 campaigns for the availability of the data on the BBC1 on BBC2 data bases.

Addresses of the Authors:

Sebastián Gimeno García, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr.3, 04103 Leipzig.

PD Dr. Thomas Trautmann, Institut für Methodik der Fernerkundung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Oberpfaffenhofen, 82234 Wessling

References

- 4DCLOUDS (2004). 4DCLOUDS project homepage. <http://www.meteo.uni-bonn.de/projekte/4d-clouds/index.html>; accessed February 1, 2004.
- ARM (2004). Homepage of the Atmospheric Radiation Measurement program. <http://www.arm.gov/>; accessed February 1, 2004.
- BBC1 (2004). Homepage of the Baltex Bridge Cloud campaign. <http://www.knmi.nl/samenw/cliwa-net/setup/bbc/>; accessed February 1, 2004.
- BBC2 (2004). Homepage of the second Baltex Bridge Cloud campaign. <http://www.knmi.nl/samenw/bbc2/main.html>; accessed February 1, 2004.
- CESAR (2004). Homepage of the Cabauw Experimental Site Atmospheric Research Working Groups. <http://www.knmi.nl/samenw/cesar/>; accessed February 1, 2004.
- CLIWA-NET (2004). Homepage of the Cloud Liquid Water Network. <http://www.knmi.nl/samenw/cliwa-net/>; accessed February 1, 2004.
- Crewell, S., Czekala, H., Löhnert, U., Rose, T., Simmer, C., and Zimmermann, R. (2001). Microwave radiometer for cloud cartography: A 22-channel ground-based microwave radiometer for atmospheric research. *Radio Sci.*, **36**, 621–638.
- Deardorff, J. W. (1972). Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91–115.
- Frisch, A. S., Fairall, C. W., Feingold, G., Ural, T., and Snider, J. B. (1998). On cloud radar and microwave radiometer measurements of stratus cloud liquid water profiles. *J. Geophys. Res.*, **103**(23), 195–197.
- GESIMA (2004). Homepage of the Geesthacht Simulation Model of the Atmosphere. <http://w3g.gkss.de/staff/kapitza/gesima/>; accessed February 1, 2004.
- Gimeno, S. and Trautmann, T. (2003). Radiative transfer modeling in inhomogeneous clouds by means of the Monte Carlo method. *Wiss. Mitt. LIM*, **30**, 29–43.
- KNMI (2004). Homepage of the Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut. <http://www.knmi.nl/>; accessed February 1, 2004.
- Löhnert, U., Crewell, S., and Simmer, C. (2003). An integrated approach towards retrieving physically consistent profiles of temperature, humidity and cloud liquid water. *Submitted to J. Appl. Meteor.*
- LM (2004). Homepage vom Lokal Model, Deutscher Wetterdienst (DWD). <http://www.dwd.de/de/FundE/Analyse/Modellierung/lm.htm>; accessed February 1, 2004.
- McClatchey, R. A., Fenn, R. W., Selby, J. E. A., Volz, F. E., and Garing, J. S. (1972). Optical properties of the atmosphere. AFCRL 0497, Air Force Cambridge Research Laboratories.
- MIRACLE (2004). Homepage of the 95 GHz polarimetric cloud doppler radar MIRACLE. <http://w3.gkss.de/english/Radar/miracle.html>; accessed February 1, 2004.

- Peng, Y. and Lohmann, U. (2003). Sensitivity study of the spectral dispersion of the cloud droplet size distribution on the indirect aerosol effect. *Geophys. Res. Lett.*, 10.1029/2003GL017192.
- Rothman, L. S. *et al.* (1998). The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstations): 1996 edition. *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**, 665–710.
- Scheirer, R. and Macke, A. (2001). On the accuracy of the independent column approximation in calculating the downward fluxes in the UVA, UVB, and PAR spectral ranges. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **106**(D13), 14301–14312.
- Slingo, A. (1989). A GCM parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1419–1427.
- Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layer ed media. *Appl. Opt.*, **27**, 2502–2509.
- Venema, V., Meyer, S., Gimeno G., S., Simmer, C., Crewell, S., Löhnert, U., Trautmann, T., and Macke, A. (2003). Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform surrogate cloud fields. *Submitted to JGR*.
- Wendisch, M., Pilewskie, P., Jäkel, E., Schmidt, S., Pommier, J., Howard, S., Jonsson, H. H., Guan, H., and Schröder, M. (2003). Airborne measurements of areal spectral surface albedo over different sea and land surfaces. *Submitted to J. Geophys. Res.*

Zweistrom-Methoden zur Simulation photochemisch relevanter Strahlung in Vegetationsbeständen

Sebastian Otto und Thomas Trautmann

Zusammenfassung

Der Strahlungstransport (ST) in hoher Vegetation kann unter bestimmten Voraussetzungen analytisch beschrieben werden. Es sollen sogenannte Zweistrom-Modelle zur Simulation des spektralen aktinischen Flusses (AF) sowie der Photolyseraten (PR) verschiedener Spezies in Vegetation eingesetzt werden. Unter Vorgabe von Vegetationseigenschaften (Blattstreuung, Blattnormalenverteilung, Blattflächendichte etc.) können verschiedene Zweistrom-Verfahren eingeführt werden, die den Strahlungstransport vertikal aufgelöst modellieren. Dabei führt für den untersuchten Laub-Mischwald (hauptsächlich Buchen) bereits die einfache Annahme rein horizontal ausgerichteter Blätter (rein vertikale Blattnormalen) zum Erfolg: Der gemessene abwärtsgerichtete spektrale AF kann zufriedenstellend reproduziert werden, sofern bedeutsame Vegetationslücken im Kronenbereich unberücksichtigt bleiben, durch die diffuses und direktes Licht ohne Wechselwirkung mit der Vegetation zum Waldboden vordringen kann, um so den unteren Vegetationsbereich zu erhellen.

Summary

The radiation transfer in vegetation can be described analytically if certain assumptions are introduced. So-called two-stream methods for the simulation of the actinic flux (AF) and photolysis rates (PR) of several species in vegetation are considered. By the input of vegetation properties (leaf scattering, leaf normal distribution, leaf area density etc.) variants of two-stream methods can be introduced, which model the vertically resolved radiation field. In the case of a deciduous forest the assumption of only horizontal oriented leaves (only vertical leaf normals) already leads to good results: The measured downward spectral AF can be reproduced satisfactorily as long as significant gaps in the vegetation canopy can be left out of consideration which directly lead to an illumination of the lower layers of the vegetation.

1 Einleitung

Soll der chemische Stoff- und Energieumsatz (z.B. Bildung und Umwandlung verschiedener Spezies) in einem System aus Vegetation und Atmosphäre über gewisse Zeiträume verstanden werden, ist dies untrennbar mit dem in der Vegetation und der Grenzschicht darüber ablaufenden physikalischen Stoff- und Energietransport verbunden. Strahlung als Quelle photochemischer Reaktionen ist dabei von großer Bedeutung.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Beantwortung der Frage, inwieweit die sogenannte Zweistrom-Methodik in der Lage ist, das Strahlungsfeld innerhalb der Vegetation zu beschreiben. Dazu konnten Datensätze des abwärtsgerichteten spektralen AF inner- und außerhalb der Vegetation genutzt werden, welche im Rahmen des ECHO-Projekts (*E*mission und *C*Hemische Umwandlung biogener flüchtiger *O*rganischer Verbindungen in und über einem Mischwaldbestand; <http://www.fz-juelich.de/icg/icg-ii/echo/ziele>) vom Institut für Chemie und Dynamik der Geosphäre (ICG), Institut II: Troposphäre des Forschungszentrums Jülich bereit gestellt wurden.

2 Theorie

2.1 Allgemeines

Zur Beschreibung des Strahlungstransports in kontinuierlichen Medien werden **Strahlungstransportgrößen** (STG) definiert: Photonenverteilungsfunktion $f_p(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$, Absorptionskoeffizient $k_a(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$, Streukoeffizient $k_s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$, Extinktionskoeffizient $k_e = k_a + k_s$, Streu- ($f_s(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, \mathbf{y}', \nu', t)$) und (inelastische) Phasen- ($p(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, \mathbf{y}', \nu', t)$) sowie Emissionsdichtefunktion $f_e(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$. Dabei bedeutet \mathbf{x} einen Ort innerhalb des Mediums, \mathbf{y} die Richtung der Strahlung (bewegte Photonen), wobei \mathbf{x} stets der Anfangspunkt des Vektors \mathbf{y} ist, und ν deren Frequenz. Analog stellen \mathbf{y}' und ν' die Richtung und Frequenz getreuter Strahlung dar.

Eine weitere bedeutende STG ist die Strahldichtefunktion $I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t) := h\nu c f_p(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$, aus der sich der **spektrale aktinische Fluss** ableitet:

$$F_{act}^\nu(\mathbf{x}, \nu, t) = \int_{S_1} I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t) d\mathbf{o}(\mathbf{y}) = \left[\frac{W}{m^2 Hz} \right] \quad (1)$$

Die Flächenintegration über die Einheitssphäre entspricht dabei der Integration über alle Raumwinkel. Der (spektrale) aktinische Fluss (AF) ist also der integrale Gesamtwert der Strahldichte bezüglich aller Richtungen. Messtechnisch zugänglich ist er oft Modellierungsgegenstand. Darüber hinaus lässt sich mit Hilfe des AF die Photolyserate (die Geschwindigkeitskonstante) einer betrachteten photochemischen Reaktion berechnen [Finlayson-Pitts et al. (2000)]. Sie trifft eine Aussage darüber, wie schnell diese abläuft und inwieweit sich dabei die Konzentrationen der beteiligten Reaktionspartner ändern.

Mit dem Extinktionskoeffizient ist die **optische Dicke** τ des Mediums definiert, welche dessen Integration in vertikaler Richtung bedeutet, so dass sich bei Annahme von Stationarität, Isotropie ($k_e \neq k_e(\mathbf{y})$) und horizontaler Homogenität ergibt:

$$\int_{(x_3, z_0)} k_e(s, \mathbf{y}, \nu, t) ds = \int_{(x_3, z_0)} k_e(s, \nu) ds =: h^{-1}(x_3, \nu) = \tau = [1]. \quad (2)$$

Mit Hilfe einer Photonenbilanzierung kann unter Annahme elastischer (das heißt $\nu' = \nu$, also $p(\nu, \nu', \dots) = P(\nu, \dots) \delta(\nu' - \nu)$) sowie isotroper Streuung ($k_s \neq k_s(\mathbf{y})$), der Stationarität der Strahldichte und nach Aufspaltung des Strahlungsfeldes (I) in den stationären Diffus- (I_d) und Direktanteil (D) folgende Strahlungstransportgleichung (RTE = radiative transfer equation) in den Variablen $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t)$ hergeleitet werden:

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu) = I_d(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu) + D(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu) \delta(\mathbf{y} - \mathbf{e}_D)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_e} \frac{\mathbf{y}}{\|\mathbf{y}\|} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} I_d(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu) - \frac{1}{k_e} I_e + I_d(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu) &= \frac{\omega_o}{A(S_1)} \int_{S_1} P(\mathbf{x}, \mathbf{y}', \nu, \mathbf{y}, t) I_d(\mathbf{x}, \mathbf{y}', \nu) d\mathbf{o}(\mathbf{y}') \\ &+ \frac{\omega_o}{4\pi} P(\mathbf{x}, \mathbf{e}_D, \nu, \mathbf{y}, t) D(\mathbf{x}, \mathbf{e}_D, \nu), \end{aligned} \quad (3)$$

wobei \mathbf{e}_D den Einheitsvektor des Direktlichtes, $\omega_o = \frac{k_s}{k_e}$ die Einfachstreueralbedo, $I_e := h\nu f_e$ und $A(S_1) = 4\pi F_0$ mit der Einheitsfläche F_0 den Inhalt der Einheitssphäre bedeutet.

Unter Zuhilfenahme des Lambert-Beer-Gesetzes für den Direktanteil $D(\mathbf{x}, \mathbf{e}_D, \nu)$ im sogenannten Einfachstreueterm von (3) und für horizontale Homogenität und Extinktionsisotropie kann die vorige Integro-Differential-Gleichung für die diffuse Strahldichte nach Übergang von der vertikalen Variable x_3 zur optischen Dicke τ in die folgende, eindimensionale Form

$$\mu \frac{d}{d\tau} I_d - I_d + \frac{I_e}{k_e(\tau, \nu)} = -\frac{\omega_o(\tau, \nu)}{4\pi} \int_{(0,2\pi)} \int_{(-1,1)} P(\tau, \mu', \varphi', \mu, \varphi, \nu) I_d(\tau, \mu', \varphi', \nu) d\mu' d\varphi' - \frac{\omega_o(\tau, \nu)}{4\pi} P(\tau, \mu_D, \varphi_D, \mu, \varphi, \nu) S_0(\nu) \exp\left[-\frac{\tau}{\mu_D}\right] \quad (4)$$

überführt werden mit den Variablen $(\tau, \mu, \varphi, \nu)$. Dabei wurde $\mathbf{y} = \boldsymbol{\omega}(\vartheta, \varphi)$ und analog $\mathbf{e}_D = \boldsymbol{\omega}(\vartheta_D, \varphi_D)$ gesetzt mit der die Flächenparametrisierung $\boldsymbol{\omega}$ der Einheitskugel S_1 (sphärische Koordinaten mit Radius $r = C_0$ und der Einheitslänge C_0 ; Einheitsfläche $F_0 = C_0^2$) und zu $\mu = \cos\vartheta$ übergegangen, so dass $\mu_D = \cos\vartheta_D$ mit dem solaren Zenitwinkel ϑ_D . Darüber hinaus transformiert man beim Übergang von (3) zu (4) die Vertikalvariable x_3 mit Hilfe der Abbildung $h : \tau \rightarrow x_3$ auf die Variable τ . Weiter bedeutet hier $S_0(\nu) = D(z_A, \mathbf{e}_D, \nu)$ die solare (direkte) Strahldichte am Oberrand der Atmosphäre (Höhe z_A). Der Einfluss der Sphärizität der Atmosphäre wurde hierbei vernachlässigt.

Zur Lösung von (4) muss die Phasenfunktion bekannt sein. Je nach Streumedium (Luftmoleküle, Wolkelemente und Aerosol) kann diese und k_s mit verschiedenen Streutheorien (z.B. Mie- und Rayleighstreuung) und Parametrisierungen bestimmt werden.

Sogenannte Zweistrom-Verfahren modellieren nicht die Strahldichte, sondern die auf- (+) und abwärtsgerichteten (-) diffusen spektralen energetischen Flüsse, welche sich aus der dritten Komponente des allgemeinen Energieflussvektors

$$\int_{S_1} I(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t) \frac{\mathbf{y}}{\|\mathbf{y}\|} d\sigma(\mathbf{y}) \stackrel{T}{=} F_0 \int_{(0,2\pi)} \int_{(-1,1)} I(\tau, \mu, \varphi, \nu, t) \boldsymbol{\omega}(\vartheta = \cos^{-1}(\mu), \varphi) d\mu d\varphi$$

ergeben, wobei das T die im vorigen Absatz erwähnten Ersetzungen und Transformationen symbolisiert:

$$E_{\pm}(\tau, \nu) := F_0 \int_{(0,2\pi)} \int_{(0,1)} I_{\pm}(\tau, \mu, \varphi, \nu) \mu d\mu d\varphi \quad (5)$$

mit $I_{\pm}(\tau, \mu, \varphi, \nu) := I(\tau, \pm\mu, \varphi, \nu)|_{\mu \geq 0}$, so dass für $\mathbf{E}(\tau, \nu) = (E_+(\tau, \nu), E_-(\tau, \nu))$ folgendes Gleichungssystem aus (4) hergeleitet werden kann:

$$\frac{d}{d\tau} \mathbf{E}(\tau, \nu) = A(\tau, \nu) \cdot \mathbf{E}(\tau, \nu) + \mathbf{S}(\tau, \nu). \quad (6)$$

Die Koeffizientenmatrix A repräsentiert die (diffuse) Streuung, und der Vektor \mathbf{S} enthält den Einfachstreu-Exponential-Term aus (4). Unter bestimmten Voraussetzungen an A kann dieses System analytisch gelöst werden [Zdankowski et al. (1980)], so dass sich die auf- und abwärtsgerichteten diffusen spektralen energetischen Flüsse und daraus der AF ergeben:

$$F_{act}^{\nu}(\tau, \nu) = \underbrace{\frac{F_{act,d,+}^{\nu}(\tau, \nu) \equiv F_{act,t,+}^{\nu}(\tau, \nu)}{E_+(\tau, \nu)} \langle \mu \rangle_+}_{F_{act,d,-}^{\nu}(\tau, \nu)} + \underbrace{\frac{E_-(\tau, \nu)}{\langle \mu \rangle_-} + F_0 S_0(\nu) \exp\left[-\frac{\tau}{\mu_D}\right]}_{F_{act,D,-}^{\nu}(\tau, \nu)} \quad (7)$$

$F_{act,t,-}^{\nu}(\tau, \nu)$

mit $\langle f(\mu, \varphi) \rangle_{\pm}$ als Mittelungsoperatoren, die bei der Herleitung des Zweistrom-Gleichungssystems (6) benötigt werden. Darüber hinaus bedeuten hier die Abkürzungen d diffus, D direkt und t total (gesamt).

Für Vegetation und Atmosphäre ergeben sich bezüglich (6) natürlich verschiedene A und S . Für eine bezüglich τ homogene Schicht (A unabhängig von τ) lässt sich (6) analytisch lösen. Eine normalerweise inhomogene Atmosphäre kann durch die Diskretisierung in eine endliche Anzahl solcher homogenen Schichten ebenso einer Lösung zugeführt werden, so dass sich der AF vertikal aufgelöst ergibt.

2.2 Strahlungstransport in Vegetation

In der Atmosphäre sind Atome oder Moleküle bzw. Aerosole oder Wolkenelemente vorhanden, die im Rahmen der Strahlungstransporttheorie zu beschreiben sind. Aber die Bestandteile der Vegetation stellen makroskopische Objekte dar, die allerdings genauso Extinktionseigenschaften aufweisen. Damit meint man im Allgemeinen jedoch nicht nur gewöhnliche Blätter, sondern auch Nadeln, Stamm und Geäst etc. werden hinzugezählt, da auch diese abschattend wirken und somit genauso extingieren.

Zur Beschreibung von Vegetation sind demnach die Eigenschaften der anwesenden Blätter unverzichtbar: Blattabsorption, -reflektanz, -transmittanz, -ausrichtung (Blattnormale) sowie -fläche usw. Doch bisher wurden nur kontinuierliche Medien angenommen. Das Medium Vegetation erfüllt diese Kontinuumseigenschaft im Allgemeinen natürlich nicht: Extinktion an einem Blatt kann nur dort auftreten, wo dieses lokalisiert ist. Allerdings sind die Orte der einzelnen Blätter nur sehr schwer bestimmbar wie auch deren Form und Größe: Exakte Blattfläche und -form sowie die lokalzeitliche Blattnormale können nur schwer festgestellt werden.

Trotzdem lässt sich Vegetation analytisch charakterisieren, indem man sie näherungsweise als ein trübes Medium großer optischer Dicke betrachtet analog zu Wolken, dessen strahlungswirksame Bestandteile infinitesimale Blätter sind, welche nur durch ihre Orte (Position im Raum), ihre optischen Eigenschaften (Blattstreuung und -absorption), ihre Geometrie (Form und Blattfläche) und ihre Ausrichtung (Blattnormale) voneinander zu unterscheiden seien. Entsprechende Dichtefunktionen und Beschreibungsgrößen (STG wie Streufunktion, Extinktionskoeffizient etc.) analog zum Strahlungstransport in der Atmosphäre können definiert werden.

Die Annahme des trüben, kontinuierlichen Mediums besteht in der Vorstellung kontinuierlich verteilter, infinitesimal kleiner Blätter (siehe Abbildung 1). Das ist analog zur Hydrodynamik (allerdings ohne eine räumliche Bewegung der beschriebenen Objekte), wo infinitesimal kleine Mediumsteilchen (Flüssigkeitspakete) angenommen werden, um so stetige Beschreibungsfunktionen einführen zu können. - Die Ausdehnung der Blätter (Blattfläche) wird über die sogenannte Blattflächendichte beschrieben und deren Blattorientierung über sogenannte Blattnormalenverteilungen:

Die **Blattnormalenverteilungsdichtefunktion** (BNV) $g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t)$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein infinitesimal kleines Blatt am Ort \mathbf{x} zur Zeit t die Blattnormale der Richtung \mathbf{y}_L besitzt, wobei die Normale stets senkrecht auf der Blattoberseite steht, also immer in den oberen Halbraum S_1^+ (obere Halbraumeinheitssphäre) weist. Für

g_L definiert man daher die Normierung

$$\frac{1}{A(S_1^+)} \int_{S_1^+} g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) d\sigma(\mathbf{y}_L) = 1 \quad (8)$$

mit $A(S_1^+) = 2\pi F_0$.

Zum Beispiel definiert sich die *uniforme* Verteilung durch $g_L = 1$, das heißt alle Blattorientierungen sind gleich wahrscheinlich. Aber auch Medien mit rein horizontal und vertikal ausgerichteten Blättern können beschrieben werden, und in den Grenzen dieser Spezialfälle sind weiter Mischverteilungen denkbar, deren Betrachtung jedoch sehr kompliziert werden kann, so dass hier nur einfache Verteilungen berücksichtigt werden sollen.

Mit Hilfe der Blattnormalenverteilungsdichte g_L ist der sogenannte **Geometrieparameter** (GP) G definiert:

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) := \frac{1}{A(S_1^+)} \int_{A(S_1^+)} |\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_{y_L}| g_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}_L, t) d\sigma(\mathbf{y}_L). \quad (9)$$

Damit ist G die auf die Richtung \mathbf{y} projizierte (über das Skalarprodukt der Einheitsvektoren $\mathbf{e}_z = \frac{\mathbf{z}}{\|\mathbf{z}\|}$ im Integranden) Gesamtwahrscheinlichkeit, dass lokalzeitlich ein Blatt mit eben dieser Richtung existiert.

Unter Annahme von $g_L \neq f(\mathbf{x}, t)$ und $\mathbf{y}_{(L)} = \boldsymbol{\omega}(\vartheta_{(L)} = \cos^{-1}(\mu_{(L)}), \varphi_{(L)})$ können g_L und G in den Variablen $\mu_{(L)}$ und $\varphi_{(L)}$ geschrieben werden. Die azimutale Abhängigkeit wird dabei oft vernachlässigt. Für die uniforme Verteilung ist zum Beispiel $G = \frac{1}{2}$, für rein horizontale Blätter $G = |\mu|$ sowie für rein vertikale $G = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \mu^2}$.

Je mehr Blätter mit größerer Blattfläche innerhalb eines Volumens gegeben sind, desto mehr Strahlung wird extinguiert. Die sogenannte **Blattflächendichte** $u_L(\mathbf{x}, t) > 0$ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der lokalzeitlichen Existenz von Blättern und gibt deren totale (einseitige) Blattfläche pro Volumen an, das heißt $u_L = [\frac{m^2}{m^3}] = [m^{-1}]$. Die im Allgemeinen räumlich sehr inhomogene Blattflächendichte ist somit ein Maß für die Extinktion.

Für ein trübes, horizontal homogenes Medium ist u_L nur vertikal-zeitlich abhängig. Doch wird für die Strahlungstransportgleichung das Vertikalintegral von u_L von Bedeutung sein - nämlich der sogenannte **Blattflächenindex** L (LAI, *leaf area index*)

$$L := h_L^{-1}(\mathbf{x}_h, x_3, t) := - \int_{(H, x_3)} u_L(\mathbf{x}_h, s, t) ds = \int_{(x_3, H)} u_L(\mathbf{x}_h, s, t) ds \geq 0 \quad \forall x_3 \in [0, H], \quad (10)$$

wobei H die Höhe der Vegetation ist. Der LAI ist dimensionslos. Bei horizontaler Homogenität kann er als vertikale Verteilung der Blattfläche pro Horizontalfläche interpretiert werden. Er kann gemessen werden, so dass Vertikalprofile bestimmbar sind.

Zur Beschreibung der **Extinktion** (Absorption und Streuung) in Vegetation wird für den Extinktionskoeffizient definiert:

$$k_e(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, t) := u_L(\mathbf{x}, t) G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) = \left[\frac{1}{m} \right]. \quad (11)$$

Die Extinktion in Vegetation ist somit wellenlängenunabhängig - analog zu Wolken als makroskopisch geometrische Objekte, welche im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich eine vernachlässigbare Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion aufweisen. Diese Eigenschaft wird somit auf die Vegetation als ein trübes Medium übertragen. Die Extinktion ist nun von der räumlichen Dichte der Blätter (u_L) und deren Ausrichtung (G) abhängig.

Für horizontale Homogenität und Stationarität sowie bei Unabhängigkeit des GP G vom Ort \mathbf{x} folgt aus (11) für die vegetationsoptische Dicke nach (2):

$$\int_{(x_3, z_0)} k_e(s, \nu) ds = G(\mathbf{y}) \int_{(x_3, H)} u_L(s) ds =: G(\mathbf{y}) h_L^{-1}(x_3) = G(\mathbf{y}) L. \quad (12)$$

Die optische Dicke der Vegetation ist somit stets separierbar in einen anisotropen Anteil und eine zur Vertikalkoordinate äquivalente Größe.

Die **Streuung** und damit die Größen k_s sowie f_s hängen im Rahmen der Beschreibung der Vegetation nur von einer Größe ab: von der sogenannten **Blattstreuungsfunktion** $\gamma_L(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \nu, \mathbf{y}', \mathbf{y}_L, t)$, welche ein Maß für die lokalzeitliche Streuwahrscheinlichkeit ist, dass Strahlung der Frequenz ν an einem Blatt mit der Normalen \mathbf{y}_L aus der Richtung \mathbf{y} in Richtung \mathbf{y}' gestreut wird. Es hat sich der Ansatz

$$\gamma_L(\mathbf{y}, \nu, \mathbf{y}', \mathbf{y}_L) := |\alpha| |\alpha'| \cdot \begin{cases} r_L(\nu) & \vee \alpha \alpha' < 0 \text{ (Reflektanz)} \\ t_L(\nu) & \vee \alpha \alpha' > 0 \text{ (Transmittanz)} \end{cases} \quad (13)$$

bewährt. Da darin Ein- und Ausfallskosinus (α und α' - zwei lambertsche Kosinus; *siehe Abbildung 1*) auftreten, heißt dieser Ansatz auch *bi-lambertsch*, in den die Blattstreuungseigenschaften Blattreflektanz r_L und -transmittanz t_L eingehen. Ansätze nach dem Reflexionsgesetz (specular scattering; *Stewart, 1990*) werden nicht betrachtet.

Sind γ_L , g_L und u_L gegeben, ist der Strahlungstransport in Vegetation vollständig festgelegt. Alle Folgegrößen (Phasenfunktion und Einfachstreualbedo) lassen sich mit Hilfe der erhaltenen Beziehungen ableiten.

Analog zu (4) kann mit Hilfe der Transformation h_L im Separationsausdruck (12) die freie Vertikalkoordinate x_3 in (3) durch L ersetzt werden. Somit stellt die anisotrope Extinktion nach (11) im Gegensatz zur Herleitung von (4) aus (3) kein Problem dar. Es folgt eine geringfügig veränderte RTE, in die explizit G mit eingeht (vor allem im Exponentialausdruck des Einfachstreuterms als Vorfaktor zu L) und L freie Variable ist - und nicht τ . Daraus wiederum lässt sich ein Gleichungssystem analog zu (6) herleiten, und es folgen für unterschiedliche BNV g_L verschiedene Zweistrom-Gleichungen, die verschiedene Zweistrom-Modelle begründen.

Alle hier eingeführten Größen zur Beschreibung der optischen Eigenschaften der Vegetation basieren auf *Ross (1981)*, *Shultis und Myneni (1988)*, *Stewart (1990)* und *Myneni (1991)*.

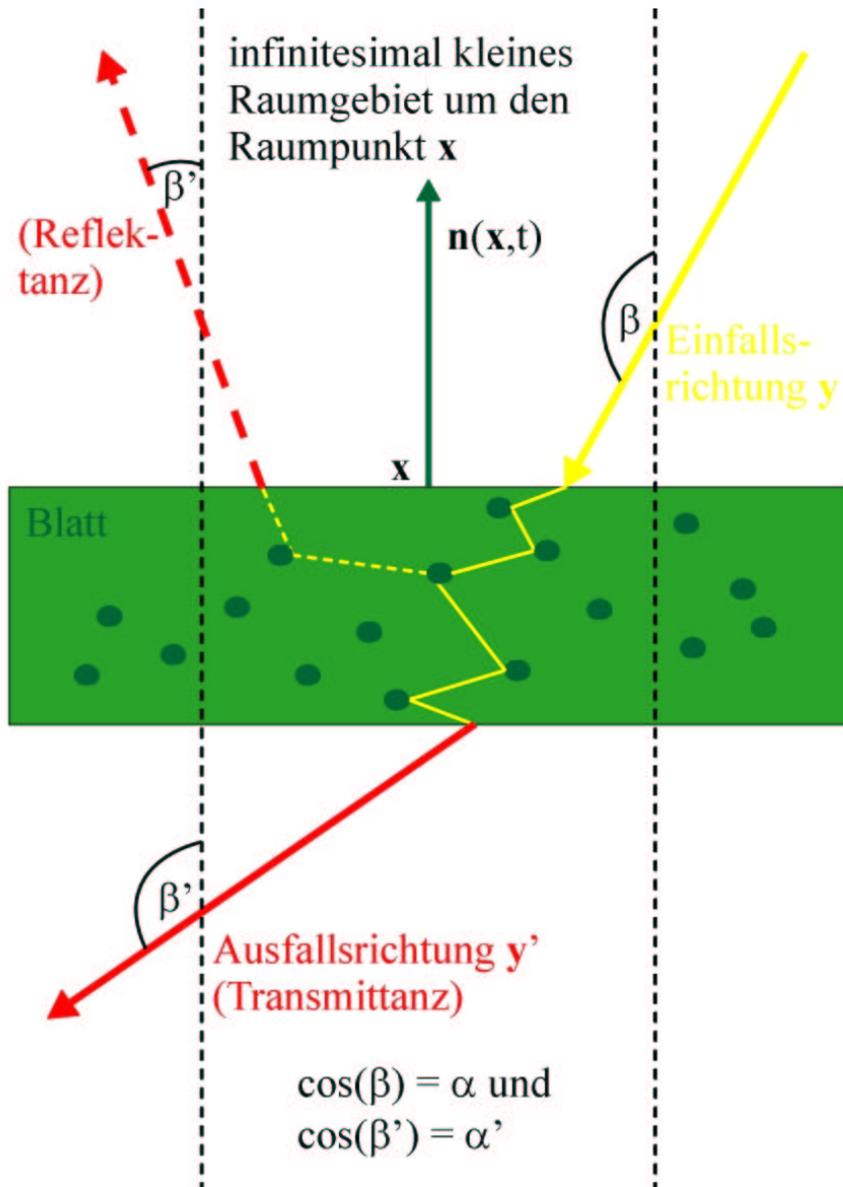


Abbildung 1: Blattgeometrie. Dabei kann man sich um jeden Raumpunkt \mathbf{x} ein infinitesimal kleines Raumgebiet (infinitesimal kleines Blatt) vorstellen, innerhalb dessen Extinktion stattfindet. $\mathbf{n}_L(\mathbf{x}, t)$ ist die lokalzeitliche Blattnormale, welche durch $\mathbf{n}_L(\mathbf{x}, t) \equiv \frac{\mathbf{y}_L}{\|\mathbf{y}_L\|}$ ersetzt wird, um selbstdefinierte Normalenrichtungen \mathbf{y}_L betrachten zu können. Die Orts- und Zeitabhängigkeit des Blattnormalenfeldes geht dabei in die BNV g_L ein, wobei diese Abhängigkeiten oft vernachlässigbar sind.

Durch Skalarproduktbildung von Einfallsrichtung (\mathbf{y}) und Streurichtung (\mathbf{y}') mit der Blattnormalenrichtung (\mathbf{y}_L) lassen sich der sogenannte Einfallskosinus α und Ausfallskosinus α' definieren: $\alpha(\mathbf{y}, \mathbf{y}_L) = \frac{\mathbf{y} \cdot \mathbf{y}_L}{\|\mathbf{y}\| \cdot \|\mathbf{y}_L\|}$ und $\alpha'(\mathbf{y}', \mathbf{y}_L) = \frac{\mathbf{y}' \cdot \mathbf{y}_L}{\|\mathbf{y}'\| \cdot \|\mathbf{y}_L\|}$. Je nach Einfallsrichtung und Streurichtung ergeben sich die Kosinus α und α' entsprechend den Winkeln β und β' . Für $\alpha \alpha' > 0$ tritt zum Beispiel stets Transmittanz ein, egal ob Licht auf die Oberseite (wie im Bild zu erkennen) oder die Unterseite des Blattes einfällt.

3 Messungen des AF und Minimumfeld

Außerhalb der Vegetation wurde der abwärtsgerichtete diffuse spektrale sowie der gesamte (also der diffuse und direkte) abwärtsgerichtete spektrale AF gemessen. Realisiert wurde dies durch einen Schattenring, um den Diffuslichtanteil bestimmen zu können. Der direkte Anteil konnte aus der Differenz beider mit Hilfe einer Schattenringkorrektur berechnet werden, da der Ring stets mehr Himmelsbereich abdeckt als nur den Sonnenball. Messort war das Dach des ICG-II (in etwa 10 m Höhe), und diese dachgemessenen AF können dabei als Bodenwerte betrachtet werden, da sich die optischen Eigenschaften innerhalb dieses geringen Höhenbereichs und damit der AF nicht mehr wesentlich ändern.

In der Vegetation wurde der gesamte abwärtsgerichtete AF an zwei Positionen gemessen: in einer *Lichtung* (L) und tiefer im *Wald* (W) um diese Lichtung. Erfasst wurden spektrale Tagesgänge. Diese wiesen je nach äußeren Bedingungen hauptsächlich durch direktes Sonnenlicht verursachte, starke Strahlungspeaks (siehe Abbildung 2) auf, welche durch Vegetationslücken zu bestimmten Tageszeiten entsprechend dem jeweiligen Sonnenzenitwinkel (*sza*, *solar zenith angle*) und der Sonnenbahn am Himmel hervorgerufen wurden, die vor allem direktes aber auch diffuses Licht aus dem Bereich oberhalb der Vegetation zum Sensor vordringen ließen. Teilweise erreichten diese Spitzen Werte des dachgemessenen direkten AF. Solche Halbschatteneffekte, dass nur wenige Blätter den Sonnenball teilweise oder gar nicht verdecken, können im Rahmen der hier eingeführten Zweistrom-Methodik nicht beschrieben werden:

1. Einerseits werden im Rahmen der bisherigen Theorie hier nur zwei sogenannte Strahlungsströme (auf- und abwärts) und oft eine isotrope Strahldichte betrachtet, so dass solche Peaks in einer bestimmten Richtung nicht einfließen können. Möglich wird dies erst durch den Einsatz von 3-D-Strahlungstransportmodellen (z.B. das SHDOM oder Monte-Carlo-Methoden) oder Modellen, die eine Betrachtung der Richtungsabhängigkeit der Strahldichte ermöglichen (z.B. die DOM). Allerdings sind diese Verfahren sehr rechenzeitaufwendig, und darüber hinaus müssten alle zur genauen Modellierung nötigen optischen Eigenschaften ortsabhängig (z.B. $L = f(\mathbf{x})$) sowie die räumliche Verteilung von Lücken innerhalb der Vegetation gegeben sein. Diese Informationen sind jedoch sehr schwer zugänglich. Außerdem soll in dieser Arbeit zunächst untersucht werden, inwieweit sich Zweistrom-Verfahren zur Simulation des Strahlungstransports und des AF in Vegetation eignen.

2. Andererseits wird ein trübes Medium betrachtet, das kontinuierlich den Raum ausfüllt, ohne das Licht unbeeinflusst das Medium durchdringen kann. Aber genau das passiert im Fall dieser Strahlungspeaks und soll hier daher unberücksichtigt bleiben.

Aus beiden Gründen wurden die Strahlungsspitzen in den gemessenen spektralen Tagesgängen durch ein geeignetes Verfahren abgeschnitten und nur die Rümpfe der Tagesgänge ohne diese Peaks betrachtet (siehe Abbildung 2). Mehrere solcher Verfahren wurden getestet und das Geeigneteste ausgewählt. Dass diese Prozedur aber auch ungenau sein und zu spektralen Verschiebungen führen kann, zeigt Abbildung 2 unten.

Aus der Rumpfbetrachtung der gerade erwähnten Tagesgänge ergab sich für jeden Messtag ein sogenanntes Minimum(mess)feld in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel (Tageszeit) und der Wellenlänge. Dieses Minimumfeld des abwärtsgerichteten AF soll für Wald und Lichtung unter zunächst clear-sky-Bedingungen modelliert werden, das heißt dessen Spektren für spezielle Sonnenzenitwinkel. Im Folgenden werde daher der 26.06.2002 (unbewölklter Tag) des Messdatensatzes zu entsprechenden Untersuchungen herangezogen.

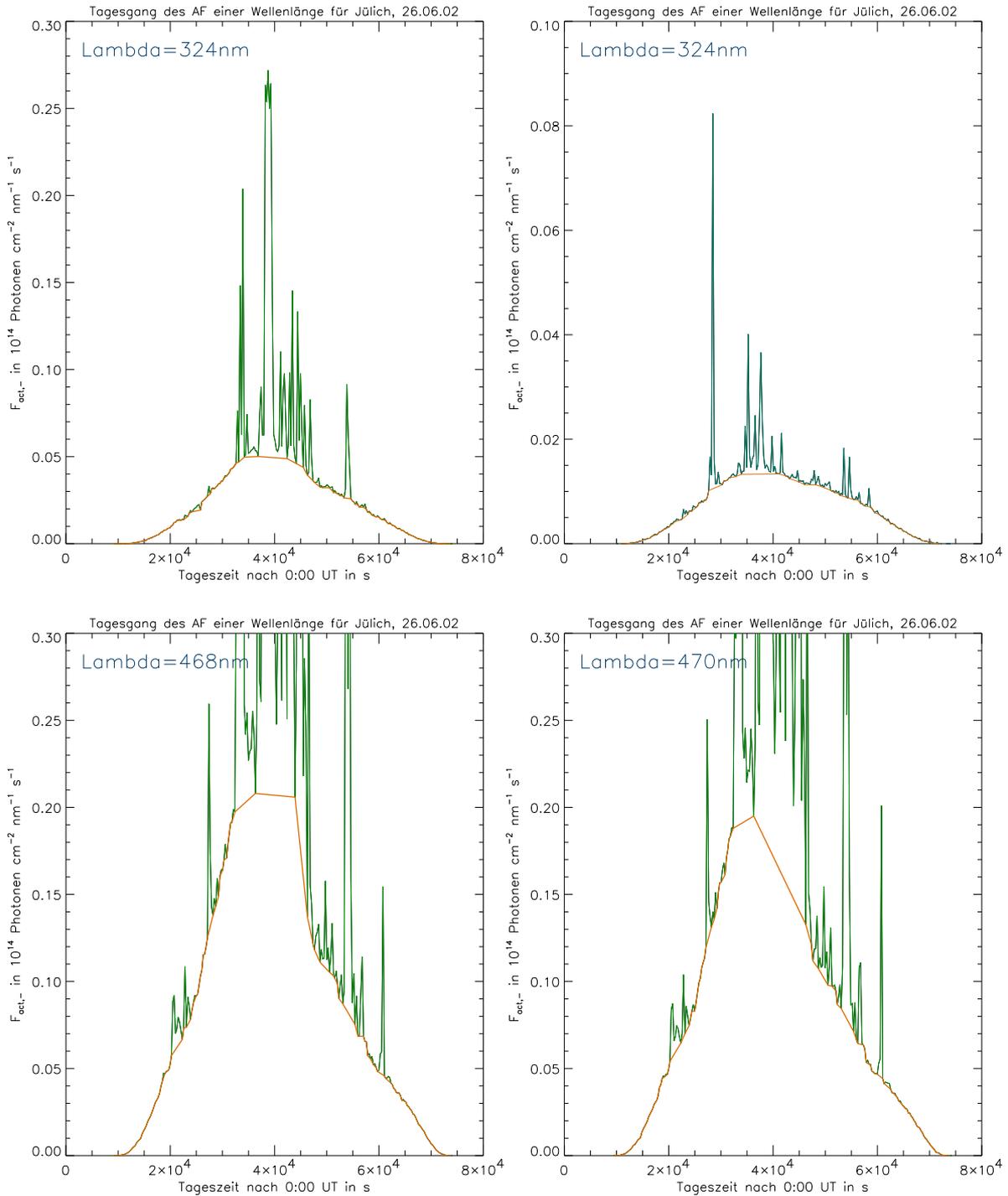


Abbildung 2: oben: Darstellung der Strahlungsspitzen im Tagesgang für die Lichtung (links) und den Wald (rechts) bei der Wellenlänge $\lambda = 324 \text{ nm}$ und des Minimumtagesganges als Einhüllende von unten.

unten: Links ist der minimumapproximierte Tagesgang für die Lichtung im Bereich des Maximums gut ausgeprägt, während rechts bei anderer Wellenlänge offensichtlich ein Anteil fehlt.

Dass die Erzeugung der minimumapproximierten Tagesgänge für kleine Wellenlängen unproblematischer war, zeigt ebenso Abbildung 2. Für große Wellenlängen ergab sich diesbezüglich der formalen Gestalt nach stets eine Dreiecksstruktur.

4 Modellierung des AF

Simuliert werden sollen aktinische Flüsse in der Vegetation. Die Bodenmessungen in einer Höhe von etwa 2 m dienen dem Modellvergleich. Das Modellgebiet aller hier verwendeten Modelle umfasst die Atmosphäre *und* die Vegetation. Beide Bereiche werden in homogene, planparallele Schichten zerlegt: die Atmosphäre in 78 (Levels entsprechend den Höhen der Drucklevels der US-Standardatmosphäre) und die Vegetation in 40 (1m-Auflösung). Für die Atmosphäre ergibt sich eine Modellhöhe von 75 km, und die Vegetation umfasst somit 40 m.

Beide Systeme, Atmosphäre und Vegetation, können innerhalb der Zweistrom-Methodik entsprechend gekoppelt werden: Für die oberen Schichten werden die atmosphärischen und für die Vegetationsschichten die Vegetationsparameter in das Gleichungssystem (6) eingesetzt.

Allerdings benötigt man für eine zufriedenstellende Beschreibung der Atmosphäre eine Aussage über das atmosphärische Aerosol. Da über ECHO keine messtechnische Information gegeben war (Aerosoltyp, -größenverteilung etc.), musste die gesamt-aerosoloptische Dicke (am Erdboden) anderweitig bestimmt werden: Aus der Messung des gesamtaktinischen Flusses sowie dessen diffusen Anteils am Boden (außerhalb der Vegetation in Bodennähe, d.h. auf dem Dach des ICG-II) konnte seine Direktlichtkomponente bestimmt werden. Durch Invertierung des Lambert-Beer-Gesetzes bezüglich dieses Direktlichtanteils konnte daraus die gesamt-optische Dicke des Aerosols am Boden berechnet werden. Mit Hilfe der so gemessenen aerosoloptischen Dicke kann die standardisierte modellierte optische Dicke skaliert werden, so dass die Modellierung des Aerosols der Realität angepasst wird, zumindest was die gesamt-optische Wirkung anbelangt. Damit wurde eine zufriedenstellende Simulation des AF für den rein atmosphärischen Modellteil erzielt.

Die Anwendung des Schattenring-Verfahrens zur Bestimmung der aerosoloptischen Dicke ist allerdings nur bei unbewölkter Atmosphäre (clear sky) möglich, da hier Direktlicht registriert werden kann. Bei Anwesenheit von Bewölkung kann das Aerosol also nicht charakterisiert werden. Darüber hinaus sind Wolkeneigenschaften (z.B. geometrische Ausdehnung der Wolken, ihre optische Dicke, Bedeckungsgrad etc.) nur sehr schwer und waren im Rahmen von ECHO nicht zugänglich. Aus diesen Gründen werden in dieser Arbeit nur klare Tage untersucht.

Die Modelleingangsparameter Blattreflektanz r_L und -transmittanz t_L (Blattstreueigenschaften) im Ansatz (13) sind Abhängige der Wellenlänge der zu streuenden Strahlung. Im hier betrachteten Wellenlängenbereich von 280-550 nm variieren beide Parameter weniger stark (Ross, 1981). Typische Werte liegen laut Myneni (1991) um $r_L = 0,09$ und $t_L = 0,05$. Beide Größen sind aber auch sehr stark abhängig vom Zustand der Blätter (z.B. Chlorophyll- und Wasseranteil) und können sich daher im Laufe des Alterungsprozesses ändern oder in Abhängigkeit der äußeren meteorologischen Bedingungen sehr variieren. Da im Untersuchungsgebiet hauptsächlich Buchen vorhanden waren, wurden die Verläufe dieser Blatteigenschaften versus Wellenlänge aus Reitmayer (2000) entnommen (siehe Abbildung 3 links).

Der LAI L ist im Vegetationsteil der Modelle eine bedeutende Inputgröße. Sein Vertikalverlauf bestimmt die vertikale Struktur des AF und der PR. Die Profilgröße LAI $L = h_L^{-1}(x_3)$ aus (10) für horizontale Homogenität und Stationarität ist nach (12) eine kumulative, mit abnehmender Höhe x_3 streng monoton wachsende Funktion. Ändert man nichts an den Endpunkten - $L(H)$ und $L(0)$ - dieser Kurve, variiert man aber den Verlauf des Profils, sollte dies keinen Einfluss auf den am Boden modellierten AF haben

- unabhängig von der Wellenlänge -, da der integrale Gesamtwert $L(0)$ erhalten bleibt. Zur Modellierung wurde ein im Rahmen des ECHO-Projekts gemessenes LAI-Profil verwendet, welches in unmittelbarer Nähe zu den Messungen des AF erfasst wurde (siehe Abbildung 3 rechts). Für die Betrachtung der Waldposition wurde es auf eine Vegetationshöhe von 40 m transformiert sowie entsprechend einem typischen und gemessenen Bodenwert zwischen 3 und 6 skaliert.

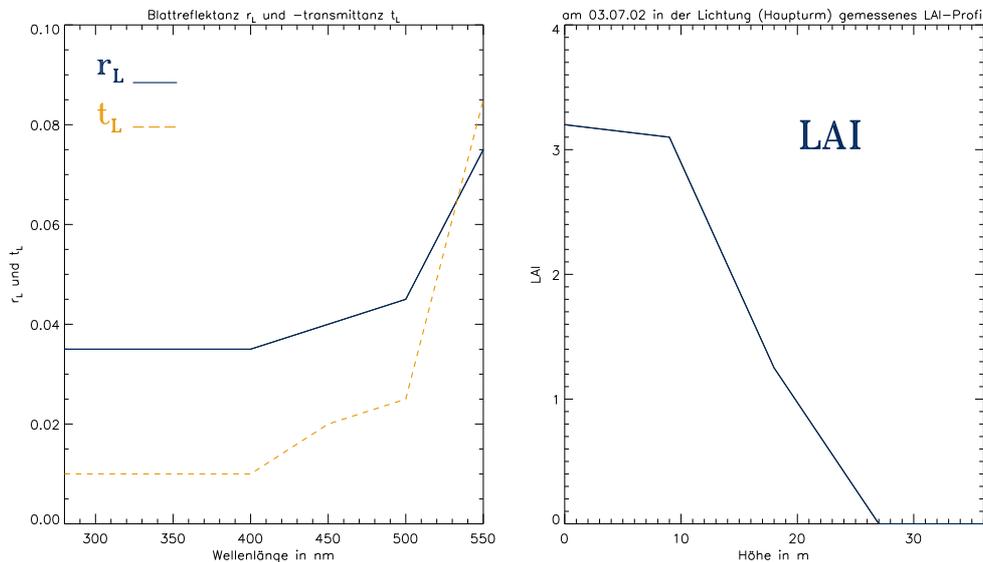


Abbildung 3: links: Blattstreuereigenschaften, rechts: in der Lichtung gemessenes LAI-Profil.

5 Ergebnisse

Für beide Bereiche, Atmosphäre und Vegetation, werden hier zur Modellierung des AF Zweistrom-Verfahren gewählt. Den Atmosphärenteil simuliert das Modell PIFM (Practical Improved Flux Method) nach *Zdankowski et al.* (1980). Für den Bereich der Vegetation wurden Modelle unter der Betrachtung spezieller BNV untersucht: rein horizontale Normalen (H, vertikale Blätter), rein vertikale Normalen (V, horizontale Blätter) und uniforme Normalen (U). Durch *Dickinson* (1983) und *Sellers* (1985) ist ein weiteres uniformes Modell (D) definiert. Für diese unterschiedlichen Modellversionen werden die folgenden Modellbezeichnungen benutzt: PIFMV-H, PIFMV-V, PIFMV-U und PIFMV-D. Erste Simulationen mit Hilfe dieser Modelle zeigten für den 26.06.2002 (unbewölkter Tag) und die Waldposition unabhängig von Vor- und Nachmittag nur teilweise zufriedenstellende Ergebnisse: Aufgrund der Annahme zu spezieller BNV, eines aus messverfahrenstechnischen Gründen fehlerbehafteten LAI-Bodenwertes (zu große Streuung der wenigen Messwerte zwischen 3 und 6) und infolge der räumlichen Inhomogenität der Vegetation ergaben die Modelle PIFMV-U, PIFMV-H und PIFMV-D teilweise große Abweichungen (bis 200 %) des modellierten AF gegenüber der Messung mit einer Abhängigkeit der Genauigkeit vom gewählten Sonnenzenitwinkel ϑ_D . Für das PIFMV-V (rein horizontale Blätter angenommen) konnte zwar zunächst ebenso eine aber konstante relative Abweichung festgestellt werden, so dass eine Skalierung des LAI-Profiles auf einen LAI-Bodenwert von 4,6 (ein realistischer Wert im Vergleich zu den gemessenen) zu einer zufriedenstellenden Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung führte. Eine vergleichende Modellierung mit diesem Bodenwert des LAI bezüglich aller Modelle zeigt Abbildung 4.

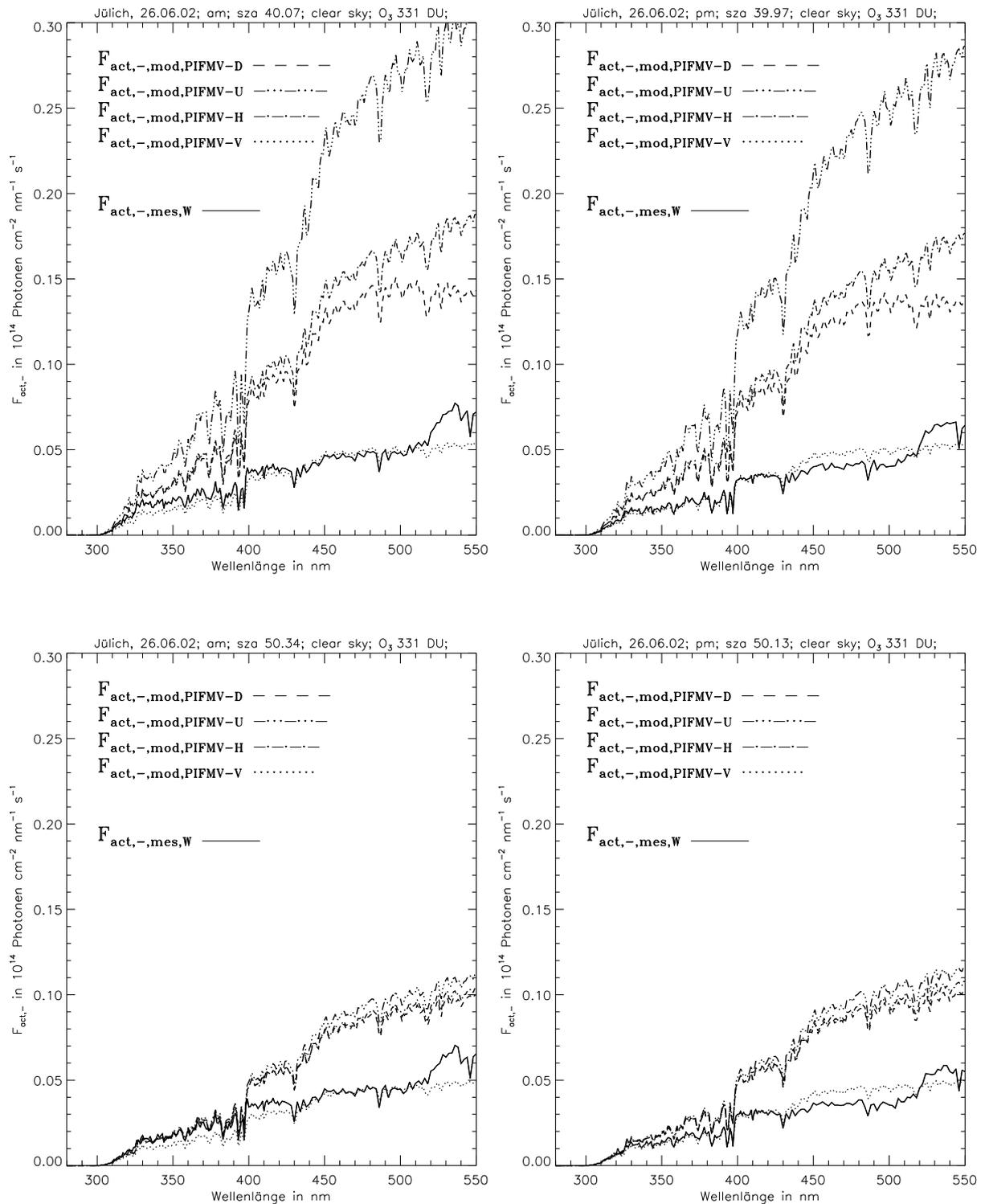


Abbildung 4: Wald-Simulationen der Modelle in Abhängigkeit von Tagesbereich (Vor- oder Nachmittag) und vom Sonnenzenitwinkel.

Für die Lichtungsposition konnte qualitativ Ähnliches beobachtet werden. Allerdings musste hier eine Parametrisierung des LAI für das PIFMV-V gewählt werden, das heißt ein sonnenzenitwinkelabhängiger Skalierungsfaktor des LAI-Profiles. Dafür wurde in erster Nä-

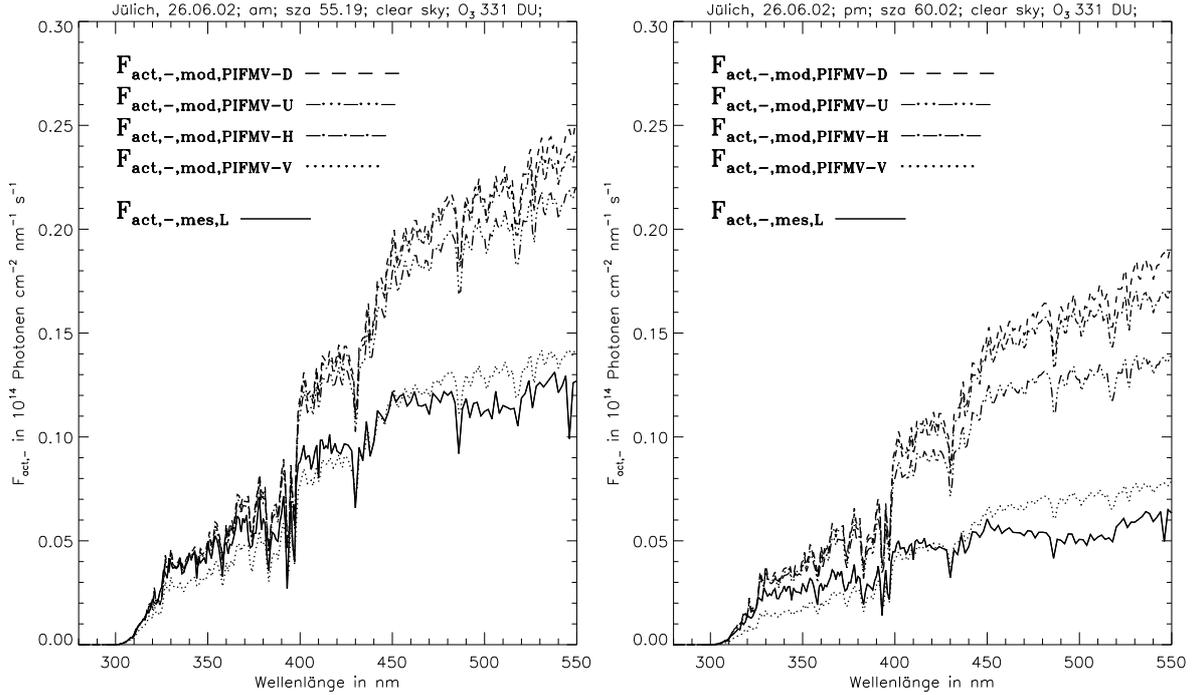


Abbildung 5: Lichtung-Simulationen der Modelle in Abhängigkeit von Tagesbereich (Vor- oder Nachmittag) für zwei Sonnenzenitwinkel. Im PIFMV-V wurde der LAI mit (14) skaliert.

herung zunächst die Beziehung

$$F(\mu_D) = m\mu_D + n \quad (\mu_D = \cos\vartheta_D) \quad (14)$$

angesetzt, so dass der betrachtete LAI-Bodenwert je nach Tageszeit Werte von 3,1 (nahe dem Zenit für $\vartheta_D = 28^\circ$) und 4 ($\vartheta_D = 60^\circ$) annahm. Für Vor- (am) *und* Nachmittag (pm) mussten dabei verschiedene Parametrisierungsfaktoren F gewählt werden. Die Notwendigkeit eines solchen Skalierungsfaktors resultiert offenbar aus einem optischen Effekt der Lichtung, für die für große Sonnenzenitwinkel (Morgen und Abend) die Vegetation deutlich dichter erscheint als gegen Mittag, weil sie an Helligkeit einbüßt. Eine Simulation der Lichtungsposition ist in Abbildung 5 einzusehen.

Wie in den Abbildungen 4 und 5 zu erkennen ist, kann nur das PIFMV-V mit den hier angenommenen horizontalen Blättern die gemessenen aktinischen Flüsse in Wald und Lichtung reproduzieren. Zwar musste der LAI entsprechend den Messungen angepasst werden, aber sein resultierender Bodenwert lag dabei im Größenbereich von vorort gemessenen Werten am Messort des AF sowie derer anderer Positionen im Wald. Da diese Blattorientierungen im Waldgebiet um die Lichtung auch beobachtet wurden, das heißt vorrangig Buchen mit hauptsächlich horizontalen Blättern, erklären sich diese Ergebnisse. Darüber hinaus erkennt man in diesen beiden Abbildungen natürlich auch Abweichungen des mit dem PIFMV-V modellierten spektralen AF gegenüber der Messung. Dies hat mehrere Gründe: Modellbedingte Eigenschaften (Diffusivität aufgrund der Annahme einer isotropen Strahldichte) und die teilweise ungenaue Rumpferzeugung in den Tagesgängen des AF sorgen für spektrale Verschiebungen innerhalb der Simulation. Weiter führt die räumliche Inhomogenität der Vegetation dazu, dass der eingestellte konstante Bodenwert des LAI von 4,6 in dem Modell für den Wald eigentlich nicht konstant sein kann und für

die Lichtung Faktor (14) nur im Mittel gilt. Beide Skalierungen repräsentieren somit die mittlere räumliche Inhomogenität der gesamten oberen Hemisphäre bezüglich der beiden Bezugsorte am Boden: Das Direktlicht zum Beispiel erfährt je nach Laufweg durch die inhomogene Vegetation, entsprechend der Tageszeit und damit einem Sonnenzenitwinkel, eine unterschiedliche Abschwächung, was sich im gemessenen AF widerspiegeln muss wie auch in den entsprechenden Skalierungsfaktoren, die jeweils um ein Mittel (hier ein konstantes für den Wald und ein mit dem Sonnenzenitwinkel gleitendes für die Lichtung) schwanken. Die Streuung dieser Faktoren um dieses Mittel in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel lässt somit einen Schluss auf die räumliche Inhomogenität der Vegetation für die Wald- und Lichtungsbezugspositionen zu.

Weiter zeigt sich: Wenn das LAI-Profil bezüglich seines Vertikalverlaufs beliebig variiert wird (unter Erhaltung der Monotonie), aber man die Kurvenendpunkte $L(H)$ und $L(0)$ beibehält, bewirkt eine solche Änderung des LAI erwartungsgemäß keine betragsmäßige Änderung des modellierten AF am Boden, sondern sie beeinflusst lediglich das vertikale Verhalten des modellierten AF.

Schlussfolgerungen

Aus den bisherigen Betrachtungen lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Die Zweistrom-Methodik ist in der Lage, in Vegetation gemessene aktinische Flüsse zufriedenstellend zu simulieren - zumindest in Bezug auf die Beschreibung von Vegetation ohne bedeutsame Vegetationslücken, durch die lokal Licht vordringen und Strahlungsspitzen erzeugen kann. Entsprechend den realen Verhältnissen (Buchen mit hauptsächlich horizontal orientierten Blättern) kann dies nur mit einem dem PIFMV-V (rein horizontale Blätter bzw. rein vertikale Blattnormalen) äquivalenten Modell erreicht werden, wobei sich die Annahme der sehr speziellen BNV der rein horizontalen Blätter als ausreichend erwies.
- Die Genauigkeit der Modellierung ist ebenso von der räumlichen Inhomogenität der Vegetation (besonders die der Blattstreueigenschaften und des LAI) abhängig. Zur Verbesserung der Modelle sollten daher Parametrisierungen eingeführt werden, die darüber hinaus Aufschluss über das Ausmaß der Inhomogenität liefert.
- Problem bei der Simulation des gemessenen AF ist die teilweise ungenaue Erzeugung seines Minimumfeldes. Möglicherweise sind auch hier Verbesserungen möglich.
- Bereits das Zweistrom-Modell PIFM besitzt für den reinen Atmosphärenteil eine Zenitwinkelabhängigkeit der Genauigkeit (Diffusivität im Zusammenhang mit der angenommenen isotropen Strahldichte) gegenüber Messungen am Erdboden [siehe *Landgraf* (1998)]. Diese mit den klassischen Zweistrom-Verfahren einhergehenden Modellfehler können zunächst nicht beseitigt werden.

Bislang wurde für unbewölkten Himmel modelliert, weil nur in diesem Fall die Atmosphäre gut charakterisiert (Aerosolinformation) ist. Zudem weist das PIFM als den reinen Atmosphärenteil beschreibendes Modell bereits für diesen Modellierungsfehler auf. Unter bewölkten Bedingungen kann jedoch die optische Wirkung des Aerosols durch die Bestimmung dessen gesamtoptischer Dicke mit Hilfe der Schattenringmessungen und der Invertierung des Lambert-Beer-Gesetzes nicht bestimmt werden, da kein oder ein durch

Bewölkung beeinflusster Direktfluss registriert wird. Darüber hinaus treten bei der Simulation des AF am Boden mit Hilfe des PIFM bei Anwesenheit von Bewölkung besonders große Abweichungen auf [siehe *Landgraf (1998)*]. Die Betrachtung von bewölkten Atmosphären ist daher im Rahmen der Zweistromtheorie sehr problematisch. Allerdings können diese Umstände im Hinblick auf die Modellierung des Strahlungstransports innerhalb der Vegetation bei bewölkter Atmosphäre vollständig umgangen werden, wenn reine Vegetationsmodelle zum Einsatz kommen, die die dachgemessenen AF als Randbedingungen (Oberrand der Vegetation) nutzen. Dadurch ist die Ungenauigkeit des PIFM in Bezug auf Aerosol und Bewölkung für den atmosphärischen Modellteil eliminiert und die Bestimmung der aerosoloptischen Wirkung nicht länger nötig. Darüber hinaus ist bei Bewölkung die optische Wirkung dieser in den dachgemessenen AF enthalten, so dass damit auch bewölkte Verhältnisse im Rahmen der Waldmodellierung betrachtet werden können, um die Modelle auch unter diesen Bedingungen zu testen.

Außerdem stellt sich die Frage, inwieweit aufwendigere Modelle (DOM, SHDOM oder Monte-Carlo-Methoden für Vegetation) eine bessere Modellierung erzielen und die Verhältnisse exakt so beschreiben, dass sie für beliebige Vegetationsbestände stets genauere Ergebnisse liefern, wie man sie mit den einfachen Zweistrom-Methoden erhält. Nötig wären dazu räumliche Informationen über die Vegetationseigenschaften und Inhomogenitäten der Vegetation. Dies scheitert wahrscheinlich bereits an ihrer Erfassung. Großer Nachteil ist darüber hinaus die stark erhöhte Rechenzeit dieser Modell-Verfahren.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel war die Beschreibung des Strahlungstransports in Vegetation mit sehr einfachen Mitteln (trübes Medium, Zweistrom-Modellierung). Es hat sich gezeigt, dass die Zweistrom-Methodik unter den bisherigen Annahmen in der Lage ist, den Strahlungstransport in Vegetation zufriedenstellend zu simulieren, wenn bodengemessene Strahlungsspitzen aufgrund optisch wirksamer Vegetationslücken in der Analyse vernachlässigt werden. Allerdings ist auch die räumliche Inhomogenität von Bedeutung, so dass eine geeignete Parametrisierung dieser die Genauigkeit der Modellierung weiter verbessern kann.

Die Genauigkeit der Simulation kann ebenso dadurch gesteigert werden, wenn reine Vegetationsmodelle betrachtet werden. Dann ist auch die Beschränkung auf unbewölkte Verhältnisse unnötig, da die optische Wirkung der Bewölkung bereits in außerhalb der Vegetation gemessenen aktinischen Flüssen (diffus und direkt) enthalten ist, die als obere Randbedingungen dieser reinen Vegetationsmodelle dienen.

Weiter können nun auch allgemeinere Vegetationsbestände beschrieben werden. Nötig ist dazu die Möglichkeit der Berücksichtigung realer Blattnormalenverteilungen.

Die Vorgabe horizontal variabler Bodenwerte des LAI (eventuell gegeben durch eine große Anzahl von lokalen Messungen) ermöglicht die Modellierung des Strahlungstransport in einem kleinen Waldgebiet. Somit kann der AF unter Nichtberücksichtigung der Vegetationslücken dreidimensional modelliert werden, auch wenn die lokalen, nur eindimensionalen vertikal auflösenden Simulationen natürlich keine exakte 3-D-Modellierung ersetzen. Aber dies ist zunächst einfacher zu realisieren und führt möglicherweise bereits zu sehr guten Ergebnissen. Von großem Vorteil ist dabei die äußerst geringe Rechenzeit der Zweistrom-Modelle (wenige Sekunden auf einem modernen PC für die hier betrachtete hohe spektrale Auflösung). Damit wäre es dann möglich, sie für die Simulation des Strahlungstransports mit der erforderlichen Genauigkeit auch in umfassenderen Modellen zur Beschreibung von Photochemie, Stoffumsatz und -transport bezüglich eines Waldgebietes einzusetzen.

Literatur

Finlayson-Pitts, B.J. und J.N. Pitts, jr., 2000: Chemistry of the Upper and Lower Atmosphere. *Academic Press*, San Diego, 969 S.

Dickinson, R.E., 1983: Land Surface Processes and Climate-Surface Albedos and Energy Balance. *Advances in Geophysics*, **25**, 305-353.

Landgraf, J., 1998: Modellierung photochemisch relevanter Strahlungsvorgänge in der Atmosphäre unter Berücksichtigung des Einflusses von Wolken. *Diss.*, Univ. Mainz, 221 S.

Myneni, R.B., 1991: Modelling Radiative Transfer and Photosynthesis in Three-Dimensional Vegetation Canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, **55**, 323-344.

Reitmayer, H., 2000: Quantifizierung des spektralen Angebotes photosynthetisch aktiver Strahlung (PAR) innerhalb eines Fichten-Buchen-Mischbestandes. *Diss.*, Forstwissenschaftliche Fakultät der TU München, 141 S.

Ross, J., 1981: The Radiation Regime and Architecture of Plant Stands. *Dr. W. Junk Publishers*, The Hague. 391 S.

Sellers, P.J., 1985: Canopy Reflectance, Photosynthesis and Transpiration. *International Journal of Remote Sensing*, **6**, 383-393.

Shultis, J.K. und R.B. Myneni, 1988: Radiative Transfer in Vegetation Canopies with Anisotropic Scattering. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **39**, 115-129.

Stewart, R.D., 1990: Modeling Radiant Energy Transfer in Vegetation Canopies. *Masterarbeit*, Univ. Kansas State, Department of Nuclear Engineering, 143 S.

Zdunkowski, W.G., R.M. Welch und G. Korb, 1980: An Investigation of the Structure of Typical Two-stream-methods for the Calculation of Solar Fluxes and Heating Rates in Clouds. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, **53**, Nr. 2, 147-166.

Adressen der Autoren

S. Otto:

Institut für Meteorologie

Universität Leipzig

Stephanstr. 3

04103 Leipzig.

email: sebasotto@web.de

T. Trautmann:

Institut für Methodik der Fernerkundung

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)

Oberpfaffenhofen

Postfach 1116

82230 Weßling.

email: thomas.trautmann@dlr.de

Schallimmissionsprognose über einer schallharten Oberfläche

Astrid Ziemann und Kati Balogh

Zusammenfassung:

Mit dem Schallstrahlenmodell SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) werden die Auswirkungen der Schallstrahlenrefraktion in der Atmosphäre und der Schallstrahlenreflexion am schallharten Boden auf die Schallimmission untersucht.

Die gekoppelte Wirkung von Temperatur-, Windgeschwindigkeits- und Windrichtungsprofilen auf die Lärmbelastung an einem Ort über einer schallharten Oberfläche wird für eine große Anzahl möglicher Atmosphärenzustände simuliert und mit Schallausbreitungsrechnungen für eine absorbierende Bodenschicht verglichen. Ein Drittel der Bildpunkte der resultierenden Schalldämpfungskarten unterscheiden sich im Mittel signifikant voneinander. Die größten Unterschiede ergeben sich bei Temperaturinversionen. Hier treten für die Simulationen mit Bodenreflexionen geringere Schalldämpfungen gegenüber dem Fall ohne Bodenreflexionen auf. Diese kritischen Situationen mit einer verstärkten Lärmbelastung sind bei einer Überarbeitung von Lärmschutzrichtlinien besonders zu beachten.

Summary:

Effects of sound-ray refraction in the atmosphere and sound-ray reflection at the sound-hard surface on the sound immission are investigated using the sound-ray model SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing).

The coupled effect of temperature, wind velocity and wind direction profiles on the noise immission at one location over a sound-hard surface is simulated for a great number of possible states of the atmosphere. The results are compared with sound propagation simulations over a sound-absorbing soil layer. One third of the pixels of the resulting sound attenuation maps are significantly different from each other on the average. The greatest differences appear in cases of temperature inversion. Thereby, the simulations with reflections at the surface lead to smaller sound attenuation in comparison to the case without reflections at the surface. Such critical situations with an amplified noise immission have to be especially considered during the improvement process of noise immission control.

1 Hintergrund und Motivation

Über 80 Prozent der Bevölkerung fühlen sich durch Lärm, insbesondere Straßenverkehrslärm, belästigt (UBA, 2002). Ein allgemeines Gesetz zum Schutz vor Lärm gibt es in Deutschland jedoch nicht. Für die Festlegung von Emissions- und Immissionsbegrenzungen existiert eine Vielzahl rechtlicher Regelungen und Vorschriften. So erfolgt z.B. die Lärmbewertung nach der Technischen Anleitung zum Schutz gegen Lärm (TA Lärm, 1998). Die Schallausbreitungsrechnung ist hierbei für alle Schallquellen im Freien entsprechend DIN ISO 9613-2 (1999) durchzuführen. Der Einfluss der Atmosphäre auf die Schallausbreitung spielt dabei, abgesehen von der Luftabsorption, nur eine untergeordnete Rolle.

Europaweit existieren verschiedene solcher Richtlinien zur Lärmbewertung und -prognose. Die Europäische Richtlinie für den Umgebungslärm von Straßen- und Schienenwegen verpflichtet Mitgliedsstaaten ab 2007 Lärmkarten in harmonisierter Form zu ermitteln sowie nachgeschaltete Aktionspläne zur Lärminderung voranzubringen. Zu diesem Zweck soll das EU Projekt HARMONOISE (Harmonized accurate and reliable methods for the EU directive on the assessment and management of environmental noise) verifizierte und zwischen den EU

Mitgliedsstaaten abgestimmte Verfahren zur Schallpegelprognose bereitstellen (Kurze, 2003). Diese Lärmvorhersagen sollen für Entfernungsbereiche durchgeführt werden, in denen meteorologische Effekte auf die Schallausbreitung in die Betrachtungen einbezogen werden müssen.

Wegen der notwendigen operationellen Anwendbarkeit solcher Schallimmissionsmodelle, die auf den gesetzlichen Richtlinien beruhen, besteht ein Bedarf an einfach handhabbaren Berechnungstools. Ein solches analytisches Modell wird u.a. von Defrance und Gabillet (1999) präsentiert. Dieses Modell ist für eine Atmosphäre mit kleinen, konstanten Gradienten der Schallgeschwindigkeit anwendbar. Bereits mit diesem einfachen Modell zeigen sich größere Abweichungen der prognostizierten Schallimmission im Vergleich zur Berechnungsvorschrift DIN ISO 9613-2 (1999). Diese Abweichungen werden durch Messungen bestätigt und sind insbesondere darauf zurückzuführen, dass die Vertikalprofile von Temperatur und Wind (Richtung und Betrag) in der Schallausbreitungsberechnung unberücksichtigt bleiben (s. Kühner, 1993).

Meteorologische Einflüsse auf die Schallausbreitung werden auch im Projekt HARMONOISE exemplarisch an 25 verschiedenen Wetersituationen mit einem akustischen Referenzmodell untersucht (de Roo u. Salomons, 2003). Durch die gekoppelte Wirkung von Temperatur-, Windgeschwindigkeits- und Windrichtungsprofilen auf die Schallimmission an einem Ort sollte jedoch exemplarisch eine wesentlich größere Zahl an Atmosphärenzuständen untersucht werden. Eine solche Studie kann nur mit einem Schallmodell mit geringer Rechenzeit durchgeführt werden. Hierfür bietet sich das Schallstrahlenmodell SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing; Ziemann, 2002) an. Dieses Modell berücksichtigt einerseits den Einfluss einer geschichteten Atmosphäre auf die Schallausbreitung und ist andererseits auch operationell für die Beantwortung von Lärmschutzfragen einsetzbar.

2 Einfluss der Unterlage auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre

Neben der Schallpegelabnahme mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle durch die divergente Ausbreitung von Kugelschallwellen haben die Atmosphären- und Oberflächeneigenschaften einen großen Einfluss auf die Schallausbreitung im Freien (s. u.a. Piercy et al., 1977; Embleton, 1996; Ostashev, 1997). Wenn sich die Schallquelle (Emissionsort) und bzw. oder der Empfänger (Immissionsort) in Bodennähe befinden, wird der Schallpegel gegenüber einer Schallausbreitung in einer unbegrenzten Atmosphäre verändert.

Die Effekte des Bodentyps und der Bodenbedeckung auf die Schallimmission an einem Ort wurden bereits vielfach untersucht (z.B. Attenborough, 1988; Embleton et al., 1976; Embleton et al., 1983). Bei der Schallausbreitung in einer abwärts refraktierenden Atmosphäre werden die Schallstrahlen am Boden reflektiert. Die Auswirkungen auf den Schalldruck- bzw. Schallintensitätspegel werden durch die Reflexionseigenschaften der Oberfläche bestimmt. Die Bodenoberfläche kann entsprechend ihrer akustischen Eigenschaften einfallende Schallwellen vollständig (schallhart) oder teilweise (schallweich) reflektieren. Bei schallweichen Böden wird ein Teil der Schallenergie reflektiert und ein Teil in den Boden transmittiert. Die Wirkung als schallharte oder schallweiche Oberfläche ist abgesehen von stoffspezifischen Parametern auch von der Frequenz der einfallenden Schallwelle abhängig. So kann bei einer tieffrequenten Schallausbreitung auch eine mit Gras bewachsene Fläche als schallhart angesehen werden, bei höherfrequentem Schall wirkt der Boden jedoch schallweich.

Um die Schalldruckwerte an einem Empfänger, der eine direkte und eine am Boden reflektierte Schallwelle empfängt, bestimmen zu können, müssen u.a. die Bodeneigenschaften zur Berechnung der spezifischen Impedanz bzw. des Reflexionskoeffizienten bekannt sein. Hierfür können verschiedene Modelle genutzt werden, welche den Reflexionskoeffizienten über den Strömungswiderstand und die Frequenz der Schallwelle parametrisieren (s. z.B. Delany und Bazley, 1970; Chessel, 1977, Attenborough, 1988). Setzt man den Schalldruck mit Bodenein-

fluss zum Schalldruck bei ungestörten Verhältnissen ins Verhältnis, so ergibt sich bei einer Frequenz von ca. 500 Hz ein Minimum dieser Übertragungsfunktion (s. auch Embleton et al., 1976 und Rasmussen, 1986). Der schallweiche Boden dämpft in diesem Bereich die Schallausbreitung am stärksten. Diese Dämpfung entsteht durch die Interferenz zwischen der am Boden reflektierten und der direkten Schallwelle. Der sogenannte „ground dip“-Effekt nimmt mit wachsender Entfernung von der Schallquelle zu und mit wachsender Höhe über der Oberfläche ab (z.B. Daigle, 1979). Nach Untersuchungen von Piercy et al. (1976), Embleton et al. (1976) und Donato (1976) beträgt die maximale Zusatzdämpfung über Grasland in 30 m Entfernung von der Schallquelle 13 dB (bei einer Frequenz von 500 Hz) und in 4000 m Entfernung schon 51 dB (bei einer Frequenz von 420 Hz). Bei idealer destruktiver Interferenz kann keine Schallenergie am Empfänger detektiert werden.

Maximale konstruktive Interferenz der beiden Schallwellen führt bei schallharter Unterlage zu einer Schalldruckpegelerhöhung um 6 dB. Diese Zusatzverstärkung des Schallpegels ist für tieffrequente Bereiche, in denen die Unterlage schallhart wirkt, konstant. Je größer die Entfernung zwischen einer Schallquelle und einem Empfänger und je geringer die Sender- oder Empfängerhöhe über Grund sind, desto größer wird auch der Frequenzbereich, für den diese Annahme zulässig ist. Für die Untersuchung einer ausgedehnten Schallausbreitung im Bereich von 1 bis 15 km Entfernung von der Schallquelle wird deshalb in dieser Studie eine schallharte Oberfläche zur Simulation des Bodeneinflusses auf die Schallimmission angewendet.

3 Schallausbreitungssimulation mit dem Modell SMART

3.1 Eigenschaften des Schallstrahlenmodells

In der vorliegenden Studie wird das zweidimensionale Schallstrahlenmodell SMART angewendet (s. auch Ziemann, 2000, 2002). Ausgehend von einer Schallquelle, von der ein Schallstrahlenbündel (zur Zeit 2000 Schallstrahlen) ausgesendet wird, kann unter Anwendung des Refraktionsgesetzes der zurückgelegte Schallweg verfolgt werden.

Im Gegensatz zur üblichen Nutzung eines Refraktionsgesetzes für die Schallwellennormale wendet das Schallmodell SMART ein Refraktionsgesetz speziell für die Schallstrahlbrechung an, da sich die Richtungen der Schallwellennormalen und des Schallstrahls in einem bewegten Medium unterscheiden (Ostashev et al., 2001; Ziemann, 2002). Die Atmosphäre wird dabei als ein geschichtetes Medium (horizontal homogen) betrachtet. Die Verwendung geringer Schichtdicken (wenige Zentimeter) ermöglicht es, die für die Refraktion relevanten meteorologischen Größen (Temperatur und Windvektor) in diesen Schichten als konstant zu betrachten. Der Schallstrahl hat dadurch innerhalb einer Schicht einen geradlinigen Verlauf. Nur an den Grenzflächen der Schichten tritt eine Refraktion und damit eine Richtungsänderung des Schallstrahls auf. Die Schallstrahlen, deren Verlauf vom Modell SMART simuliert wurde, werden anschließend zur Bestimmung der Schalldämpfungspegel verwendet (s. Ziemann 2002, 2003).

Der Schallintensitätspegel verhält sich umgekehrt proportional zum Querschnitt einer Schallstrahlenröhre, die sich aus 2 Schallstrahlen (im zweidimensionalen Fall) mit einem sehr kleinen Emissionswinkelunterschied zusammensetzt. Die Änderung des Schallintensitätspegels (Schalldämpfungspegel) im Immissionshöheniveau z_i ist bei konstanter Schallabstrahlung nur vom Verhältnis der Querschnittsflächen (im zweidimensionalen Fall eine Gerade) der Schallröhre in einem Referenzabstand und in einem aktuellen Abstand von der Schallquelle abhängig (s. u.a. Brekhovskikh und Godin, 1992; Salomons, 2001; Ziemann, 2003). Aus diesem Grund kann die Berechnung der Schalldämpfungspegel in Abhängigkeit von der Entfernung zur Schallquelle allein mit Hilfe geometrischer Größen aus der zweidimensionalen Schallstrahlensimulation erfolgen.

Die Darstellung zur Schalldämpfungsbestimmung in Ziemann (2003, Gl. 4) ist für eine homogene Atmosphäre entwickelt worden und kann für den Fall der inhomogenen Atmosphäre verallgemeinert werden:

$$L_D = -10 \cdot \log\left(\frac{I_i}{I_{ref}}\right) = -10 \cdot \log\left(\frac{\cos\alpha_{ref} dx_{ref} x_{ref}}{\cos\alpha_i dx_i x_i}\right). \quad (1)$$

Hierbei bezeichnen I_i die Schallintensität im Immissionsniveau z_i , α_i den Emissionswinkel der Schallstrahlen (maximaler Winkel von beiden betrachteten Strahlen der Schallröhre), dx_i die horizontale Entfernung zwischen den Schnittpunkten der beiden betrachteten Schallstrahlen mit dem Immissionsniveau z_i und x_i die horizontale Entfernung von der Schallquelle. Für die Referenzwerte $*_{ref}$ wird ein horizontaler Abstand von 1 m von der Schallquelle gewählt.

Eine Überprüfung, ob sich die beiden betrachteten Strahlen im Immissionsniveau schneiden, gewährleistet die Anwendbarkeit von Gleichung 1 und damit die Funktionsfähigkeit des Modells. An solchen Fokussierungsstellen bilden die sich überschneidenden Schallstrahlen zusammenhängende Flächen im Raum, welche als Kaustiken bezeichnet werden. Das Schallstrahlenmodell würde in einem solchen Gebiet unendliche Dämpfungen vorhersagen, da die Ausdehnung der Schallröhre infinit wird (s. Schröder, 1994). Es existieren jedoch bisher nicht in SMART implementierte Ansätze, den Schalldämpfungspegel auch für diese Fälle zu parametrisieren (s. Salomons, 2001). Falls sich in der aktuellen Modellversion die Strahlen in einem Punkt ober- oder unterhalb des Immissionsniveaus schneiden, wird bei der Berechnung der Dämpfungen so verfahren, als wäre kein Schnittpunkt vorhanden, da bei einer Kaustik ein Phasensprung, aber keine nachwirkende Änderung der Schalldruckamplitude auftritt.

Die ermittelten Dämpfungspegelwerte werden nun auf Entfernungsintervalle in einem bestimmten Abstand von der Schallquelle (250-500 m, 500-750 m,...) aufgeteilt. Eine logarithmische Mittelung von Pegelwerten wird durchgeführt, wenn mehrere Werte (Schallröhren) in einem Intervall vorkommen. Das Ergebnis der Berechnungen sind dann Schalldämpfungspegelwerte pro Abstandsintervall.

Zur Erzeugung der meteorologischen Eingabedaten für das Schallausbreitungsmodell SMART besteht die Möglichkeit, Messwerte oder Modellwerte zu nutzen. Um die Schallausbreitungsbedingungen für eine Vielzahl meteorologischer Situationen zu berechnen, werden diese in verschiedene Klassen eingeteilt. Als Ergebnis von Sensitivitätsuntersuchungen (s. Raabe et al., 2000, Ziemann et al., 2002) wurde eine Klasseneinteilung für die Gradienten von Lufttemperatur (5 Klassen+2 Inversionsklassen), Windrichtung (24 Klassen) und Windgeschwindigkeit (13 Klassen) vorgenommen. Durch die geeignete Kombination von Temperatur- und Windprofilen entstehen 1551 Profilklassen, die das gesamte Spektrum möglicher Atmosphärenzustände abdecken sollen.

Eine horizontale (x-y) Schalldämpfungskarte für eine bestimmte meteorologische Profilkategorie entsteht durch die zweidimensionale (x-z) Berechnung der Schallstrahlen und Schalldämpfungspegel entlang verschiedener horizontaler Blickrichtungen von der Schallquelle zum Immissionsort. Die räumliche Integration für die Kartenerstellung erfolgt mit dem Kriging-Verfahren (Software: Microcal Origin).

3.2 Schallausbreitung ohne Bodeneinfluss

Die Schallstrahlenverfolgung und Dämpfungspegelbestimmung wurde mit dem Schallstrahlenmodell SMART in einem kreisförmigen Modellgebiet bis zu 15 km Abstand von der Schallquelle durchgeführt. Das Untersuchungsgebiet wurde dabei mit einer radialen Auflösung von 250 m und einer azimutalen Winkelauflösung von 10° untersucht. Als Emissionsniveau wurde die Erdoberfläche angenommen. Das Immissionsniveau lag wie bei den vorangegangenen Untersuchungen in einer Höhe von 2 m (s. Raabe et al., 2000; Ziemann, 2003).

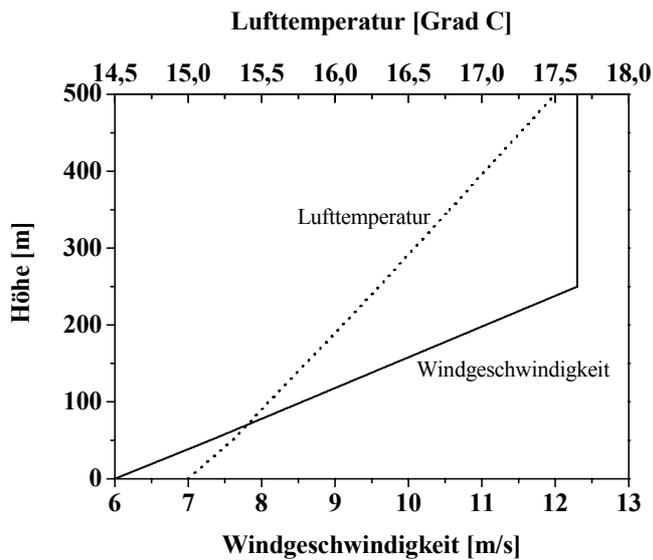


Abb 1: Vertikales Wind- und Temperaturprofil für die Profilklasse 1399.

zwischen Schallausbreitungsrichtung und Windrichtung am Boden beträgt 0 bzw. 180 Grad, die Schallausbreitung erfolgt hier also direkt in Mitwindrichtung bzw. Gegenwindrichtung.

Eingangsdaten für die Simulationen waren die synthetisch erzeugten 1551 Profilklassen (Vertikalprofile von Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit und -richtung). Ein Beispiel für eine solche Profilkategorie ist in der Abbildung 1 dargestellt. Die Lufttemperatur nimmt mit der Höhe linear zu. Die Windgeschwindigkeit nimmt ebenfalls linear mit der Höhe zu und bleibt ab 250 m konstant. Die Bodenwindrichtung beträgt 210 Grad und bleibt mit wachsender Höhe konstant.

Die Profile dieser Profilkategorie dienen nun als Eingangsdaten für das Schallmodell SMART.

Der Verlauf einiger Schallstrahlen (Emissionswinkel 61° - 88°) wird in der Abbildung 2 gezeigt. Der Winkel zwischen

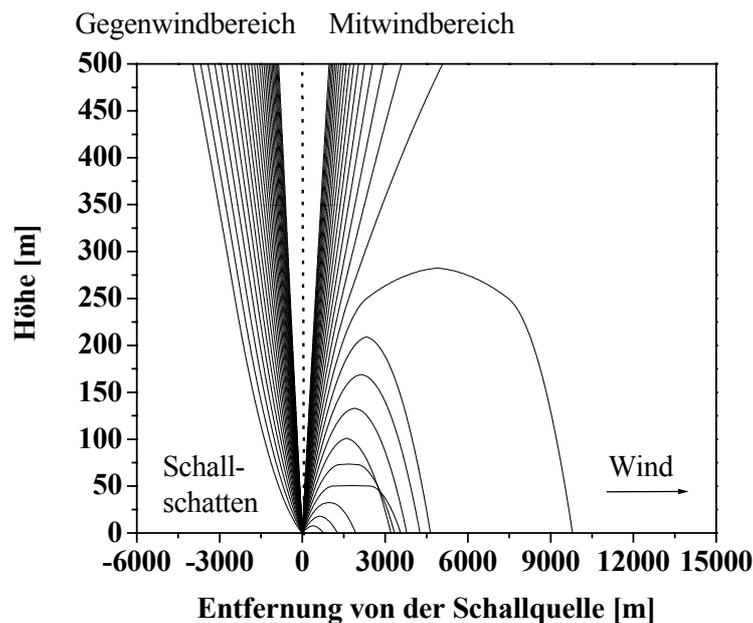


Abb. 2: Ausgewählte Schallstrahlenverläufe (Emissionswinkel 61° - 88°) in Mit- und Gegenwindrichtung für eine Schallausbreitung ohne Bodeneinfluss; Profilnummer 1399.

Da es sich in diesem Fall um eine Temperaturinversion handelt, ist der vertikale Gradient der Schallgeschwindigkeit positiv. Das bedeutet, dass die Schallstrahlen zum Boden hin gebrochen werden. In der Mitwindrichtung wird dieser Effekt durch den Windvektor verstärkt. In der Gegenwindrichtung werden die Schallstrahlen von der Erdoberfläche weg gebrochen, da der richtungsabhängige Windeinfluss stärker als der isotrope Temperatureinfluss ist. Es kommt zur Ausbildung von Schallschattenzonen, in denen nach den Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Akustik keine Schallstrahlen eindringen können.

Das Schallstrahlenmodell SMART liefert Schalldämpfungspegelverteilungen bezogen auf einen Referenzschalldruckpegel im Abstand von einem Meter. In Abbildung 3 wird eine Verteilung von meteorologischen Zusatzdämpfungen, das heißt der Differenz einer Dämpfungskarte mit Kugelwellendivergenz und meteorologischen Einflüssen und einer Dämpfungskarte, die nur die Schalldruckpegelabnahme durch die Kugelwellendivergenz (ohne eine refraktierende Atmosphäre) beinhaltet, dargestellt. Bereiche mit positiven Werten bezeichnen Gebiete, in denen eine verstärkte Dämpfung auftritt (Lärmreduktion). In den Regionen mit negativen Werten kommt es zu Pegelverstärkungen, das bedeutet, dass die Lärmbelastung ansteigt (Abb. 3, schraffierte Gebiete). Ergebnisse um Null dB kennzeichnen die Regionen, in denen die Schallstrahlenrefraktion durch vertikale Gradienten von Windvektor und Temperatur keinen Einfluss auf die Schallimmission haben.

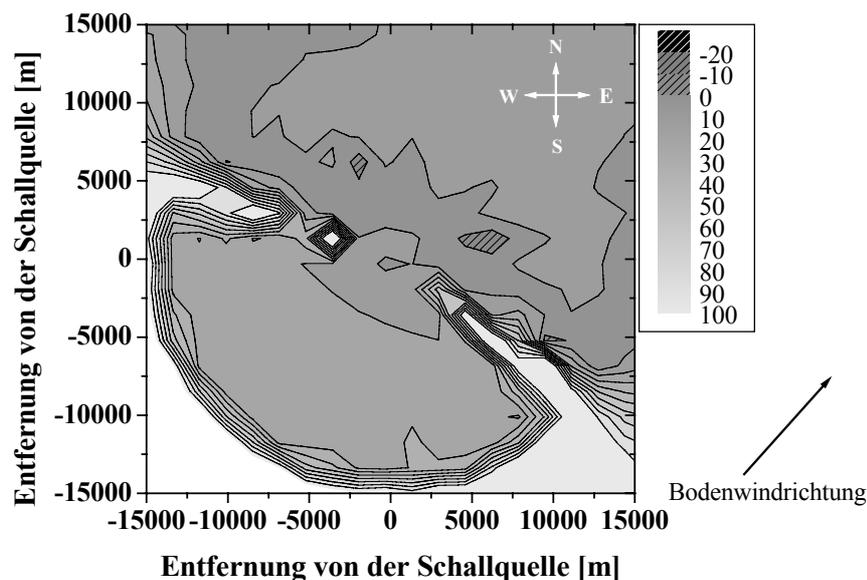


Abb. 3: Meteorologische Zusatzdämpfung in dB für die Profilkategorie 1399 ohne Bodeneinfluss. Die Schallquelle befindet sich im Punkt (0, 0).

Im Vergleich zur unbeeinflussten Schallausbreitung treten im Mitwindbereich geringere Dämpfungen durch eine zum Boden gerichtete Schallstrahlenrefraktion auf (schraffierte Bereiche mit einer größeren Schallimmission). Im Gegensatz dazu zeigen sich in der Gegenwindrichtung erwartungsgemäß zusätzliche Verringerungen des Schalldruckpegels, hervorgerufen durch eine aufwärts refraktierende Atmosphäre. Hier entsteht in größerer Entfernung von der Schallquelle ein Schallschatten.

3.3 Schallausbreitung über schallharter Bodenoberfläche

Neben den meteorologischen Bedingungen haben auch die Effekte, welche durch die Eigenschaften des Bodens hervorgerufen werden, einen großen Einfluss auf die Schallausbreitung im Freien.

Für eine Simulation der Schallausbreitung über einer Unterlage sind Kenntnisse über die Reflexionseigenschaften des Bodens nötig. Diese werden mit dem Reflexionskoeffizienten R beschrieben:

$$R = \frac{Z_1 \cos \alpha - \rho c}{Z_1 \cos \alpha + \rho c} \quad (2)$$

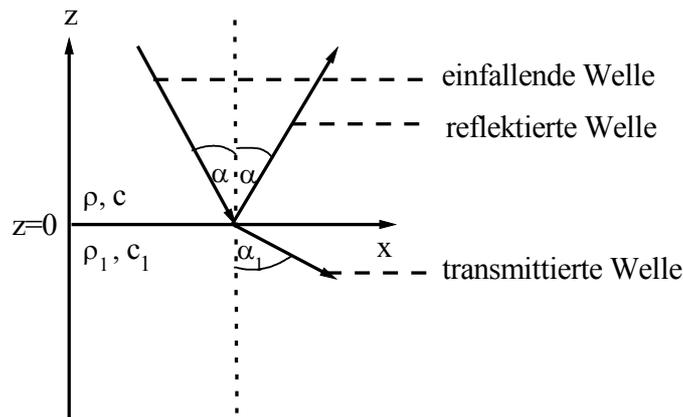


Abb. 4 : Refraktion und Reflexion einer Schallwelle an einer ebenen Fläche.

Um den Einfluss des Bodens auf die Schallausbreitung bestimmen zu können, müssen demnach die komplexe Impedanz (Wellenwiderstand) des Bodens Z_1 , der Einfallswinkel α und die Impedanz der Luft, d.h., das Produkt aus Luftdichte ρ und der Schallgeschwindigkeit in Luft c , bekannt sein (s. auch Abb. 4). Der Emissions- und der Reflexionswinkel α sind gleich groß. Gemäß dem Gesetz von Snellius ist der Transmissionswinkel (Brechungswinkel) α_1 vom Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten der beiden Medien an der Grenzfläche Atmosphäre-Boden abhängig. Der Reflexionskoeffizient kann Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen. Über schallharten Oberflächen (z.B. Wasser, Beton) ist die Bodenimpedanz unendlich hoch und der Reflexionskoeffizient nimmt den Wert 1 an, das heißt, es kommt zu keiner zusätzlichen Verringerung des Schalldruckpegels durch den Bodeneinfluss. Diese Annahme wird zur Zeit im Schallstrahlenmodell SMART angewendet.

In der Abbildung 5 sind die Schallstrahlenverläufe in Mitwindrichtung und Gegenwindrichtung für die weiter oben beschriebene meteorologische Situation (s. Abb. 1) dargestellt.

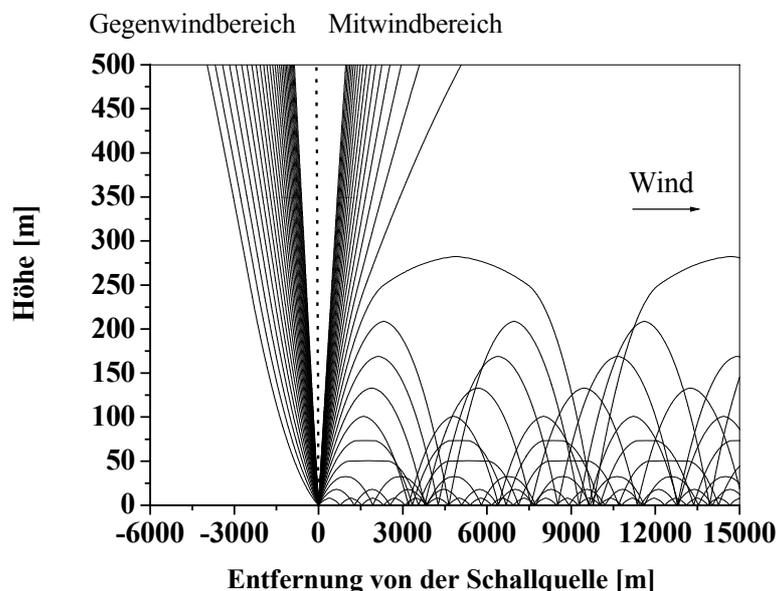


Abb. 5: Ausgewählte Schallstrahlenverläufe (Emissionswinkel 61° - 88°) in Mit- und Gegenwindrichtung für eine Schallausbreitung mit Bodeneinfluss; Profilnummer 1399.

Bei einer Inversionswetterlage, bei der die Schallwellen zum Boden hin refraktiert werden, können Schallsignale in der Mitwindrichtung bis in sehr große Entfernungen wahrgenommen

werden. Bildlich gesehen kommt es zur Ausbildung eines Schallwellenleiters, indem die Wellen immer wieder am Boden reflektiert und in der Atmosphäre nach unten refraktiert werden. Unter Annahme einer konstruktiven Interferenz führt diese Situation zu einer erhöhten Lärmbelastungen. Da im dargestellten Fall der Einfluss des Windes gegenüber dem Temperatureinfluss überwiegt, kommt es in der Gegenwindrichtung zu Umkehrung der Abwärtsrefraktion und damit zur Ausbildung eines Schallschattens (s. Abb. 5).

Die Einflüsse der atmosphärischen Absorption und der Turbulenz sind in bisherigen Berechnungen noch nicht enthalten. Das führt dazu, dass sich die Schallsignale, welche am Boden reflektiert werden, bis in unendliche Entfernungen ausbreiten könn(t)en.

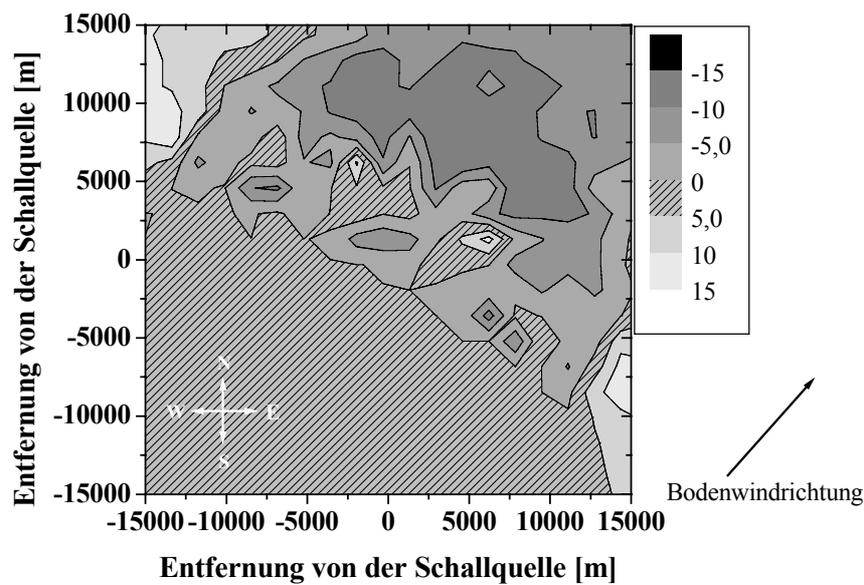


Abb. 6: Zusatzdämpfung in dB für die Profilkategorie 1399 durch den Bodeneinfluss. Die Schallquelle befindet sich im Punkt (0, 0).

In Abbildung 6 sind die Zusatzdämpfungen durch den Einfluss des Bodens dargestellt, das heißt die Differenz zwischen der Dämpfungskarte ohne Bodeneinfluss (meteorologische Zusatzdämpfung, s. Abb. 3) und der Dämpfungskarte mit Bodeneinfluss (meteorologische Zusatzdämpfung) wurde gebildet. Negative Werte bedeuten wieder Verstärkungen und positive Werte Abschwächungen des Schallpegels. Werte um Null kennzeichnen Gebiete, in denen der Bodeneinfluss keine Rolle spielt. Durch die Bodenreflexionen im Mitwindbereich, welche aus der Refraktion der Schallstrahlen in Richtung Erdoberfläche resultieren (s. Abb. 5), bewirkt der schallharte Boden eine Verstärkung des Schallsignals um bis zu 14 dB. Da im Gegenwindbereich durch den vorherrschenden Einfluss des Windes Bodenreflexionen fehlen, ist hier erwartungsgemäß kein Bodeneinfluss auf die Schallausbreitung zu finden (Abb. 5, schraffierte Bereiche).

Ähnliche Ergebnisse sind bei den anderen Profilklassen zu finden. Die größten Änderungen in den Schalldämpfungskarten ergaben sich erwartungsgemäß bei Einbeziehung der Bodenreflexion für Vertikalprofile mit einer Temperaturinversion.

Diese Ergebnisse zeigen, dass es bei einer Schallimmissionsprognose wichtig ist, den Einfluss der Unterlage und der Atmosphäre gekoppelt zu betrachten.

4. Auswirkungen auf die Schallimmissionsprognose

Um zu untersuchen, wie groß die Unterschiede in den Schalldämpfungspegeln bei einer Berechnung mit einer schallharten Bodenoberfläche bzw. ohne Bodenreflexionen sind, wurden die Schalldämpfungspegelkarten aller 1551 Profilklassen betrachtet.

Wenn alle Bildpunkte (Gesamtanzahl pro Bild: 2124) der jeweiligen Schalldämpfungspegelkarten miteinander verglichen werden, dann beträgt die relative Häufigkeit veränderter Bildpunkte im Mittel über alle Profilklassen 35% bei einem Schwellenwert für die Schallpegeldifferenz pro Bildpunkt von 5 dB. Das heißt, dass sich rund ein Drittel der Bildpunkte der Schalldämpfungspegelkarten signifikant voneinander unterscheiden. Im Einzelnen ergeben sich folgende Abweichungen der Schalldämpfungspegelkarten voneinander: ca. 96% geringe (0-25% relative Häufigkeit veränderter Bildpunkte - r.H.) und moderate (25-50% r.H.) sowie ca. 4% große (50-75% r.H.) und sehr große (75-100% r.H.) Unterschiede zwischen den Schalldämpfungspegelkarten mit und ohne Bodeneinfluss (s. Abb. 7).

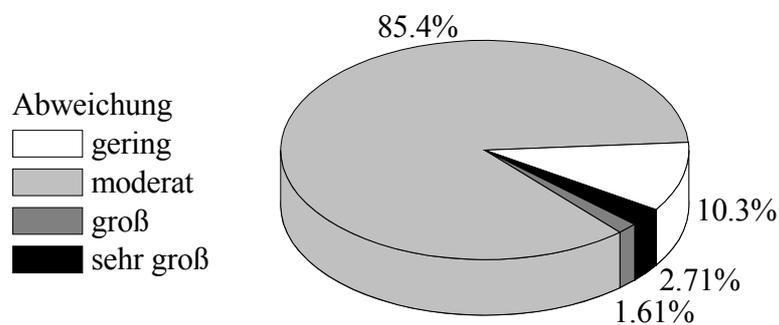


Abb. 7: Größe der Abweichung der jeweils 1551 zweidimensionalen Schalldämpfungspegelkarten (eine Karte mit 2124 Bildpunkten je Profilkategorie) voneinander für die Simulation mit und ohne Bodenreflexionen an einer schallharten Bodenoberfläche.

Die Ergebnisse der Simulationen mit unterschiedlichem Bodeneinfluss wurden außerdem hinsichtlich der Häufigkeit des Auftretens bestimmter Werte für die Schalldämpfungspegel überprüft. Dabei wurden die gesamte Schalldämpfung (mit Wellendivergenz und Schallstrahlenrefraktion) und die meteorologisch bedingte Zusatzdämpfung durch Schallstrahlenrefraktion untersucht (Abb. 8).

Ohne eine Reflexion der Schallstrahlen an der Erdoberfläche wird in nahezu der Hälfte aller betrachteten Schallausbreitungssituationen (1551 Profilklassen mit jeweils 2124 Schalldämpfungspegelwerten) ein sehr hoher Dämpfungspegelwert für die Gesamtdämpfung von über 100 dB erreicht. Immissionsorte mit solchen Werten für die Schalldämpfung befinden sich im Schallschatten, d.h., die Lärmbelastung wird in diesen Gebieten minimal. Demgegenüber treten diese Fälle bzw. Orte mit Schallschatten bei einer Einbeziehung von Bodenreflexionen wesentlich seltener auf (23% relative Häufigkeit), da durch die Reflexion von Schallstrahlen an der Erdoberfläche die Möglichkeit einer weitreichenden Schallausbreitung gegeben ist.

Eine positive meteorologische Zusatzdämpfung, d.h. eine Minderung der Lärmbelastung durch die Schallstrahlenrefraktion in der Atmosphäre, tritt für alle Schallausbreitungssituationen mit und ohne Bodenreflexion am häufigsten auf. Der Wert mit der größten relativen Häufigkeit liegt für den Fall ohne Bodenreflexion bei 20-30 dB, für den Fall mit schallhartem Boden bei geringeren Werten von 0-10 dB. Der lärmindernde Effekt der Atmosphäre tritt bei Bodenreflexion in 80% der Situationen auf, gegenüber einer relativen Häufigkeit des Auftretens von 85% ohne Bodeneinfluss. Unter Einbeziehung von Bodenreflexionen in die Schall-

ausbreitungsrechnung kommt es also zu einer größeren Anzahl von kritischen Situationen mit einer verstärkten Lärmbelastung (negative meteorologische Zusatzdämpfung).

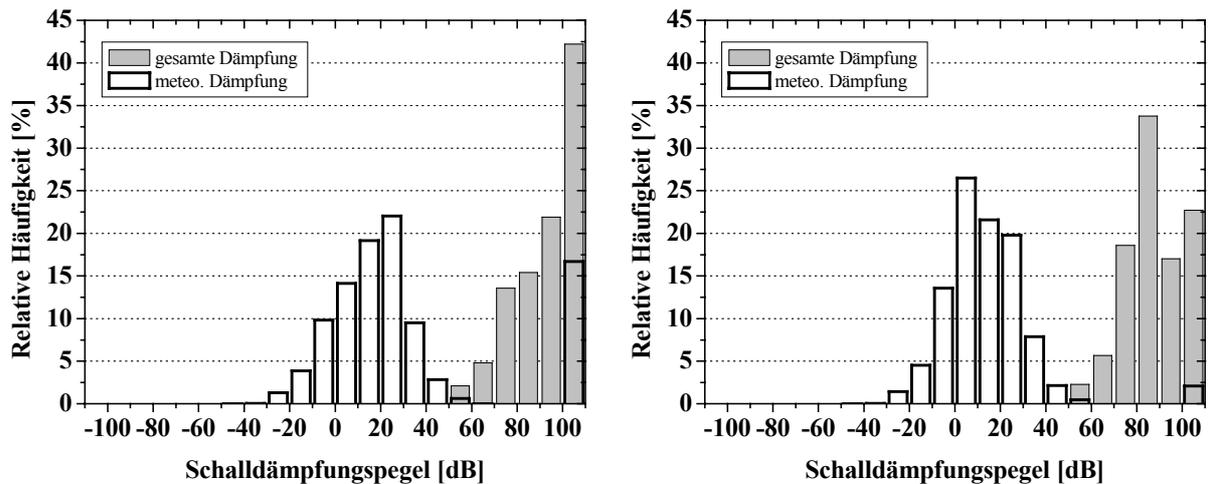


Abb. 8: Relative Häufigkeit des Auftretens bestimmter Werteklassen der Schalldämpfungspegel für die gesamte Dämpfung (Wellendivergenz und Schallstrahlenrefraktion) und die meteorologisch bedingte Zusatzdämpfung (Schallstrahlenrefraktion) für Simulationen ohne (links) und mit (rechts) Bodeneinfluss.

Eine statistische Auswertung des Auftretens dieser negativen meteorologischen Zusatzdämpfungen zeigt, dass diese Situationen nicht sehr häufig auftreten (s. Abb. 8). Da diese Fälle aber gerade zu einer hohen Lärmbelastung am Immissionsort führen und außerdem Werte der Zusatzdämpfung von ca. -30 dB (Verstärkung) möglich sind, ist auf diese Situationen in der Praxis besonders zu achten.

Größere Unterschiede zwischen den verschiedenen Simulationen mit und ohne Bodeneinfluss werden auch sichtbar, wenn die Häufigkeit des Auftretens eines negativen meteorologischen Dämpfungsbetrages in Abhängigkeit von der Entfernung zur Schallquelle untersucht wird (Abb. 9).

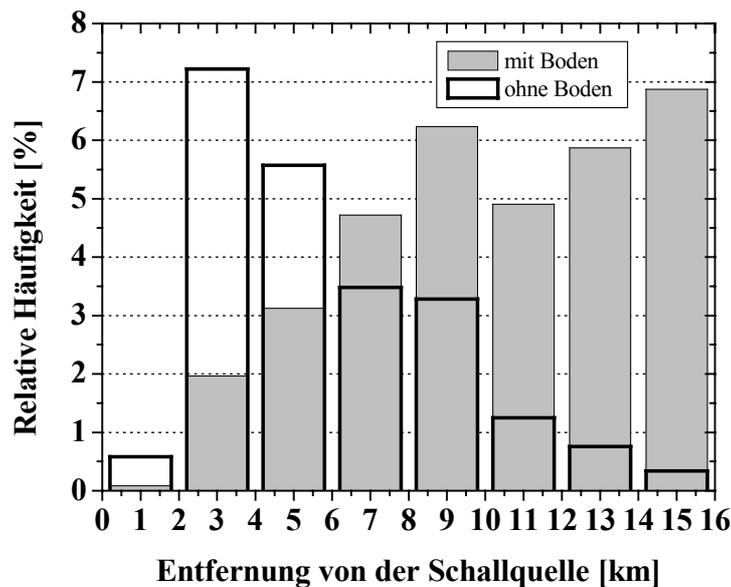


Abb. 9: Relative Häufigkeit des Auftretens negativer meteorologischer Zusatzdämpfungen (verstärkte Lärmbelastung) für Simulationen ohne und mit Bodeneinfluss.

Im Fall ohne Bodenreflexionen erreicht die relative Häufigkeit des Auftretens negativer Zusatzdämpfungen ein Maximum in geringer Entfernung von der Schallquelle (3 km) und nimmt mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle ab. Ein nahezu inverses Bild ergibt sich für den Fall mit Reflexionen an der schallharten Bodenoberfläche. Eine Lärmverstärkung tritt hier am häufigsten in größerer Entfernung vom Emissionsort (9 bzw. 15 km) auf. Hier treffen die Schallstrahlen zusammen, die aus größeren Höhen in der Atmosphäre zurück zur Erdoberfläche gebrochen wurden und solche, die sich durch Bodenreflexion entlang der Erdoberfläche ausgebreitet haben und bilden eine Fokussierungszone. Relativ geringe Zusatzdämpfungen von -0 bis -10 dB (Verstärkung) treten für alle Fälle mit und ohne Bodenreflexionen am häufigsten in allen Entfernungsbereichen auf. Ebenso sind für beide Simulationsdatensätze starke Zusatzverstärkungen von 30-40 dB nur in größeren Entfernungsbereichen von der Schallquelle zwischen 5 und 9 km zu finden. Die größten zusätzlichen Lärmverstärkungen, d.h. die größten Beträge der negativen meteorologischen Zusatzdämpfung, treten für den Fall mit Bodenreflexionen auf.

Die dargestellten Simulationen mit und ohne Bodeneinfluss sind als Grenzfälle im Vergleich zu einer Vielzahl möglicher natürlicher Bedingungen zu werten. Einerseits treten in der Natur vollständig absorbierende Oberflächen mit geringerer Lärmbelastung in größerer Quellentfernung nur sehr selten und nur bei höheren Schallfrequenzen auf. Andererseits beschreibt die Schallausbreitung mit multipler Bodenreflexion ohne Energieverlust nur Fälle für tieffrequenten Schall vollständig und ist ansonsten ein Maß für die maximal mögliche Schallverstärkung durch den Bodeneinfluss in Kombination mit einer refraktierenden Atmosphäre. Da zusätzlich Effekte wie Luftabsorption und Turbulenz die Schallimmission außerhalb eines Schallschattens eher dämpfen, sind die vorgestellten Simulationsergebnisse als Abschätzung der größtmöglichen Schallimmission an einem Ort infolge der gekoppelten Wirkung von Bodenreflexionen und der Refraktion von Schallstrahlen in der Atmosphäre anzusehen. Im Gegensatz zu den vorgestellten Ergebnissen wird in den zur Zeit gültigen Richtlinien zur Schallausbreitungsberechnung im Freien (VDI-Richtlinie 2714, 1988) nur von einer zusätzlichen Verringerung der Schallimmission durch Boden- und Atmosphäreinfluss (Boden-Meteorologie-Dämpfungsmaß) ausgegangen. Deshalb sollten die Arbeiten zu vereinheitlichten europäischen Standards bei Lärmschutzfragen mit verbesserten Modellen fortgeführt werden, um zu realitätsnahen Abschätzungen der möglichen Lärmbelastung unter verschiedenen Atmosphären- und Bodenzuständen zu gelangen und damit die geeigneten Lärmschutzmassnahmen zu finden.

Danksagung

Hiermit danken wir dem Bundesministerium für Verteidigung (Projektnummer: E/E91S/Z0520/X5114) für die finanzielle Unterstützung dieser Studie. Außerdem danken wir H.-J. Schönfeldt für die hilfreichen Kommentare zum Manuskript.

Literatur

- Attenborough, K., 1988: Review of ground effects on outdoor sound propagation from continuous broadband sources. *Applied Acoustics* **24**, 289-319.
- Brekhovskikh, L.M. und Godin, O.A., 1992: *Acoustics of layered media II. Point sources and bounded beams*. Springer Series on wave phenomena, Volume 13, Springer-Verlag, Berlin, 395 S..
- Chessell, C.I., 1976: Observations of the effects of atmospheric turbulence on low-frequency sound propagation. *J. Acoust. Soc. Am.* **60**, 29-33
- Chessell, C.I., 1977: Propagation of noise along a finite impedance boundary. *J. Acoust. Soc. Am.* **62**, 825-834.

- Daigle, G.A., 1979: Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary. *J. Acoust. Soc. Am.* **65**, 45-49.
- Defrance, J. und Gabillet, Y., 1999: A new analytical method for the calculation of outdoor noise propagation. *Applied Acoustics* **57**, 109-127.
- Delany, M.E. und Bazley, E.N., 1970: Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics* **3**, 105-116.
- DIN ISO 9613-2, 1999-10, Dämpfung des Schalls bei der Ausbreitung im Freien. Beuth-Verlag.
- Donato, R.J., 1976: Propagation of a spherical wave near a plane boundary with complex impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, **60**, 34-39
- Embleton, T.F.W., 1996: Tutorial on sound propagation outdoors. *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 31-48.
- Embleton, T.F.W., Piercy, J.E. und Olson, N., 1976: Outdoor propagation over ground of finite impedance. *J. Acoust. Soc. Am.* **59**, 267-277.
- Embleton, T.F.W., Piercy, J.E. und Daigle, G.A., 1983: Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements. *J. Acoust. Soc. Am.* **74**, 1239-1244.
- Kühner, D., 1993: Schallausbreitung im klimatologischen Mittel. Fortschritte der Akustik DAGA'93, 299-308.
- Kurze, U.J., 2003: Alte und neue Ansätze zur Beschreibung der Schallausbreitung im Freien. Fortschritte der Akustik, DAGA'03 Aachen, CD-ROM.
- Ostashev, V.E., 1997: Acoustics in moving inhomogeneous media. E & FN Spon, London, 259 S..
- Ostashev, V.E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D. und Goedecke, G.H., 2001: On the refraction law for a sound ray in a moving medium. *Acustica* **87**, 303-306.
- Piercy, J.E., Embleton, T.F.W. und Sutherland, L.C.: 1977, Review of noise propagation in the atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.* **61**, 1403-1418.
- Raabe, A., Arnold, K. und Ziemann, A., 2000: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Abschlußbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 52 S..
- Rasmussen, K.B., 1986: Outdoor sound propagation under the influence of wind and temperature gradients. *J. Sound Vib.* **104**, 321-335.
- De Roo, F. und Salomons, E., 2003: Harmonoise – Sound propagation reference model. Fortschritte der Akustik, DAGA'03 Aachen, CD-ROM.
- Salomons, E.M., 2001: Computational atmospheric acoustics, Kluwer Academic Publishers, 335 S..
- Schröder, H., 1994: Anwendung der gauß'schen Strahlen zur Untersuchung der Schallausbreitung in der bodennahen Atmosphäre. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 15, Nr. 121, VDI-Verlag, Düsseldorf, 164 S..
- TA Lärm, 1998: Sechste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz § 48 BImSchG (Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm - TA Lärm), 26.08.1998. Gemeinsamen Ministerialblatt Nr. 26 des Bundes.
- UBA, 2002: Auswertung der online-Umfrage des Umweltbundesamtes, Internet: <http://www.umweltdaten.de/laermumfrage/belaestigung.pdf>
- VDI 2714, 1988: Schallausbreitung im Freien, Beuth Verlag, Berlin.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig **19**, 141 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. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig **26**, 31-42.
- Ziemann, A.: 2003, Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose, Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 61-72.

Adresse:

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

Der Einfluss der Temperatur und Feuchte auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Luft

Klaus Arnold und Danny Daniel

ZUSAMMENFASSUNG

Die Schallgeschwindigkeit in der Luft hängt wesentlich von der Temperatur, aber auch in gewissen Maße von deren Feuchtigkeit und Zusammensetzung, ab. Den Einfluss der Lufttemperatur auf die Schallgeschwindigkeit nutzen Messverfahren aus, um aus der Laufzeit von Schallsignalen die Temperatur entlang des Ausbreitungsweges zu bestimmen. Dabei wird jedoch häufig die Beeinflussung durch die Luftfeuchte unzureichend berücksichtigt.

Hier wird ein Verfahren aufgezeigt, das die Zusammensetzung der Luft und die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen detailliert berücksichtigt. Die auf diesem Wege aus der Schallgeschwindigkeit abgeleitete Temperatur wird mit der in der Mikrometeorologie üblichen Approximation der akustisch virtuellen Temperatur verglichen.

ABSTRACT

The speed of sound in humid air depends besides the temperature to some degree on their humidity and compositions. Several measuring methods uses the influence of the temperature on speed of sound to calculate from the travel time of acoustic signals the temperature along the propagation path. However, thereby the influence of the humidity is often ignored.

This paper described a method, which take the impact of the atmospheric composition and the temperature dependence of the specific heats explicit into account.

The subsequent from the speed of sound recalculated temperature is compared with the micrometeorological standard approximation, the acoustic virtual temperature.

1 Einleitung

Bereits im Jahre 1710 berechnete NEWTON unter der Annahme isotherm ablaufender Prozesse die Schallgeschwindigkeit in Luft. Jedoch konnte LAPLACE gut einhundert Jahre später (1816) belegen, dass die Verwendung der theoretischen Druck-Dichte-Beziehung zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit zu systematischen Fehlern führt, da bei schnellen Zustandsänderungen von Gasen die Temperatur nicht konstant bleibt. LAPLACE erkannte, dass die Schwankungen in den Schallwellen relativ schnell ablaufen und durch adiabatische Zustandänderungen besser beschrieben werden.

Die von Laplace aufgestellte Gleichung für die Schallgeschwindigkeit in Gasen wurde später in einer Reihe von experimentellen Untersuchungen verifiziert und in Abhängigkeit von der Lufttemperatur wurden standardisierte Werte für die Schallgeschwindigkeit dokumentiert (siehe z.B.: LENIHAN, 1952; DELANY, 1977).

In Abhängigkeit von der Zielstellung ist jedoch zu klären, wie genau die Schallgeschwindigkeit in Luft unter unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen durch diese Werte wiedergegeben wird. So wurde Mitte der 80'er Jahre (WONG & EMBLETON, 1984, 1985) der Einfluss der Feuchte auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen und damit der Schallgeschwindigkeit unter realen Atmosphärenbedingungen quantifiziert. Durch diese theoretischen Unter-

suchungen wurde eine praktische Vorschrift zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft gegeben.

In der vorliegenden Studie wird eine Herangehensweise demonstriert, die explizit den Einfluss der Temperatur und Feuchte auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen berücksichtigt. Die Ergebnisse werden mit üblichen Approximationen verglichen und es wird gezeigt, welchen Einfluss die Feuchtigkeit der Luft auf die Schallgeschwindigkeit und die daraus abgeleitete Temperatur besitzt.

2 Verhältnis der spezifischen Wärmen in feuchter Luft

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Schallwellen in einem Medium ausbreiten, ist sowohl von den Eigenschaften der Substanz als auch von deren Dichte, Druck und Temperatur abhängig. In einem unbewegten Medium kann entsprechend der Laplaceschen Voraussetzung für ein ideales Gas mit Hilfe der Zustandsgleichung die Schallgeschwindigkeit bestimmt werden:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma R^* T} \quad (1)$$

wobei γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen ($\gamma = c_p / c_v$), R^* die universelle Gaskonstante ($R^* = 8314,41 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$) und T die Lufttemperatur (in K) sind.

Mit Hilfe der kinetischen Gastheorie kann der Wert für das Verhältnis der spezifischen Wärmen eines Gases bestimmt werden:

$$\gamma = \frac{F_G + 2}{F_G} \quad (2)$$

wobei F_G die Anzahl der Freiheitsgrade kennzeichnet. Das Gasgemisch Luft, das im wesentlichen aus den zweiatomigen Molekülen O_2 und N_2 besteht, besitzt fünf Freiheitsgrade; drei der Translation und zwei der Rotation. Damit ergibt sich für trockene Luft der Wert $\gamma = 1,4$. Zusätzliche Freiheitsgrade, beruhend auf internen Schwingungen und Rotation der Moleküle um die Symmetrieachse, sind bei den herrschenden Umgebungstemperaturen nahezu „eingefroren“ und spielen keine Rolle. Das nicht vollständige Einfrieren der Vibrationsfreiheitsgrade hat einen erheblichen Einfluss für die Verringerung der Schallintensität durch Luftabsorption, wirkt sich jedoch nur sehr gering auf die Schallgeschwindigkeit aus (PIERCE, 1989).

Die Anwendung der kinetischen Gastheorie zur Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen ist nur für trockene Luft gültig und berücksichtigt nicht die reale Zusammensetzung der Luft. Weiterhin wird die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen vernachlässigt. Im folgenden soll aufgezeigt werden, wie sich diese Faktoren auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen auswirken.

Die spezifischen Wärmen in feuchter Luft (unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit) ergeben sich aus der Addition der Werte von trockener Luft und Wasserdampf:

$$c_{pL}(T) = c_{pa}(T) + m c_{pW}(T) \quad \text{und} \quad c_{vL}(T) = c_{va}(T) + m c_{vW}(T) \quad (3)$$

wobei m das Mischungsverhältnis ist [$m = 0,622 \cdot (e/e-p)$] und die Indizes p für konstanten Druck, V für konstantes Volumen, a für trockene Luft, L für feuchte Luft und W für Wasserdampf stehen, e ist der Dampfdruck und p der Luftdruck. Damit ergibt sich ein von der Temperatur und Feuchte der Luft abhängiges Verhältnis der spezifischen Wärmen:

$$\gamma_L(T) = \frac{c_{pa}(T) + mc_{pW}(T)}{c_{Va}(T) + mc_{VW}(T)} \quad (4)$$

Da trockene Luft ein Gasgemisch ist, muss die spezifische Wärme jeder einzelnen Komponente entsprechend ihres molaren Anteiles berücksichtigt werden.

$$c_{pa}(T) = \sum_i \frac{c_{pai}(T) \Psi_i M_i}{\bar{M}} \quad (5)$$

wobei Ψ_i der Molanteil, M_i die Molekularmasse der jeweiligen Komponente und \bar{M} die Molekularmasse der trockenen Luft sind.

Betrachtet man die trockene Luft als ideales Gas, so erhält man die spezifische Wärme bei konstanten Volumen unmittelbar aus der Beziehung:

$$c_{Va}(T) = c_{pa}(T) - R_a \quad (6)$$

R_a ist die Gaskonstante für trockene Luft ($R_a = 287,04 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$).

In den vorangegangenen Gleichungen wurde explizit die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen aufgeführt. Diese wird jedoch in der Regel vernachlässigt (z.B.: CRAMER, 1993 und OSTASHEV, 1997), da sie unter typischen Umgebungsbedingungen nur gering ist.

Die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität kann entweder quantentheoretisch berechnet (z.B.: BAEHR et al., 1968) oder empirisch bestimmt (siehe z.B.: LEWIS & RANDALL, 1961) werden. Die in den Tabellenwerken publizierten Werte unterscheiden sich zum Teil erheblich und sind in der Regel nur für einen eng begrenzten Temperaturbereich gültig.

Hier werden die von SONNTAG & VAN WYLEN (1991) ermittelten empirischen Approximationen für die Temperaturabhängigkeit der molaren Wärmekapazitäten für die wichtigsten Bestandteile der Luft verwendet. Diese aktuelleren Parametrisierungen liefern unter Standardbedingungen (0 °C, 1000 hPa) die genauesten Werte für das Verhältnis der spezifischen Wärmen, obwohl sie nur für den Bereich zwischen 300 und 3000 K angegeben wurden.

$$\begin{aligned} \text{N}_2: \quad C_p(T) &= 39,06 - 512,79 \Theta^{-1,5} + 1072,7 \Theta^{-2} - 820,4 \Theta^{-3} \\ \text{O}_2: \quad C_p(T) &= 37,432 + 0,020102 \Theta^{1,5} - 178,57 \Theta^{-1,5} + 236,88 \Theta^{-2} \\ \text{H}_2\text{O}: \quad C_p(T) &= 143,05 - 183,54 \Theta^{0,25} + 82,751 \Theta^{0,5} - 3,6989 \Theta \\ \text{CO}_2: \quad C_p(T) &= -3,7357 + 30,529 \Theta^{0,5} - 4,1034 \Theta + 0,024198 \Theta^2 \end{aligned}$$

mit $\Theta = T [\text{K}]/100$ (7)

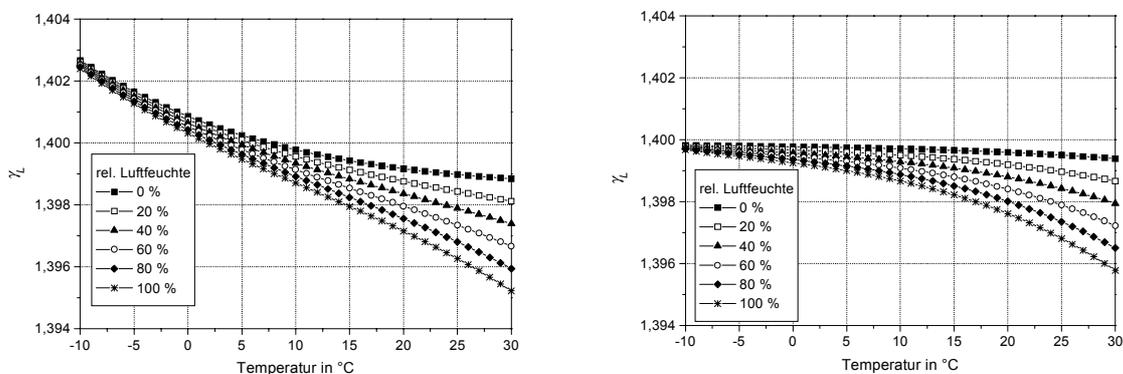


Abb. 1: Vergleich der Werte für γ_L in Abhängigkeit von der Temperatur und der relativen Feuchte. Die linke Seite wurde nach Formel (4) berechnet, die rechte Seite nach (8) entsprechend WONG & EMBLETON, 1984.

Unter Verwendung der Beziehungen (5), (6) und (7) ist man in der Lage, entsprechend der Formel (4) das Verhältnis der spezifischen Wärmen in Abhängigkeit von der Feuchte, der Temperatur und der Zusammensetzung der Luft zu bestimmen.

Eine ähnliche Herangehensweise zur Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen feuchter Luft wurde von WONG & EMBLETON (1984) demonstriert. Sie berechneten, basierend auf den von TOULOUKAIN & MAKITA (1970) veröffentlichten Werten für die spezifische Wärmen, γ_L mit folgender Approximation:

$$\gamma_L = 1,39984 - [5,2 \cdot 10^{-4} + 4,0 \cdot 10^{-5} \cdot t + 7,5 \cdot 10^{-7} \cdot t^2 + 4,5 \cdot 10^{-8} \cdot t^3] \cdot [(0,01 \cdot h) + 0,125] \quad (8)$$

wobei h die relative Feuchte (%) und t die Lufttemperatur (°C) sind.

Die Abbildung 1 zeigt einen Vergleich zwischen den verschiedenen Approximationen des Verhältnisses der spezifischen Wärmen feuchter Luft. Die Werte für γ_L unterscheiden sich bei Temperaturen unterhalb von ca. 10 °C deutlich. Ursache dieser Abweichungen sind die unterschiedlichen empirischen Berechnungsverfahren der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck für die jeweiligen Bestandteile der Luft.

Will man die Schallgeschwindigkeit feuchter Luft bestimmen, so muss neben dem Verhältnis der spezifischen Wärmen auch die Gaskonstante in Abhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit ermittelt werden. Dazu wird zunächst der Volumenanteil feuchter Luft am Gasgemisch bestimmt $\chi_F = (e/p) \cdot 100$ und dieser vom Gesamtvolumen der Luft abgezogen. Die Gaskonstante feuchter Luft R_L ergibt sich dann aus der Summation der jeweiligen Massenanteile:

$$R_L = \sum_i \xi_i R_i = \frac{R^*}{M} \quad (9)$$

ξ ist der Massenanteil der individuellen Gaskomponente.

Basierend auf der Gleichung (1) gilt für die Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft:

$$c_L = \sqrt{\gamma_L R_L T} \quad (10)$$

In der Abbildung 2 wird die Berechnung der Schallgeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Temperatur- und Feuchteinflusses (Gl. 10) mit den Approximationen von Wong & Embleton (1985) und der akustisch virtuellen Temperatur verglichen.

Die linke Seite der Abb. 2 zeigt, dass in Abhängigkeit von der Temperatur und Feuchte Unterschiede bis zu ca. $\pm 0,3 \text{ ms}^{-1}$ auftreten. Die Abweichungen sind bei Umgebungsbedingungen von ca. 10°C bis 15°C am geringsten und nehmen mit abnehmender Temperatur deutlich zu.

In der Meteorologie wird bei der Temperaturbestimmung mittels Ultraschallanemometer (KAIMAL & GAYNOR, 1991; CAMPBELL, 2000) häufig die akustisch virtuelle Temperatur T_{av} benutzt. Das ist diejenige Temperatur, die die Luft annähme, wenn sie durch trockene Luft gleichen Druckes und gleicher Schallgeschwindigkeit ersetzt würde.

Die akustisch virtuelle Temperatur berücksichtigt die unterschiedlichen spezifischen Wärmen von Wasserdampf und trockener Luft (siehe Gl. 4), jedoch wird die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck vernachlässigt.

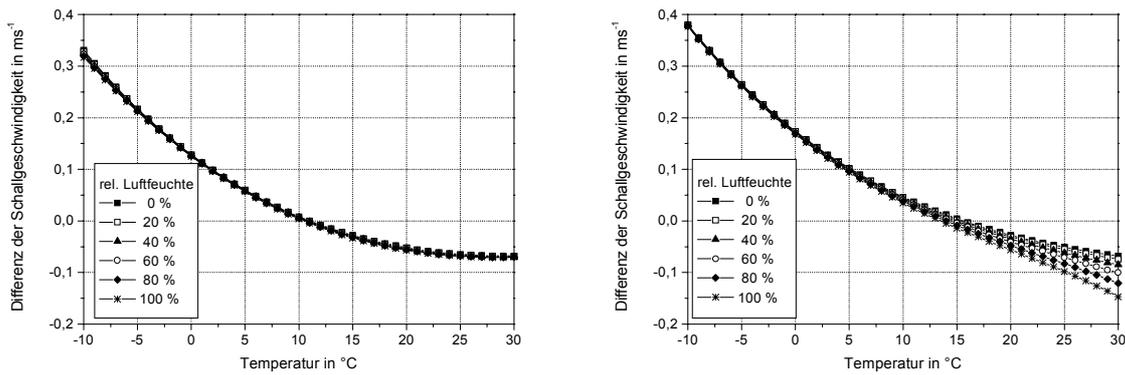


Abb. 2: Differenz der Schallgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Temperatur für unterschiedliche relative Feuchten, linke Seite: Differenz von (10) zu WONG & EMBLETON, 1985, rechte Seite: Differenz von (10) zur akustisch virtuellen Temperatur.

Bei der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mittels der akustisch virtuellen Temperatur wird der Einfluss der unterschiedlichen spezifischen Wärmen mit einem Faktor zusammengefasst und in Analogie zur virtuellen Temperatur ergibt sich die Schallgeschwindigkeit (OSTACHEV, 1997):

$$c_L = \sqrt{\gamma_a R_a T (1 + 0,511m)} = \sqrt{\gamma_a R_a T_{av}} \quad (11)$$

Auf der rechten Seite der Abb. 2 werden die Approximationen für die Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft anhand der Gleichungen (10) und (11) miteinander verglichen. Die Darstellung zeigt, dass ähnlich zur Berechnung nach WONG & EMBLETON (1985), bei der Verwendung der akustisch virtuellen Temperatur unter üblichen Umgebungsbedingungen nur geringe Differenzen auftreten. Die Unterschiede im Vergleich zur expliziten Berechnung (10) sind im wesentlichen darauf zurückzuführen, dass bei der Approximation der akustisch virtuellen Temperatur (11) die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen vernachlässigt wurde.

Tab. 1: Vergleich mit den in der Literatur verwendeten Werten für c_L , R_L und γ_L für 0 °C, 0 % rel. Feuchte und 1013,25 hPa.

c_{L0} in ms^{-1}	γ_{L0}	R_L in $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$	Literaturquelle
331,29	1,3998	287,06	WONG & EMBLETON, 1984; WONG, 1986
331,44	1,4027	287,04	GREENSPAN, 1987
331,29	1,4000	287,0	OSTACHEV, 1997
331,46	1,4029	–	CRAMER, 1993
331,46	1,4008	287,04	ARNOLD & DANIEL, 2004

In der Tabelle 1 sind die in der zitierten Literatur veröffentlichten Werte für die Schallgeschwindigkeit, die Gaskonstante (trockener Luft) und das Verhältnis der spezifischen Wärmen unter den Standardbedingungen von 0°C, 0 % relative Luftfeuchte und einem Luftdruck von 1013,25 hPa zusammengefasst.

Die Schallgeschwindigkeit unter diesen Bedingungen variiert je nach Literaturquelle um bis zu $\pm 0,17 \text{ ms}^{-1}$. Die hier berechneten Werte, basierend auf den Parametrisierungen von SONNTAG & VAN WYLEN (1991), stimmen sehr gut mit den Werten von GREENSPAN (1987) und CRAMER (1993) überein. Diese beiden Arbeiten vernachlässigen ebenfalls die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität, verzichten auf die Approximation eines idealen Gases (Gl. 6) und wenden die Zustandsgleichung eines reales Gas an. Dadurch und im geringen Maße auch

durch die Verwendung geringfügig abweichender Werte für die spezifische Wärme bei konstantem Volumen ergeben sich die Unterschiede im Vergleich zu den Berechnungen von WONG & EMBLETON (1984) und WONG (1986).

3 Beispiel anhand der Akustischen Tomographie

Der Einfluss der unterschiedlichen Parametrisierungen für das Verhältnis der spezifischen Wärmen wird am Beispiel der akustischen Laufzeittomographie (siehe z.B.: ARNOLD, 2000) veranschaulicht. Dazu werden die Daten eines Vergleichsexperimentes an der Forschungsstation in Melpitz genutzt, bei dem mit vier Sender-Empfänger-Kombinationen (im Abstand von 140 m bis 160 m) die Schallgeschwindigkeit sowie die Windvektoren bestimmt wurden. Da zusätzlich die Luftfeuchtigkeit gemessen wurde, kann aus der Schallgeschwindigkeit mit Hilfe der Gleichungen (10) bzw. (11) die Lufttemperatur bestimmt werden.

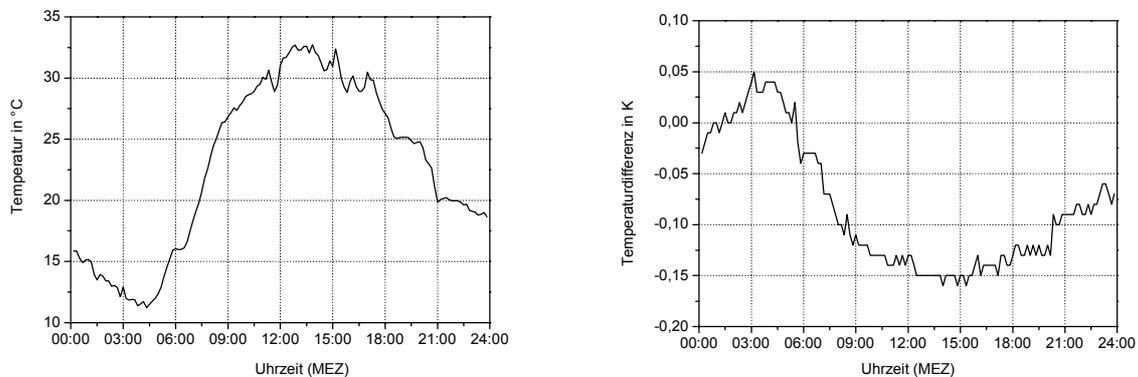


Abb. 3: Tagesgang der Lufttemperatur (linke Seite) und Differenz der Temperaturen (rechte Seite), berechnet aus der akustisch virtuellen Temperatur und der Gleichung (10) am 23.06. 2003.

Die Abbildung 3 demonstriert die Unterschiede zwischen den Parametrisierungen der Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft. Für den Vergleich wurden die 10 Minutenmittelwerte der Schallgeschwindigkeit (Mittelwert der vier Strecken) am 23.06. 2003 genutzt. An diesem Tag traten Temperaturen im Bereich zwischen ca. 10 °C bis über 30 °C auf. Die aus der akustisch virtuellen Temperatur abgeleitete Lufttemperatur ist am Tage um ca. 0,15 K geringer als die mit Gleichung (10) berechnete Temperatur. Geringe positive Abweichungen treten am Morgen bei Temperaturen von ca. 10 °C auf. Dies unterstreicht die in der Abb. 2 dargestellten Ergebnisse: die Approximation der akustisch virtuellen Temperatur führt zu einer systematischen Unterschätzung bei höheren Temperaturen und zu einer Überschätzung bei geringeren Temperaturen.

4 Diskussion

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass der aus der kinetischen Gastheorie stammende Wert für das Verhältnis der spezifischen Wärmen von Luft nur mit Einschränkungen in der realen Atmosphäre verwendet werden kann. Für eine korrekte Bestimmung der Schallgeschwindigkeit muss die Zusammensetzung der Luft und die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen explizit berücksichtigt werden.

Die in der Mikrometeorologie vielfach verwendete akustisch virtuelle Temperatur ist eine geeignete Möglichkeit, den Einfluss der Luftfeuchte auf die Schallgeschwindigkeit unter typi-

schen Umgebungsbedingungen zu parametrisieren. Da diese Approximation nicht die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen berücksichtigt, treten bei höheren und besonders bei tieferen Temperaturen systematische Abweichungen auf. Dies ist speziell zu beachten, wenn aus Messungen der Schalllaufzeit bzw. der Schallgeschwindigkeit die Lufttemperatur, wie in dem hier demonstrierten Beispiel der Akustischen Tomographie, bestimmt wird.

Eine Abweichung der Schallgeschwindigkeit um bis zu $0,17 \text{ ms}^{-1}$ (bei 0°C) verursacht beispielsweise einen Fehler bei der Lufttemperaturbestimmung um ca. 0,3 K. Demzufolge muss bei tieferen Lufttemperaturen ($< \text{ca. } 5^\circ\text{C}$) und ebenfalls bei höheren Lufttemperaturen ($> \text{ca. } 25^\circ\text{C}$) die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität berücksichtigt werden. Dies kann mit der hier aufgezeigten Methode und Zuhilfenahme der Parametrisierungen von SONNTAG & VAN WYLEN (1991) geschehen.

Das Verfahren der Akustischen Laufzeittomographie ist geeignet, unter Laborbedingungen - bei denen die Zusammensetzung und Temperatur der Luft variiert werden können - die hier verwendeten Beziehungen zu überprüfen.

5 Literatur

- ARNOLD, K., 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig*, **18**.
- BAEHR, H.D., HARTMANN, H., POHL, H.C. & SCHOMÄCKER, H., 1968: *Thermodynamische Funktionen ideale Gase*. Springer Verlag, Berlin.
- CAMPBELL, 2000: *Manual CSAT3 Three dimensional sonic anemometer*. 43 S.
- CRAMER, O., 1993: The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO_2 concentration. *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**, 2510 – 2516.
- DELANY, M.E., 1977: Sound propagation in the atmosphere: A historical review. *Acustica* **38**, 201-223.
- GREENSPAN, M., 1987: Comments on Speed of sound in standard air [J. Acoust. Soc. Am. 79, 1359 - 1366 (1986)]. *J. Acoust. Soc. Am.*, **82**, 370-372.
- KAIMAL, J.C. & GAYNOR, J.E., 1991: Another look at sonic thermometry. *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 401-410.
- LENIHAN, J.M.A., 1952: The velocity of sound in air. *Acustica*, **2**, 205-212.
- LEWIS, G.N., & RANDALL, M., 1961: *Thermodynamics*, McGraw-Hill, New York, 723 S.
- OSTASHEV, V.E., 1997: *Acoustics in moving inhomogeneous media*. E & FN Spon, London, 259 S.
- PIERCE, A.D., 1989: *Acoustics. An introduction to its physical principles and applications*. Acoustic. Soc. Am., New York, 678 S.
- SONNTAG, R.E. & VAN WYLEN, G. J., 1991: *Introduction to Thermodynamics, classical and statistical*, John Wiley & Sons, New York, 771 S.
- TOULOUKAIN, Y.S. & MAKITA, T., 1970: *Specific heat, nonmetallic liquids and gases, Thermophysical Properties of Matter*, Plenum, New York, Vol. 6.
- WONG, G. S. K. & EMBLETON, T. F. W., 1984: Variation of specific heat and of specific heat ratio in air with humidity. *J. Acoust. Soc. Am.*, **76**, 555-559.
- WONG, G. S. K. & EMBLETON, T. F. W., 1985: Variation of the speed of sound in air with humidity and temperature. *J. Acoust. Soc. Am.*, **77**, 1710-1712.
- WONG, G. S. K., 1986: Speed of sound in standard air. *J. Acoust. Soc. Am.*, **79**, 1359-1366.

Offshore-Windenergie zur Stromerzeugung Angebots- und Nutzungspotenziale in Deutschland

R. Viertel, G. Tetzlaff und M. Kaltschmitt

Zusammenfassung

Der mittlere Wind in der atmosphärischen Grenzschicht über den deutschen Nord- und Ostseegebieten unterscheidet sich gegenüber Landflächen durch höhere Windgeschwindigkeiten, eine stärkere Zunahme mit der Höhe und schwache Tages- sowie ausgeprägte Jahrgänge der Windgeschwindigkeit in Bodennähe. Neben diesen Vorteilen ergeben sich auch Nachteile im Hinblick auf die Windenergienutzung offshore. Das betrifft die Anforderungen an die Technik der Windstromerzeugung sowie wie die Messung und Prognose der relevanten meteorologischen Parameter. Nach Abschätzungen möglicher Flächen für die Windnutzung offshore und anlagentechnischer Möglichkeiten ist von einem enormen technischen Angebotspotenzial an Elektroenergie auszugehen, dem jedoch auch Beschränkungen seitens der Netzstruktur und Nachfrage entgegenstehen. Um das große Potenzial zur Stromerzeugung und Umweltentlastung nutzen zu können, sollte die Entwicklung in den kommenden Jahren im Bereich Windprognose, Anlagenbau, Regelungstechnik und Energiespeicherung zu weiteren Verbesserungen führen.

Summary

The averaged wind in the Planetary Boundary Layer over the German North Sea and Baltic Sea areas shows some differences to the wind over land areas. There are higher wind speeds, a stronger increasing with height and slight daily and more distinctive annual variations of the near surface winds. That's why the utilization of wind energy offshore has advantages. But also exists certain drawbacks in reference to technical requirements and the measurement and prediction of meteorological parameters. Estimations of suitable areas and technical prospects indicate a large technical offer potential of electric energy offshore, though additional restrictions must be considered. To make this potential of electric energy and environmental protection usable today's knowledge of systems and control engineering, energy storage and wind prediction should be improved in the coming years.

1 Einleitung

Mit der fortschreitenden Verknappung günstiger Standorte für Windenergieanlagen (WEA) an Land (onshore) sind auch in Deutschland die Meeresflächen als potenzielle Gebiete zur Installation von WEA zunehmend in den Blickpunkt gerückt. Die zu erwartenden Kosten für die Errichtung, die Netzanbindung und den Betrieb der Anlagen auf dem Meer (offshore) liegen jedoch sehr viel höher als an Onshore-Standorten. Auf dieser Basis stellt sich die Frage nach Wirtschaftlichkeit und ökologischer Bewertung von Offshore-Projekten. Da ökonomische und ökologische Beurteilungen der Windenergienutzung sehr sensibel auf das mittlere Windangebot und die Anlageneffektivität reagieren, sind möglichst genaue Kenntnisse dieser Parameter nötig. Ebenso basiert die Beantwortung der Frage nach den Potenzialen auf der Kenntnis dieser

Größen. Ferner sind zur Gewährleistung der Versorgungssicherheit mit Elektroenergie möglichst genaue Informationen über den Angebotsverlauf der Windenergie von Interesse.

Damit kommt der Bestimmung des Windes eine besondere Bedeutung zu. Dies gilt für die mittleren Verhältnisse, die für ökonomische und ökologische Abschätzungen relevant sind, sowie für die momentanen Bedingungen, die den Angebotsverlauf beeinflussen und damit speziell für die Energieversorger von großem Interesse sind. Allerdings existiert auf See kein derart ausgebautes meteorologisches Messnetz wie es an Land der Fall ist. Auch können die Ergebnisse numerischer meteorologischer Prognosemodelle aufgrund der Komplexität von Küstenregionen die Anforderungen der Windenergienutzung nicht zuverlässig erfüllen. Zudem sind Messkampagnen auf See sehr kostenintensiv, was der an Land üblichen Praxis der Messung vor Ort über einen längeren Zeitraum entgegensteht. Das hat auch negativen Einfluss auf die Validierung von Modellergebnissen, die dadurch nur schwierig erfolgen kann. Somit ist der Wind offshore nicht mit der für Windenergieanwendungen ausreichenden Genauigkeit bestimmt.

2 Meteorologische Verhältnisse

Um die zur Beurteilung von Wirtschaftlichkeit und ökologischer Verträglichkeit benötigten Aussagen über den Jahresenergieertrag am betreffenden Standort machen zu können, ist neben der Kenntnis anlagenspezifischer Parameter (z.B. aus der Leistungskurve) das Wissen um den mittleren Wind am Standort von grundlegender Bedeutung. Es genügt nicht, nur die mittlere Windgeschwindigkeit zu kennen, da die mittlere abgegebene Leistung einer WEA aus der Integration über die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit unter Einbezug der Leistungskennlinie der WEA hervorgeht. Für die effektive Einbindung der erzeugten Elektroenergie ins Verbundnetz ist hingegen die Kenntnis des zeitlichen Verlaufs des Angebots der Windenergie von Bedeutung. Vor allem wenn es sich um große eingespeiste Leistungen handelt, wie sie bei den geplanten Offshore-Windparks zu erwarten sind. Es sind dabei besonders die Variationen im Tages- und Jahresverlauf von Interesse.

2.1 Häufigkeitsverteilungen

Die Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit wird meist mit der Weibull-Verteilung, einer theoretischen Verteilung mit zwei Parametern aus der Gruppe der Gamma-Verteilungen, angenähert. Die Verteilung ist klassenbezogen; ihre Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion lautet:

$$f(u) = \frac{k}{a} \left(\frac{u}{a}\right)^{(k-1)} \exp\left\{-\left(\frac{u}{a}\right)^k\right\}$$

wobei a und k die Weibull-Parameter, die als Skalenparameter bzw. Formparameter bezeichnet werden, und u die Windgeschwindigkeit darstellen. Die Weibull-Verteilung ist sehr vielseitig und beinhaltet als Sonderfälle die Rayleigh- und Exponentialverteilung (siehe z.B. Schönwiese, 1992). Mit Hilfe verschiedener Parameterkombinationen können Verteilungen erzeugt werden, die auf den selben Mittelwert der Windgeschwindigkeit führen. Daraus resultieren teilweise erhebliche Unterschiede bei der mittleren Windleistungsdichte P und damit dem Ertrag von WEA, wie auch aus Allnoch (1996) hervorgeht.

Der Einfluss der Variation der Weibull-Parameter auf die mittlere Windleistungsdichte wird in Abbildung 1 deutlich. Für die Berechnung von P wurde die Luftdichte $\rho = 1,24 \text{ kg/m}^3$ verwendet, die annähernd das klimatische Mittel für die Küstenregionen Deutschlands darstellt. Es fällt auf, dass der Anstieg der mittleren Windleistungsdichte bei Zunahme der Parameter entge-

gegengesetzte Vorzeichen hat. Weiterhin wird der unterschiedliche Betrag und die Nichtlinearität des Anstieges deutlich. Nach Emeis (2001) führt eine Abweichung der Parameter a und k um 10 % zu Änderungen von P um etwa 30 % bzw. 10 %, was ebenfalls in Abbildung 1 gut zu sehen ist. Anhand dieser Darstellungen wird die Art der Sensibilität der mittleren Windleistungsdichte gegenüber den Parametern der Weibull-Verteilung deutlich. Um Skalen- und Formparameter mit für Windenergieanwendungen ausreichender Genauigkeit bestimmen zu können, sind Messungen der Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe der geplanten WEA über einen längeren Zeitraum notwendig. Diese Zeitspanne sollte mindestens zehn Jahre betragen, um die Ergebnisse bezüglich der jährlichen Schwankungen des mittleren Windes richtig einordnen zu können.

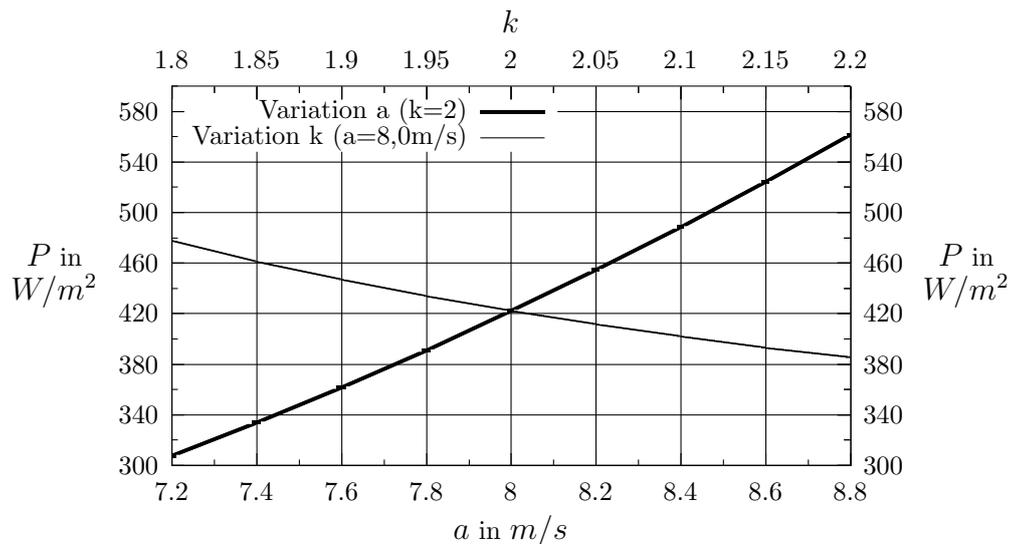


Abbildung 1: Abhängigkeit der mittleren Windleistungsdichte P von der Variation der Weibull-Parameter a (Skalenparameter) und k (Formparameter)

Häufig wird zur Ertragsberechnung von Windenergie-Projekten das Europäische Windatlas-Verfahren (engl. Wind Atlas Analysis and Application Program - WAsP) verwendet. Dabei wird auf Grundlage von Klimastationsdaten und/oder Messdaten am Standort in Verbindung mit verschiedenen Modellen (z.B. einem Windparkmodell) der voraussichtliche Ertrag des geplanten Windparks errechnet. Wie bei jedem modellhaften Vorgehen birgt auch WAsP gewisse Fehler. So entspricht nach Strack und Winkler (2002) die Datenqualität der Windatlas-Stationen nicht den für die Windenergie nötigen Anforderungen. Ein weitere Quelle für Unsicherheiten ist die Annahme konstanter Winde ab etwa 10 km Küstenentfernung durch WAsP. Demnach erstrecken sich Land-See-Windzirkulationen nur bis zu dieser Entfernung und Anpassungen des Windfeldes an die veränderten Oberflächenverhältnisse nach der Küstenlinie finden ebenfalls nur in diesem Bereich statt. In der Realität trifft diese Annahme nicht immer zu. Simulationen von Hinneburg et al. (1997) ergaben, dass die Anpassung des Windfeldes im Seegebiet vor Darß und Zingst je nach Richtung und Geschwindigkeit des Windes in einem Bereich von bis zu 50 km seewärts stattfindet. Winddaten von Feuerschiffen in der Nordsee belegen, dass sich die mittleren Verteilungen der Windgeschwindigkeiten je nach Küstenentfernung teilweise deutlich unterscheiden. Es ergaben sich z.B. im Zeitraum 1971-76 für die Feuerschiffe "Deutsche Bucht" und "Weser" mit Küstenentfernungen von etwa 55 km bzw. 20 km mittlere Windgeschwindigkeiten in 10 m Höhe von 7,7 m/s bzw. 7,4 m/s und entsprechenden Unterschieden der Weibull-Parameter.

Um Aussagen bezüglich des mittleren Windes über den deutschen Seegebieten zu erhalten, wurden verschiedene Quellen ausgewertet. Das waren u.a. Winddaten von Feuerschiffen, Simulationsergebnisse und Daten des mittleren Höhenwindes. Anhand dieser Daten wurde versucht, Felder der mittleren Windgeschwindigkeit für Nord- und Ostsee zu erstellen. Das Ergebnis einer konservativen Abschätzung für die Höhe 70 m ist in Abbildung 2 dargestellt. In etwa 30 km Küstenentfernung beträgt die jahresmittlere Windgeschwindigkeit ca. $9,0\text{ m/s}$ in der Deutschen Bucht und ca. $8,5\text{ m/s}$ entlang der deutschen Ostseeküste. Im Vergleich dazu beträgt die auf der Basis der Werte in Traup und Kruse (1996) auf 70 m Höhe extrapolierte jahresmittlere Windgeschwindigkeit von Hannover etwa $5,2\text{ m/s}$. Es zeigt sich, dass die mittlere Windgeschwindigkeit offshore wie erwartet deutlich über der von Landstandorten liegt. Aus Abbildung 2 geht weiterhin hervor, dass die mittlere Verteilung recht gut dem Küstenverlauf folgt, woraus der starke Einfluss veränderter Oberflächenverhältnisse auf das Windfeld deutlich wird. Allerdings ist der Isotachenverlauf im Einzelfall stark von der Anströmrichtung abhängig, sodass das jeweilige Strömungsbild erheblich von der mittleren Form abweichen kann, wie aus den Ergebnissen von Hinneburg et al. (1997) hervorgeht.

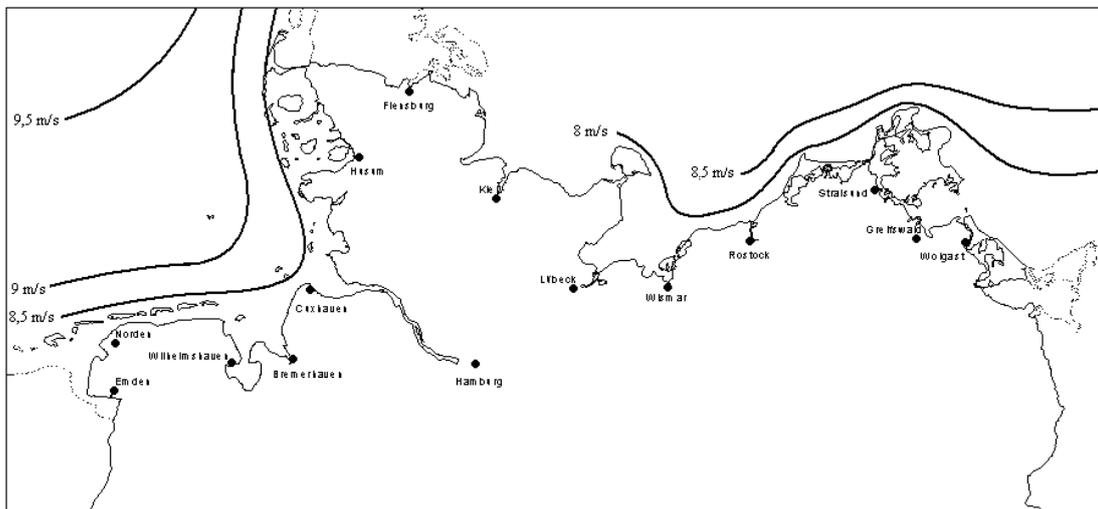


Abbildung 2: Abschätzung der jahresmittleren Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe über Nord- und Ostsee, aus Viertel (2002)

Zur Extrapolation der Werte von der meteorologischen Standardhöhe der Windmessung in 10 m auf 70 m wurde das bekannte logarithmische Windgesetz verwendet. Dies gilt in seiner einfachen Form nur für neutrale Schichtungsverhältnisse der Atmosphäre. Für die Betrachtung von Jahresmittelwerten der Windgeschwindigkeit über der Nordsee ist die Annahme neutraler Bedingungen jedoch ohne großen Fehler zulässig, wie u.a. die Ergebnisse von Coelingh et al. (1996) zeigen. Obwohl die relative Abweichung der Windgeschwindigkeit unter stabilen Bedingungen in Bezug auf neutrale Verhältnisse gegenüber labilen Bedingungen vergleichsweise hoch ist, kompensieren sich die gegensätzlichen Stabilitätseffekte im Jahresmittel nahezu vollständig, da die labilen Schichtungen häufiger auftreten. Für die Ostsee werden ähnliche Zusammenhänge angenommen.

Die Verwendung jahresmittlerer Werte der Windgeschwindigkeit ermöglicht eine weitere Vereinfachung im Umgang mit den Gleichungen zur vertikalen Extrapolation. Da die Rauigkeitslänge der Meeresoberfläche vom Zustand der Wasseroberfläche und damit von verschiedenen Faktoren, wie z.B. Oberflächenbeschaffenheit des Meeresgrundes, Windwirklänge, Wind-

richtung und -geschwindigkeit abhängig ist und dadurch variiert, kann nicht von einer konstanten Rauigkeitslänge ausgegangen werden. Zudem ist die Meeresoberfläche beweglich. Bei Betrachtung eines Jahresmittels sind diese Einflüsse allerdings mit eingeschlossen, sodass mit einem konstantem Wert für die Rauigkeitslänge gerechnet werden kann. Bei Vorgabe einer Windgeschwindigkeit ergeben sich je nach verwendeter Gleichung für den Widerstandsbeiwert teilweise erheblich verschiedene Rauigkeitslängen. Als ein guter Wert für die deutschen Seegebiete hat sich nach Viertel (2002) die Rauigkeitslänge $z_0 = 0,0001 \text{ m}$ erwiesen.

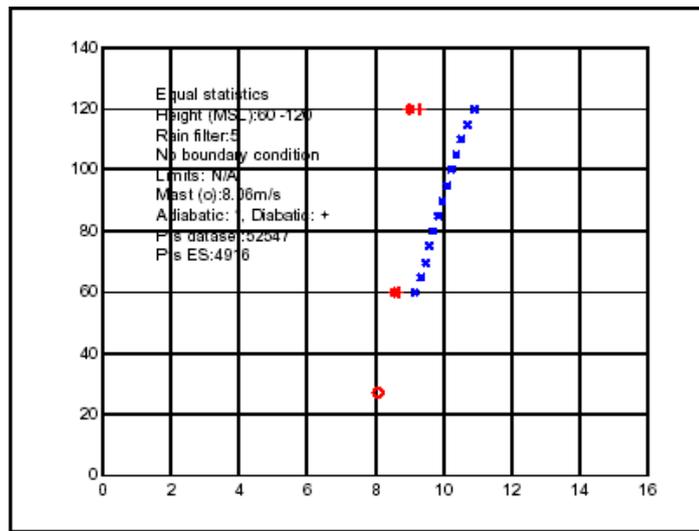


Abbildung 3: Mittlere Windgeschwindigkeit mit SODAR (x) bzw. Mast (\circ) gemessen und extrapoliert; adiabatisch (*), diabatisch (+); Abszisse: Windgeschwindigkeit u , Ordinate: Höhe z ; aus Coelingh et al. (2003)

An dieser Stelle sei auf ein grundlegendes Problem hingewiesen. Die üblicherweise zur vertikalen Extrapolation verwendeten Gleichungen (adiabatisches bzw. diabatisches und exponentielles Windgesetz) sind aufgrund der zur Herleitung verwendeten Annahmen nur für die Boden- oder Prandtl-Schicht gültig. Die Dicke dieser Schicht beträgt im Mittel maximal 10 % der atmosphärischen Grenzschicht (AGS), was über Land im Mittel einer Höhe von etwa 100 m und über Wasser etwa 60 m entspricht, vor allem aber nachts auch deutlich darunter liegen kann. Dadurch ergeben sich bei der Extrapolation in größere Höhen mitunter beträchtliche Fehler, wie aus der Arbeit von Coelingh et al. (2003) und Abbildung 3 deutlich hervorgeht. Es wurden auf der Offshore-Plattform Meetpost Noordwijk ca. 9 km vor der niederländischen Küste mittels SODAR (SOund Detection And Ranging) Vertikalprofile des Windes erfasst und u.a. mit Berechnungen des vertikalen Profils, basierend auf Werten einer Mastmessung in Höhe 27,6 m, verglichen. Die Messung erfolgte von März 2000 bis Juni 2001. Es wird deutlich, dass die vertikale Extrapolation der Mastdaten auf eine Höhe von etwa 60 m recht gut mit dem mittleren gemessenen Profil übereinstimmt, wobei die Verwendung des diabatischen Windgesetzes (logarithmisches Windgesetz mit Stabilitätskorrektur) eine, wenn auch nur geringe, Verbesserung bedeutet. Oberhalb wird die Differenz zwischen mittlerem gemessenen Profil und Berechnung derart groß (etwa 1 m/s in 100 m und fast 2 m/s in 120 m Höhe), dass man von der Verwendung dieser Gleichungen absehen muss. Es ist wahrscheinlich, dass die Lösung der sog. Ekman-Gleichungen zu besseren Ergebnissen führt, wozu allerdings die Kenntnis weiterer Größen erforderlich ist.

Wie oben schon beschrieben ist zur Beurteilung der energetischen Qualität eines potenziellen Windenergiestandortes nicht der mittlere Wind, sondern das Parameterpaar der Weibull-Verteilung von Bedeutung. Von Viertel (2002) wurde eine Bestimmung der Formfaktoren k für die deutschen Seegebiete angestrebt, die auf den Messergebnissen von Feuerschiffen (aus Benesch et al., 1978) und Literaturangaben beruht. Da die Werte und Angaben teilweise stark differieren, konnte nur eine Abschätzung gemacht werden, die für die Höhe 10 m Werte von $k = 2,0 - 2,1$ erbrachte. Die höheren Werte von k gelten für den südlichen Teil der Deutschen Bucht und den östlichen Teil der deutschen Ostseegebiete und die geringeren Werte für die nördlichen bzw. westlichen Teile der Seegebiete. Aufgrund der Höhenabhängigkeit des Windes können die Weibull-Parameter des Bodenwindes nicht für andere Höhen verwendet werden. Infolge der prinzipiellen Proportionalität des Skalenfaktors a zur Windgeschwindigkeit können zur Extrapolation die benannten Windgesetze genutzt werden. Der Formfaktor k dagegen zeigt an der Obergrenze der Prandtl-Schicht z_p ein Maximum. Die vertikale Beschreibung kann mit folgender Gleichung nach Emeis (2001) erfolgen:

$$k(z) = k(z_{ref}) + 0,022(z - z_{ref}) \exp\left(-\frac{z - z_{ref}}{z_p - z_{ref}}\right)$$

Mit z_{ref} ist die Referenzhöhe bezeichnet. Werden die abgeschätzten Formfaktoren mit dieser Gleichung und unter Annahme von $z_p = 60\text{ m}$ auf 70 m Höhe extrapoliert, ergeben sich Werte von ca. $k = 2,4 - 2,5$. Diese sind jedoch vorsichtig zu bewerten, da die verwendeten Annahmen nicht gesichert sind. Allerdings reagiert die mittlere Windleistungsdichte weit weniger sensibel auf Unsicherheiten des Formparameters als auf Unsicherheiten des Skalenparameters, wie die obigen Ausführungen belegen.

2.2 Zeitliche Variation

Die Variation des Windes im Tagesverlauf wird maßgeblich von den verschiedenen synoptischen Gebilden, den Strahlungsverhältnissen und der Beschaffenheit der Erdoberfläche geprägt. Ohne das Wirken starker synoptischer Störungen erfolgt im Allgemeinen während des Tages durch Sonneneinstrahlung eine Erwärmung der Erdoberfläche. Daraus resultiert eine gute Durchmischung der AGS infolge thermischer Konvektion und Turbulenz. Die dadurch bessere Kopplung an die Strömung in der freien Atmosphäre führt zu höheren Windgeschwindigkeiten in Bodennähe. Dieser Sachverhalt ist sehr gut im linken Teil von Abbildung 4 am mittleren Tagesgang in 10 m Höhe der Station Hannover-Langenhagen zu sehen. Mit zunehmender Höhe zeigt der mittlere Tagesgang über Land mit einem Minimum der Windgeschwindigkeit in den Nachmittagsstunden jedoch ein dazu inverses Verhalten.

Die Oberflächentemperatur tieferer Gewässer variiert selbst bei starker Sonneneinstrahlung im Tagesverlauf aufgrund der hohen Wärmekapazität von Wasser nur geringfügig. Dadurch wird die Temperaturschichtung der darüber lagernden Luftmassen durch langwellige Ausstrahlung in den Nachtstunden kaum stabilisiert, sodass im Mittel während des gesamten Tages ein guter Impulsaustausch der bodennahen mit den höheren Luftschichten gewährleistet ist und die Windgeschwindigkeit in Bodennähe nur geringfügig variiert (siehe Abbildung 4 links). Im küstennahen Bereich ergibt sich aus dem Temperaturunterschied zwischen Wasser und Land und dem daraus resultierenden Stabilitätsunterschied im Zusammenhang mit der Land-See-Windzirkulation ein schwacher und im Vergleich zu Landflächen inverser Tagesgang der Windgeschwindigkeit in Bodennähe, der zusätzlich von der Jahreszeit, der Region und der Windgeschwindigkeit selbst beeinflusst wird. Ohne den Einfluss von Landflächen auf die Schichtungs-

Stabilität über dem Meer zeigt der Tagesgang der bodennahen Windgeschwindigkeit ein über Landflächen typisches, aber schwächer ausgeprägtes Verhalten.

Der mittlere Jahresgang von Windgeschwindigkeit und -richtung ist an die mittlere horizontale Verteilung des Luftdrucks gekoppelt, die von Jahr zu Jahr variiert. Aus diesem Grund ist es ratsam, zur Ermittlung des mittleren Jahresganges einen längeren Beobachtungszeitraum zu nutzen. Dadurch besteht die Möglichkeit, zufällige Schwankungen auszugleichen und gegebenenfalls einen Trend zu erkennen. Im Vergleich zum Flachland zeigt der Jahresgang über den deutschen Seegebieten ein ähnliches Verhalten, allerdings mit stärkerer Ausprägung, wie im rechten Teil von Abbildung 4 deutlich wird. Es werden im Herbst und im Winter höhere Windgeschwindigkeiten als im Sommer beobachtet. Ursache dafür ist die größere Häufigkeit zyklonaler Störungen. Auffällig ist ein kleines lokales Maximum im Juli, das durch den sog. europäischen Sommermonsun verursacht wird. Infolge der starken Erwärmung der Landflächen bilden sich Hitzetiefs mit aufsteigenden Luftmassen, deren Ausgleichsströmungen diese mittlere Geschwindigkeitszunahme verursachen. Die vorherrschende Windrichtung im Jahresmittel in Deutscher Bucht und den deutschen Ostseegebieten ist Südwest bis West.

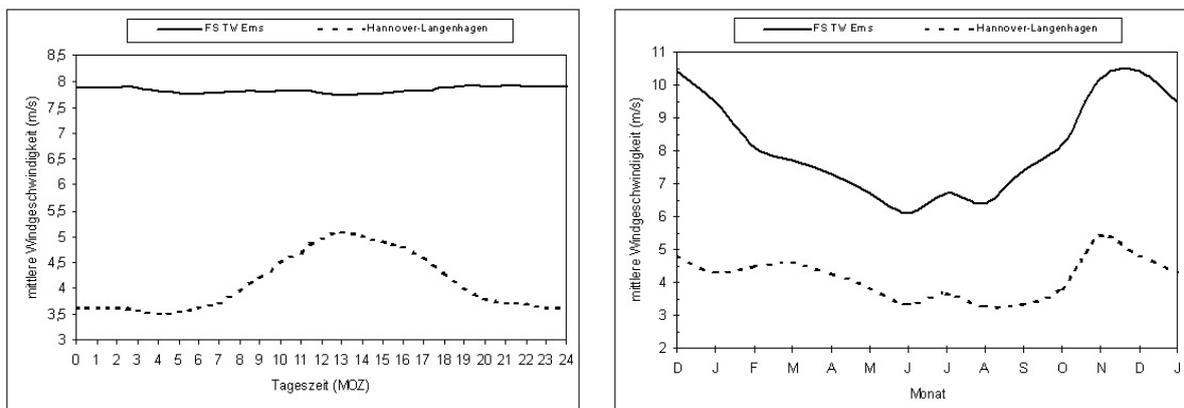


Abbildung 4: Jahresmittlerer Tages- und Jahresgang der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe der Feuerschiffstation TW Ems und der Station Hannover-Langenhagen, Daten aus Benesch et al. (1978)

Ein Phänomen, das in etwa 10 – 20 % aller Nächte flächendeckend zu beobachten ist, ist der sogenannte Low-Level-Jet (LLJ), der einen Bereich mit relativ hoher Windgeschwindigkeit in relativ geringer Höhe von etwa 100 – 300 m definiert. LLJ treten bei stabilen Schichtungen auf, d.h. wenn kältere unter wärmerer Luft lagert. Da sich solche Schichtungen bevorzugt nachts einstellen, wird der LLJ auch oft als Nocturnal-Jet bezeichnet. Infolge der Stabilität und der dadurch geringeren Durchmischung verringert sich der Impulsaustausch mit höheren Luftschichten, wodurch die Windgeschwindigkeit in Bodennähe abnimmt. Oberhalb dieser Inversion können sich die räumlich teilweise sehr stark begrenzten Starkwindbänder der LLJ entwickeln, die aus den Messungen in der Standardhöhe $z = 10\text{ m}$ nicht zu erfassen sind. Als Hauptursache für deren Auftreten im Bereich der Küste gilt nach Smedman et al. (1996) der Temperaturkontrast zwischen Meer und Land und der damit verbundenen Baroklinität. Die wahre Auftrittshäufigkeit von LLJ in den Küstenregionen von Deutscher Bucht und Ostsee ist derzeit nicht bekannt, wird für günstige Regionen der Ostsee aber auf ca. 50% geschätzt. LLJ haben neben der Bedeutung für den Ertrag von WEA auch große Relevanz für die Last speziell an großen Anlagen, z.B. durch Effekte der Windscherung.

3 Potenziale

Bei Potenzialbetrachtungen von regenerativen Energiequellen wird zwischen mehreren Potenzialen und deren Definitionen unterschieden. Das technische Potenzial besitzt dabei im Allgemeinen die größte Aussagekraft. Zur Bestimmung solcher Potenziale müssen die verschiedensten Beschränkungen berücksichtigt werden, woraus letztendlich auch eine gewisse Unsicherheit der Ergebnisse resultiert und diese Potenziale eher als Abschätzungen zu verstehen sind.

3.1 Definitionen

Das technische Potenzial beschreibt nach Kaltschmitt et al. (2003) im Fall der Windstromerzeugung offshore den Anteil des theoretischen Potenzials - die in einer Seeregion innerhalb eines bestimmten Zeitraums theoretisch physikalisch nutzbare kinetische Energie des Windes - der unter Berücksichtigung der gegebenen technischen Restriktionen nutzbar ist. Üblicherweise werden zusätzlich zu den technischen auch strukturelle und ökologische Einschränkungen, gesetzliche Vorgaben und weitere nichttechnische Beschränkungen berücksichtigt, da diese ähnlich wie technische Grenzen ebenfalls nicht überwunden werden können. In Abhängigkeit verschiedener Randbedingungen, wie z.B. produktionsseitigen Begrenzungen und bedarfsseitigen Restriktionen, können auch verschiedene technische Potenziale für die Offshore-Windenergienutzung definiert werden. Es kann dabei zwischen dem technischen Angebotspotenzial, auch als Stromerzeugungspotenzial bezeichnet, das unter Berücksichtigung primär technischer Beschränkungen die bereitstellbare elektrische Energie beschreibt und dem technischen Nachfragepotenzial, bei dem zusätzlich nachfrageseitige Restriktionen berücksichtigt werden, unterschieden werden.

Zur Bestimmung des technischen Angebotspotenzials sind neben der Kenntnis des mittleren Windes über den deutschen Seegebieten möglichst detaillierte Kenntnisse über geeignete Flächen zur Windenergienutzung notwendig. Zu den wichtigsten Informationen über solche Flächen zählen Wassertiefe, die Nutzungsbeanspruchung durch andere Interessengruppen und ökologische Aspekte. Aufgrund der vielfältigen Nutzungsinteressen in den Hoheitsgewässern der Bundesrepublik Deutschland, der sog. 12-Seemeilen-Zone, und der damit verbundenen Flächenknappheit für die Windenergienutzung, kann dieser Bereich der deutschen Seegebiete bei der Potenzialschätzung durchaus vernachlässigt werden, obwohl dort auch einige Windenergie-Projekte beantragt wurden. Aufgrund der wesentlich größeren Flächen in der Ausschließlichen Wirtschaftszone (AWZ) Deutschlands - von Deutschland wirtschaftlich nutzbares Seegebiet, das sich seeseitig an die Hoheitsgewässer anschließt - ist es sinnvoll sich bei der Potenzialermittlung auf dieses Gebiet zu beschränken.

3.2 Potenzialbestimmung

Die Fläche der deutschen AWZ beträgt in der Nordsee $28\,606\text{ km}^2$ und in der Ostsee $4\,513\text{ km}^2$ (Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie - BSH). Unter Ausschluss von Verkehrswegen, Pipelines und Kabeln, Plattformen, Naturschutzgebieten und der Annahme einer technisch nutzbaren Wassertiefe von maximal 50 m ergibt sich in Anlehnung an die Ergebnisse von Durschwitz et al. (2001) ein technisches Flächenpotenzial von etwa $28\,500\text{ km}^2$ für alle Seegebiete Deutschlands mit mehr als 20 km Küstenentfernung. Werden zusätzlich militärische Nutzungszonen, Sand- und Kiesgewinnungsgebiete sowie geplante Schutzgebiete, wie z.B. "Baltic Sea Protected Areas", "Important Bird Areas", "Flora-Fauna-Habitat-Gebiete" und "Marine Protected Areas" in die Betrachtungen einbezogen, verringert sich diese Zahl drastisch. Nach Durste-

witz et al. (2001) betragen die Flächen für militärische Nutzungszonen und geplante Schutzgebiete jeweils etwa 30 % der technisch nutzbaren Fläche. Obwohl sich diese Flächen teilweise überlagern und heute noch nicht geklärt ist, ob militärische Nutzung und Schutzgebiete als absolutes Ausschlußkriterium für die Offshore-Windenergienutzung gelten, wurde angenommen, dass Flächen dieser Größe nicht zur Verfügung stehen. Es verbleibt eine Fläche von etwa $11\,500\text{ km}^2$ zur relativ konfliktarmen Nutzung der Windenergie in der AWZ Deutschlands.

Zusätzlich zur Abschätzung der nutzbaren Fläche bedarf es Festlegungen zur installierbaren Leistung pro Flächeneinheit. Diese wird vom Design des Windparks bestimmt, das im Allgemeinen von der Geländestruktur und der mittleren Windrichtung am Standort beeinflusst wird. Bei Vorherrschen einer Hauptwindrichtung kann der Abstand der WEA des Windparks normal zur Hauptwindrichtung geringer sein als tangential dazu. Infolge des über dem Meer steileren vertikalen Windprofils und der geringeren dynamischen Turbulenz ist von einer Minderung der mittleren Windgeschwindigkeit und der Zunahme der Turbulenz im Abstrom der Offshore-WEA auszugehen, die relativ stärker ausfällt und länger anhält als bei Onshore-WEA. Deshalb wird heute offshore allgemein in Hauptwindrichtung von einem Abstand der Anlagen von mindestens 8-fachem Rotordurchmesser ausgegangen, um den Wirkungsgrad nicht zu verringern und die Last auf die Anlagen nicht zu vergrößern. Normal zur Hauptwindrichtung wird offshore mindestens 4-facher Rotordurchmesser vorausgesetzt. Werden als Anlagen schon offshore realisierte WEA mit 76 m Rotordurchmesser und einer Nennleistung von 2 MW und geplante Anlagen mit etwa 120 m Rotordurchmesser und 5 MW Nennleistung angenommen, ergibt sich eine maximal installierbare Leistung von ca. 10 MW/km^2 . Die maximal installierbare Leistung in der deutschen AWZ beträgt damit ca. $115\,000\text{ MW}$.

Zur Bestimmung des Stromerzeugungspotenzials müssen die Häufigkeitsverteilungen der Windgeschwindigkeit, die Leistungskennlinien der WEA und die maximal installierbare Leistung verknüpft werden. Als Leistungskennlinie für die 2 MW -Anlage wurde eine, im Internet verfügbare und vermessene Kennlinie verwendet. Für die fiktive 5 MW -Anlage wurde eine Leistungskennlinie angenommen, die aus der berechneten Kennlinie einer realen WEA mit $3,6\text{ MW}$ Nennleistung gewonnen wurde. Die mittlere Leistung einer WEA wird aus der Integration von Leistungskennlinie und Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(u)$ über alle Geschwindigkeiten berechnet. Der Ertrag einer Windenergieanlage wird ermittelt, indem die mittlere Leistung mit der Stundenzahl eines Jahres multipliziert wird. Nach Division durch die Nennleistung der WEA erhält man die Anzahl der Volllaststunden, ein Maß für die Güte des Standorts und die Effizienz der jeweiligen Anlage. Für die jeweiligen Seegebiete wurden mittlere Werte der Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit verwendet. Nach einer Gewichtung gemäß der Flächenanteile in Deutscher Bucht und Ostsee ergeben sich Volllaststunden von etwa $4\,200\text{ h/a}$ und $3\,700\text{ h/a}$ bei Installation von 2 MW -Anlagen bzw. 5 MW -Anlagen. Die Werte für die Deutsche Bucht liegen dabei leicht oberhalb und die Werte für die Ostseegebiete deutlich unterhalb dieser Mittelwerte. Letzendlich lässt sich daraus ein Stromerzeugungspotenzial von 425 TWh/a und 483 TWh/a bei Annahme von 5 MW -Anlagen bzw. 2 MW -Anlagen errechnen.

Bei diesen Abschätzungen wurden noch keine Minderungen des Ertrags infolge von Abschattungseffekten im Windpark - Parkwirkungsgrad - und eines Ausfalls einzelner WEA - Anlagenverfügbarkeit - sowie von auftretenden Verlusten bei der Übertragung der Elektroenergie berücksichtigt. Übertragungsverluste entstehen z.B. aufgrund des Widerstandes in den Kabeln, durch Transformation und Umrichten. Die Höhe der Verluste ist von verschiedenen Faktoren, wie beispielsweise der verwendeten Technologie, der übertragenen Leistung und der Entfernung abhängig. Die Übertragungsverluste liegen bei Drehstromübertragung und geringen Küstenentfernungen bei etwa 3 %, können aber bei Gleichstromübertragung und größeren Distanzen

leicht 8 % betragen, wobei dieser Wert noch deutlich ansteigen kann, wenn man berücksichtigt, dass die großen Abnehmer von Elektroenergie nicht in den Küstenländern angesiedelt sind. Wird für die Windstromerzeugung offshore der übliche Parkwirkungsgrad von 95 % und eine Anlagenverfügbarkeit von 95 % angenommen, ergibt sich ohne die Berücksichtigung von Netzübertragungsverlusten ein Stromerzeugungspotenzial von etwa 384 – 436 *TWh/a*.

Bezogen auf den Nettostromverbrauch Deutschlands des Jahres 2001 von 502 *TWh/a* wäre damit eine theoretische Deckung des Strombedarfs zu etwa 80 % durch Offshore-Windparks möglich. Diesem großen Potenzial stehen allerdings Beschränkungen seitens des Energietransports und der Nachfrage entgegen, denn die Windstromerzeugung kann nicht ohne weiteres auf das Verbrauchsverhalten abgestimmt werden. Falls die Produktion größer als die Nachfrage ist muss zwischengespeichert werden. Das kann zu erheblichen Verlusten führen. Beispiele dafür sind die Speicherung in Pumpspeicherkraftwerken oder in Form von chemischer Energie als Wasserstoff. Pumpspeicherkraftwerke sind in den Gebirgen Deutschlands zu finden, wodurch die Transportverluste sehr stark zunehmen. Wasserstoff ist vielseitig einsetzbar, birgt jedoch Nachteile aufgrund hoher energetischer Verluste bei Speicherung und Transport.

Am 31.12.2003 waren in Deutschland 15 387 Windenergieanlagen mit einer Gesamtleistung von 14 609 *MW* installiert, die 2003 etwa 27 *TWh* Elektroenergie erzeugten (Bundesverband WindEnergie e.V.). Das entspricht knapp 5,5 % des Nettostromverbrauchs Deutschlands aus dem Jahr 2001. Nach Abschätzungen des technischen Nachfragepotenzials von Kaltschmitt et al. (2003), die verschiedene Ansätze bezüglich der Regelbarkeit des gesamten Kraftwerksparks und der Zwischenspeicherung von Elektroenergie zur Grundlage hatten, können unter aktuellen Gesichtspunkten in Deutschland maximal ca. 35 % des Nettostromverbrauchs durch Windenergie gedeckt werden. Ohne die Möglichkeit der Zwischenspeicherung verringert sich diese Größe erheblich.

4 Fazit/Ausblick

Insgesamt kann festgestellt werden, dass das mittlere Angebot an Windenergie offshore höher ist im Vergleich zu den Standorten im Binnenland. Die täglichen Variationen der Windgeschwindigkeit in 10 *m* Höhe über dem Meer sind im Mittel geringer als über Land. Der Jahresgang ist durch einen ähnlichen, allerdings stärker ausgeprägten Verlauf im Vergleich zum Land gekennzeichnet. Bei der Beurteilung des Ertrags von Windenergieprojekten ist aufgrund der Nichtlinearität von Windenergie und Leistungskurve der WEA in Bezug auf die Windgeschwindigkeit die mittlere Häufigkeitsverteilung anstelle der mittleren Windgeschwindigkeit zu verwenden. Bei Betrachtung jahresmittlerer Werte ist es ohne große Fehler zulässig von der Annahme einer neutralen Schichtung und konstanter Rauigkeitslänge auszugehen. Die vertikale Extrapolation von Windgeschwindigkeiten kann mit eher kleinem Fehler für den Bereich der Prandtl- oder Boden-Schicht mit Hilfe des logarithmischen oder exponentiellen Windgesetzes erfolgen. Obgleich die Oberfläche des Meeres im Vergleich zum Land als homogen betrachtet werden kann, treten auch in relativ kleinräumigen Seegebieten wie der Deutschen Bucht regionale Unterschiede der Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit auf.

Mit dem technischen Flächenpotenzial offshore von ca. 11 500 *km²* ergibt sich ein relativ großes Stromerzeugungspotenzial, dass etwa 80 % des Stromverbrauchs von 2001 der Bundesrepublik Deutschland betragen könnte. Verbesserungen sind erforderlich, um die Optimierung und Abstimmung von Standort, Anlagen und Stromnetz zu gewährleisten. Insbesondere ist es erforderlich, die Fehler bei der Beschreibung des Windpotenzials und der Vorhersage des aktuellen Windes zu verringern.

Literatur

- Allnoch, N. (1996). Zur Aussagekraft mittlerer Jahreswindgeschwindigkeitswerte. *Windkraft Journal*, 16(4), 24-26.
- Benesch, W., Jurksch, G., Duensing, G. & Zöllner, R. (1978). Die Windverhältnisse in der Bundesrepublik Deutschland im Hinblick auf die Nutzung der Windkraft. In *Berichte des DWD* (Bd. 147). Offenbach am Main: im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes.
- Coelingh, J. P., Folkerts, L. & Zuylen, E. J. van. (2003). *Offshore SODAR measurements - 1 year experience*. (OWEMES European Seminar Offshore Wind Energy in Mediterranean and Other European Seas - Ressources, Technology, Application, 10-12 April 2003, Naples Campania, Italy)
- Coelingh, J. P., Wijk, A. J. M. van & Holtslag, A. A. M. (1996). Analysis of wind speed observations over the North Sea. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 61, 51-69.
- Durstewitz, M., Hahn, B., Hoppe-Kilpper, M., Czisch, G., Enßlin, C., Rohrig, K., Nath, C. & Köhne, V. (2001). *Offshore-Windenergienutzung in der AWZ - Potenziale, Netzintegration, Stromgestehungskosten* -. (Im Auftrag des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie, Gesch.-Z.: IA2-020815-48/01, ISET Kassel)
- Emeis, S. (2001). Vertical variation of frequency distributions of wind speed in and above the surface layer observed by sodar. *Meteorologische Zeitschrift*, 10(2), 141-149.
- Hinneburg, D., Raabe, A. & Tetzlaff, G. (1997). Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst: Teil 1 - Windatlas. In *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie und dem Institut für Troposphärenforschung e.v. Leipzig* (Bd. 5). Leipzig: im Selbstverlag.
- Kaltschmitt, M., Wiese, A. & Streicher, W. (2003). *Erneuerbare Energien - Systemtechnik, Wirtschaftlichkeit, Umweltaspekte* (3 Aufl.). Berlin: Springer-Verlag.
- Schönwiese, C.-D. (1992). *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler* (2 Aufl.). Berlin/Stuttgart: Gebrüder Borntraeger.
- Smedman, A. S., Högström, U. & Bergström, H. (1996). Low-Level-Jets - A Decisive Factor for Off-Shore Wind Energy Siting in the Baltic Sea. *Wind Engineering*, 20(3), 137-147.
- Strack, M. & Winkler, W. (2002). *Analyse der Unsicherheiten bei der Ertragsberechnung von Windparks*. (Tagungsband Deutsche Windenergie-Konferenz (DEWEK), Wilhelmshaven)
- Traup, S. & Kruse, B. (1996). *Winddaten für Windenergienutzer*. Offenbach am Main: im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes.
- Viertel, R. (2002). *Offshore-Windstromerzeugung in Deutschland - Eine systemtechnische Analyse und Bewertung*. Diplomarbeit, Universität Leipzig.

A long-term record of sudden phase anomalies at Collm

Dierk Kürschner and Christoph Jacobi

Summary

Sudden phase anomalies (SPA) of low-frequency radio waves reflected from the D-region of the lower ionosphere exclusively occur during the daylight hours when rapid changes in the ionospheric reflection height take place. They lead to abrupt changes in the linear superposition of the ground wave and the sky wave and consequently in the total field strength of the received signal. Such sudden rapid reflection height changes are usually connected with short-period (minutes to hours) enhancements of electron density in the lower ionosphere following solar flares, which sometimes are associated with a dramatic increase of solar X-ray radiation. This additional wave radiation can penetrate into the lower ionosphere and intensify the D region ionisation. The mean level and the number of solar X-ray bursts varies with the 11-year sunspot cycle, so that statistically investigations of number and intensity of observed SPAs can give insight into solar-terrestrial connections concerning the upper atmosphere. At Collm Observatory, SPAs are recorded since several decades. These records are combined to an index characterising the monthly mean disturbance state of the ionosphere 1983-2002.

Zusammenfassung

Plötzliche Phasenstörungen (engl. sudden phase anomalies, SPA) von Langwellen, die in den Tageslichtstunden von der ionosphärischen D-Region reflektiert werden, treten auf, wenn schnelle Änderungen in der Reflexionshöhe stattfinden. Sie führen zu einer abrupten Änderung der linearen Superposition von Raum- und Bodenwelle am Beobachtungspunkt und in der Folge im Feldstärkebetrag der empfangenen Signale. Solche plötzlichen schnellen Reflexionshöhenänderungen sind gewöhnlich mit einer kurzen (Minuten bis Stunden) Zunahme der Elektronendichte in der unteren Ionosphäre verbunden und nach Sonneneruptionseffekten zu beobachten, die mit einer erheblichen Erhöhung der emittierten kurzwelligigen Röntgenstrahlung einhergehen. Das mittlere Strahlungsniveau und die Anzahl von Bursts variiert mit dem 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus, so dass statistische Untersuchungen von Anzahl und Intensität der SPA-Effekte spezielle Hinweise auf solar-terrestrische, die obere Atmosphäre betreffende Verbindungen geben können. An der Außenstelle Observatorium Collm der Universität Leipzig werden SPAs seit mehreren Jahrzehnten registriert. Sie stellen eine Datenbasis für die Jahre 1983-2002 zur Untersuchung solar-terrestrischer Beziehungen dar.

Introduction

Recently, the interest in analysing the effect of solar variability on the Earth's atmosphere has been increased again, owing, among others, to the potentials of atmospheric circulation models to analyse solar effects in the stratosphere and mesosphere (e.g. Fröhlich et al., 2003) and to new international programs like CAWSES (Geller, 2003) that aim at the combination of solar variability, space weather, and atmospheric responses to these. The investigation of solar-terrestrial effects (e.g., McRae et al., 2004), however, needs the analysis of long-term datasets of parameters that are able to reflect the influence of the sun on the atmosphere. In this connection it is of interest to study the long-term behaviour of number and intensity of sudden ionospheric disturbances (SIDs) following bursts of solar radiation during solar flare events. SIDs are consequences of short periodic solar variability on the lower ionosphere, and in fact they have originally been used to register solar flares using ground-based instruments. In turn, however, since the registration utilises the response of the ionosphere on abrupt in-

crease of solar X-ray (<0.8 nm) and Lyman α radiation (121.6 nm), SIDs are also a measure for ionospheric variability.

At Collm Observatory, ionospheric disturbances are regularly measured using low frequency (LF) radio wave field strength registrations from 4 transmitters. Sudden phase anomalies (SPA) in these registrations are interpreted as ionospheric variations. The data are applicable for characterising the ionospheric disturbances, but also to analyse the response to specific effects e.g. in connection with a solar eclipse (Jacobi and Kürschner, 2000). In the following, a simple monthly mean index is derived from these data to characterise the mean ionospheric disturbance.

The dataset and interpretation

At Collm Observatory, LF registrations are carried out on the 4 frequencies 60, 75, 162 and 252 KHz. The position of the transmitters and the reflection points are shown in Figure 1. Also shown is the sky wave radio path on 177 kHz, where absolute reflection heights and the sky wave field strength are measured (Kürschner et al., 1987). The much shorter distance between transmitter and receiver give rise to a much steeper incidence of the 177 kHz sky wave in the ionosphere. As a consequence then the reflection takes place above the D-region near the lower boundary of the E-region. Simultaneously with SIDs the measured sky wave field strength decreases often extremely, due to the passage through the strong enhanced ionisation in the D-region below the reflection level. Therefore SPA at Collm are only monitored on the other 4 frequencies mentioned above.

The registration consists in a measuring of the total field strength resulting from the linear superposition between the ground wave and the sky wave on each frequency. Any decrease of the reflection height caused by SIDs will modify the path length for the sky wave but not for the ground wave, and thus leads to a changed phase difference of the two waves with respect to each other. If the variations of sky wave field strength are small compared with those of the total interference field strength, the two components will alternatively interfere constructively and destructively, leading to modulations of the registered field strength of the superposed wave. For example, if originally the superposition of the ground wave and sky wave is constructive, a change of the sky wave path length by half a wavelength (about 1 km, the wavelength of the LF radio waves used is typically 2 km), leads to destructive superposition, further change by 1 km to constructive superposition, and so on. Therefore, simply counting the number of relative extreme values of the field strength will estimate the order of the sky wave phase shift and thus represents a measure for the reflection height variation. This method also has been successfully applied to calculate long-term variations of LF reflection height (Bremer and Berger, 2002).

Sudden increases of solar X-ray flux and Lyman α radiation due to solar flares during the daylight hours lead to an increase of the ionisation (O_2 , N_2 ; NO) in the D-region, and in the following to a rapid decrease of the height position of fixed electron density levels. Since the LF radio sky wave reflection height is directly connected (a) with the ionospheric angle of wave incidence and (b) with the height position of a fixed electron density and the shape, in which free-electron concentration varies with height ($N(h)$ profile), a solar flare will cause a rapid LF reflection height decrease and therefore a sharp change in field strength. Since the phase position of sky wave and ground wave before the SPA is not known, this change may consist either of an increase or decrease of interference field strength. Examples of field strength variations during SPAs on October 28, 2003 are shown in Figure 2. The dynamic transfer characteristics of the 75 kHz and 252 kHz- channels was too small in this case for a

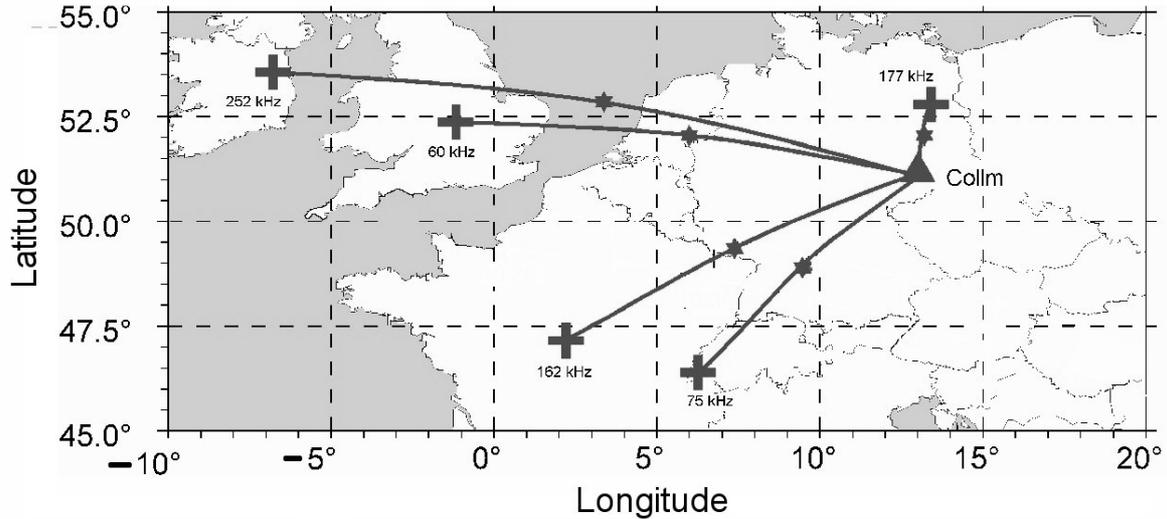


Figure 1: Location of LF transmitters used, with the reflection points in the lower ionosphere. On 177 kHz, absolute reflection heights are measured, but with a temporal resolution of 30 min that does not allow the analysis of SPA on that frequency.

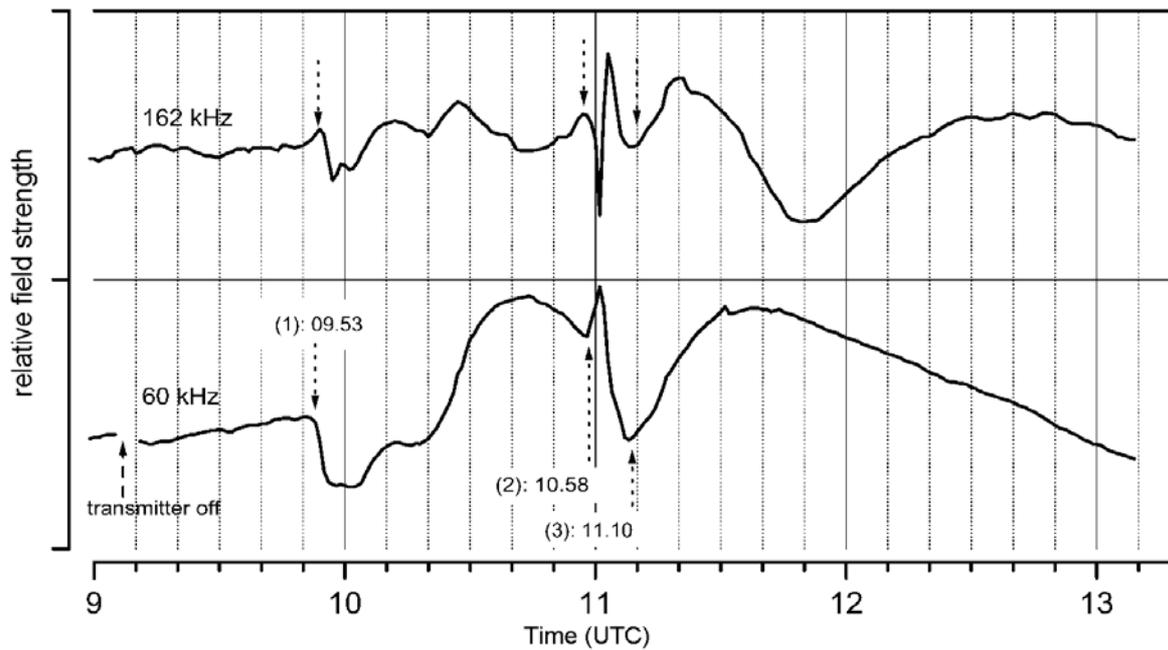


Figure 2: Examples for SPA on October 28, 2003 on two frequencies. Three events can be identified, the solar flare at 11.12 UTC was one of the strongest events on record worldwide.

linear observation of the exceptionally strong event at 11.10 UTC (pos. 3 in Figure 2). In this moment the actually active region (numbered 10486 by NOAA) produced one of the largest flares of this solar cycle, a proton flare (classification X17/4B, National Oceanic and Atmospheric Administration, USA). Simultaneously we observed in the Collm total magnetic field a strong wave radiation effect.

For each SPA the time of first onset is registered, as well as its occurrence on each single frequency. Weak disturbances are sometimes only found on one or two frequencies, while strong SPA are registered on each of the 4 paths. Following Chilton et al. (1963), the intensity of any

SPA is characterised by the degree of the phase shift (where 360° is equivalent to a full “wave” in the registration). We classify the SPA into 3 categories (1, 2, and 3) where 2 means more than 200 degrees phase advance and 3 - more than 300 degrees phase advance. Most SPA fall into category 1. The amount of SPA registered per day typically changes between 2-3 *per day* during solar maximum and 0-3 *per month* during solar minimum. The data are published in the monthly reports available on <http://www.uni-leipzig.de/~jacobi/collm/reports>.

From the single SPA registrations since 1983, a “SPA index “ has been calculated as the mean daily occurrence of SPAs on the 4 frequencies, usually, but not necessarily to be averaged over one month:

$$SPA = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i \frac{24h}{t}, \quad (1)$$

where N is the number of days in the respective month, the n_i are the number of SPAs during each day, and t is the time (given in hours) between sunrise and sunset at 82 km height. The later dimensionless correction ($24h/t$) has to be applied when ionospheric disturbances from different months are compared, because registration of SPA is only possible during daylight hours. Different modifications have been tested. Some of the variants take into account the number of registrations n_f where a SPA was found at one time, i.e. if, e.g., a SPA was registered on 3 of 4 frequencies only, it was only counted as 0,75:

$$SPA = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{n_f}{n_{f,m}} n_i \frac{24}{t}, \quad (2)$$

where $n_{f,m}$ is the number of technically available frequencies. This may differ from 4 due to some interruptions of transmission or gaps in recording of single frequencies. Other variants take into account the intensity by multiplying the respective SPA with the respective intensity value I_i (1-3):

$$SPA = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{n_f}{n_{f,m}} n_i I_i \frac{24}{t}. \quad (3)$$

The 4 variants are listed in Table 1. The differences between the variants are not decisive. If we use SPA1 as reference, the correlation is 0.982, 0.995 and 0.987 with SPA2, SPA3 and SPA4, respectively. The mean SPA2 is somewhat smaller than SPA1, if we take into account the number of frequencies (1-4) where the SPA is registered. Taking into account the intensity the mean SPA increases, but the mean SPA4, i.e. including both number of frequencies and intensity, is still smaller than SPA1. This is due to the fact that intensities larger than 1 are very rare.

Index variant	Number of Registrations n_f	Intensity taken into account I_i
SPA1	disregarded	disregarded
SPA2	weighted	disregarded
SPA3	disregarded	weighted
SPA4	weighted	weighted

Table 1: SPA variants tested.

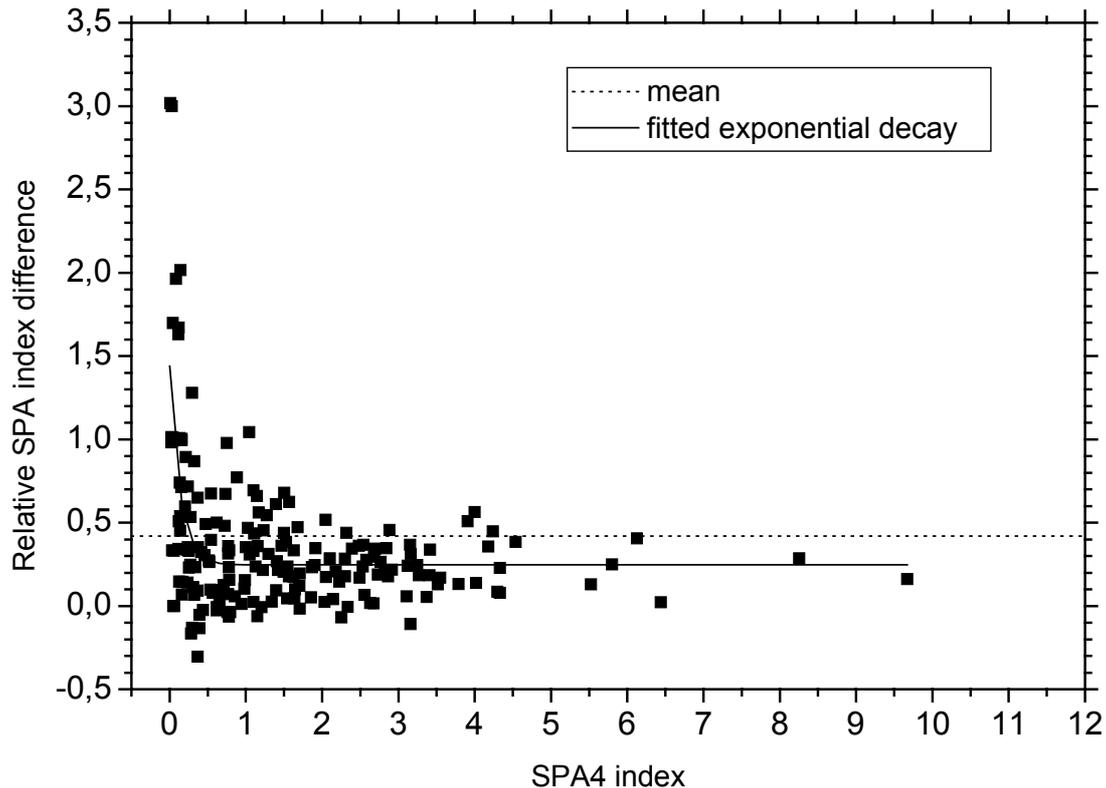


Figure 3: Relative differences $(SPA1-SPA4)/SPA4$ vs. $SPA4$ indices. The dataset covers the years 1983-2002.

Choosing any variant of the SPA index will not bias the results concerning strong or weak ionospheric disturbance. In Figure 3 the relative difference $(SPA1-SPA4)/SPA4$ is shown. The mean value is 0.42, mostly owing to the fact that SPA are not necessarily registered on each frequency. For small SPA, i.e. for weak ionospheric disturbance on a monthly average, SPA1 is much larger than SPA4, because very weak SIDs are often only registered on one or few frequencies. However, no systematic difference depending on SPA can be seen for strongly disturbed conditions. An exponentially decaying curve is fitted (the exponential decay was chosen arbitrarily, because we are only interested in the gross features here), it can be seen that it approaches a constant value of 0.25 for $SPA4 > 0.5$. We may conclude that for high solar activity conditions connected with strongly disturbed ionospheric conditions we may choose each variant of the SPA index. However, for a weakly disturbed ionosphere the index SPA4 may be favourable, because it allows a better distinguishing between very weak and more pronounced effects. Therefore, in the following we present the results of SPA4 only.

Note that the different SPA indices are not very strongly connected, but Figure 3 exhibits comparatively strong scatter. This means that for case studies analysing the ionosphere during a short time (e.g. few months) the choice of the SPA variant may be of importance. However, results of long-term studies, e.g. of the mean ionospheric response to solar variability in the course of the 11 year solar cycle, will not depend on the variant used.

One point to be taken into account when analysing any parameter over a long time is the homogeneity of the time series. The detection of SPA from the registration is performed manually. Since many other sources for rapid changes of the field strength are possible (like proc-

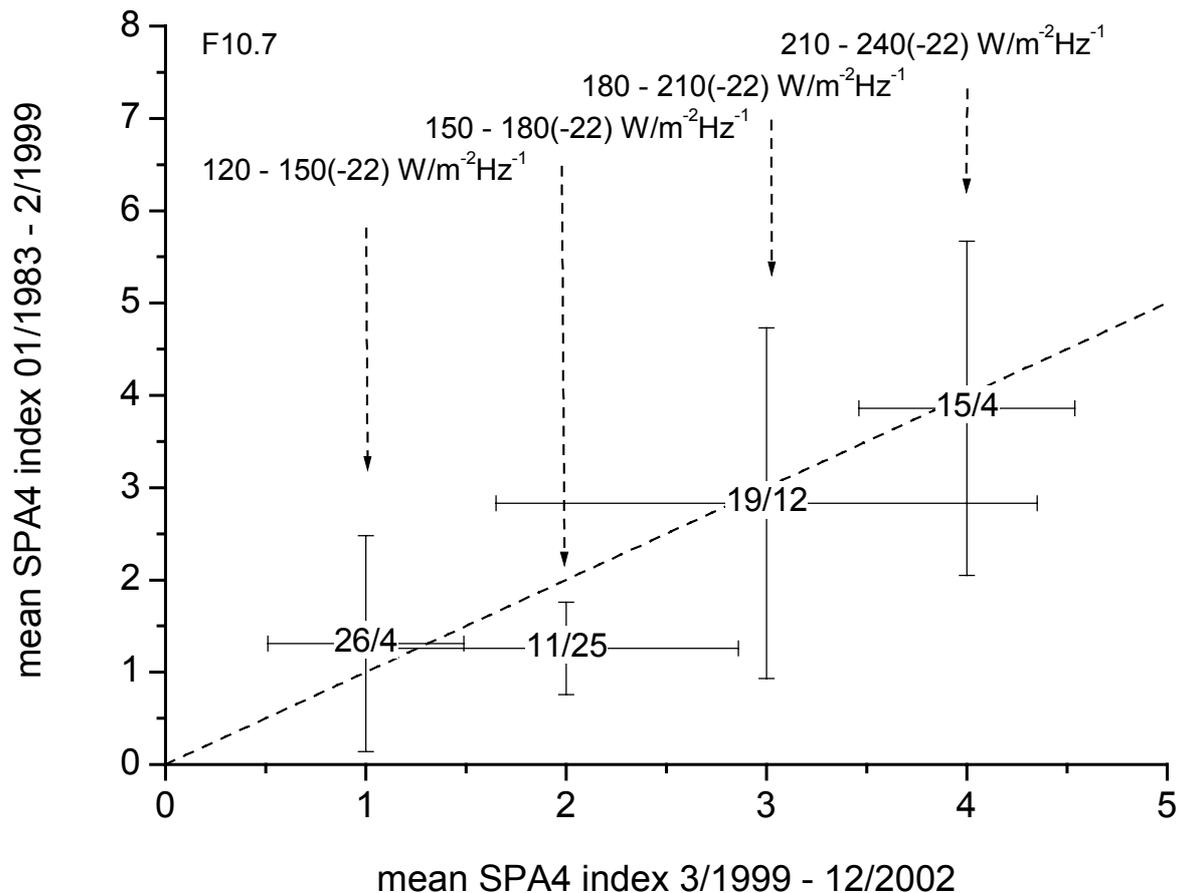


Figure 4: Long-term mean SPA indices for different solar radio flux ranges before March 1999 vs. the respective values registered since March 1999.

esses connected with atmospheric wind and waves), subjective effects may occur, which especially can rise if the analysing scientist changes. This has taken place in March 1999. Therefore we compared the monthly SPA indices before and after that date. Since the ionospheric disturbances investigated here are owing to solar variations, we chose the F10.7 solar radio flux at 10.7 cm for reference. A somewhat better suited homogeneous long-time dataset of solar X-ray emission was not available. The results are presented in Figure 4. The data points show the mean SPA indices for the respective radio flux interval before March 1999 vs. the mean SPA indices since March 1999. The error bars show the standard deviation for the SPA4 indices in the respective F10.7 range. The numbers of available monthly indices are given also as before/since March 1999. Comparison of small SPA indices was not possible, because the time interval since March 1999 covers the peak of the solar activity only. It can be seen that generally there are no differences for the two time intervals. An exception is the range of F10.7 between 150 and $180 \cdot 10^{-22} Wm^{-2}Hz^{-1}$, where the difference is not significant, but still noticeable. Nevertheless, also for this solar flux range the mean value for 1/83-2/99 lies within the range of those values for 3/99-12/02, so that we may conclude that at least no strong inhomogeneities are visible in the time series.

Connection of SPA index and solar radio flux

SPA represent the reaction of the lower ionosphere on solar eruptions. Therefore it is of interest, to what extent the SPA index reflects solar variability as is visible in standard parameters like F10.7. Figure 5 shows the F10.7 radio flux vs. the SPA4 index. The inset shows the time series of both parameters. It can be seen that, as is expected, the curve of SPA follows the F10.7 curve. However, some differences are still visible, in particular during solar maximum the SPA index emphasizes disturbed conditions with respect to F10.7. From the scatter plot it can be seen that for strong solar activity (or large SPA indices, resp.) a logarithmic connection appears. We find from a regression analysis for $F10.7 > 110 \cdot 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$:

$$\ln(\text{SPA4}) = -2.211 + 0,015 \cdot F10.7,$$

if F10.7 is given in $10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, with a correlation coefficient of 0.72. The logarithmic scale means that our chosen SPA index emphasizes the reaction of the ionosphere on strong solar activity. For quiet solar conditions, a more linear relationship is found, but the scatter is relatively large so that it is not appropriate to derive a quantitative correlation here.

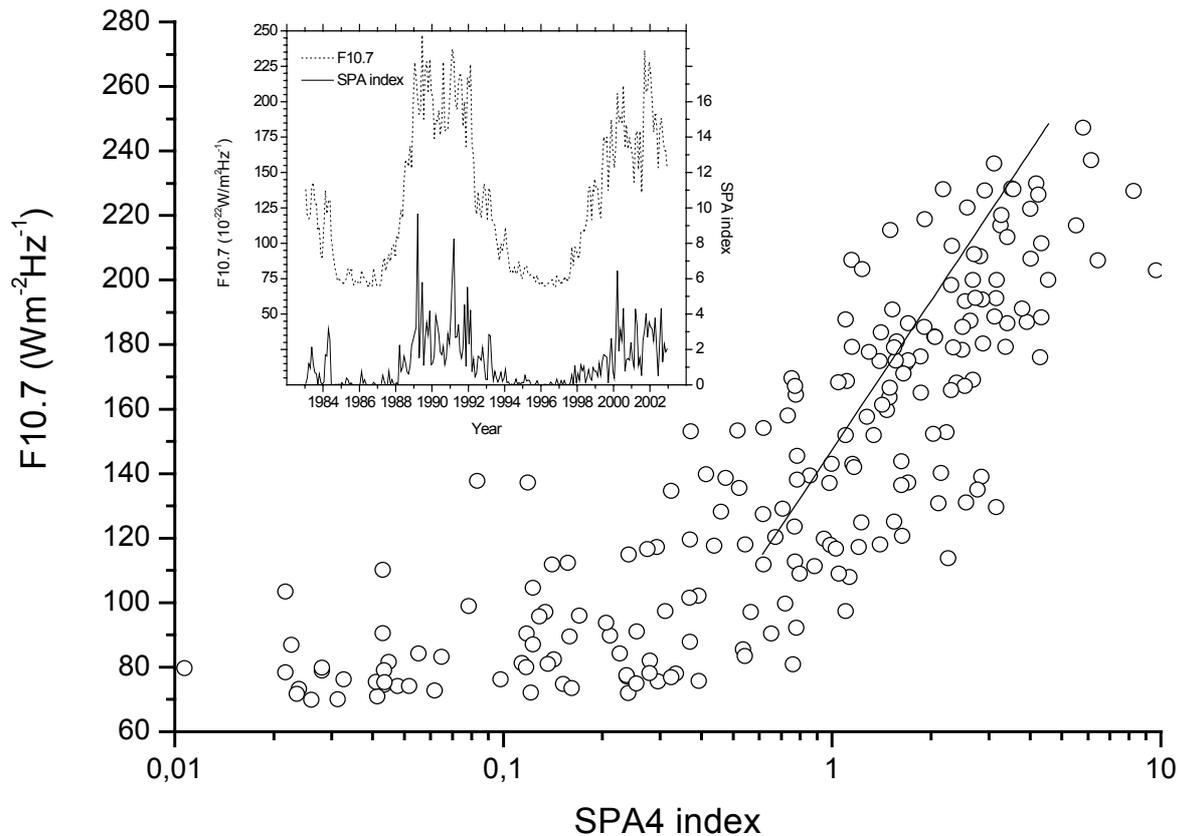


Figure 5: Solar radio flux F10.7 vs. SPA4 index. The inset shows Time series of SPA4 index and the F10.7 solar radio flux 1983-2002.

Conclusions

From daily registrations of sudden phase anomalies we have constructed an index that describes the average disturbance of the ionosphere due to solar flares and eruptions. This index was compared with the solar radio flux. It was found that for solar maximum conditions these parameters are logarithmically correlated. The dataset used here is available since 1983, so that it can already be used in long-term studies on solar-terrestrial coupling. Registrations of SPA, however, date back earlier, so that an extension of the time series is planned.

Acknowledgements

The authors thank Dr. Rudolf Schminder for having continuously analysed SPA from LF records at Collm until his retirement in 1999.

References

- Bremer, J., and U. Berger, 2002: Mesospheric temperature trends derived from ground-based LF phase-height observations at mid-latitudes: comparison with model simulations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64**, 805-816.
- Chilton, C.J., R.B. Norton R.B., and F.K. Steele, 1963: Very-Low-Frequency phase observations of solar flare ionization in D Region of ionosphere. *J. Geophys. Res.* **68**, 5421-5435.
- Fröhlich, K., and Ch. Jacobi, 2003: Der solare Zyklus in der mittleren Atmosphäre: Änderungen in der mittleren Zirkulation und den Ausbreitungsbedingungen der planetaren Wellen. *Terra Nostra* **2003/6**: 6. Deutsche Klimatagung, 155-160.
- Geller, M., 2003: SCOSTEP and CAWSES. *Geophys. Res. Abstracts* **5**, 13313.
- Jacobi, Ch., and D. Kürschner, 2000: Ergebnisse ionosphärischer Messungen am Observatorium Collm während der totalen Sonnenfinsternis vom 11.8.1999. *Reports of the LIM and the IfT* **17**, Leipzig, 88-94.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322 - 332.
- McRae, W.M., and Neil R. Thomson, 2004: Solar flare induced ionospheric D-region enhancements from VLF phase and amplitude observations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **66**, 77-87.

Addresses of Authors

Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

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

Comparison of electron density profiles in the ionosphere from ionospheric assimilations of GPS, CHAMP profiling and ionosondes over Europe

C. Stolle¹, Ch. Jacobi¹, N. Jakowski², S. Schlüter², A. Raabe¹

ABSTRACT

GPS integrated Total Electron Content measurements received at the ground or in space are used for tomographic reconstruction of the ionospheric electron density distribution. The IRI/GCPM model is used as initialisation of the tomographic MART algorithm. During the procedure GPS TEC data are iteratively assimilated to the model. To test the potential of the reconstruction, electron density profiles from IRI/GCPM and the assimilation are compared with ionosonde measurements and CHAMP radio occultation profiles for dates during the HIRAC campaign in April 2001. All profiling methods show electron density values of similar magnitude. It is shown that including TEC GPS data corrects the model towards the ionosonde measurements.

ZUSAMMENFASSUNG

Integrale Messungen der Elektronendichte aus GPS-Boden- sowie Radio-Okkultations-Messungen bilden die Datenbasis der hier vorgestellten 3-dimensionalen Tomographie der ionosphärischen Elektronendichteverteilung. Zur Initialisierung des verwendeten iterativen MART Algorithmus wird das IRI/GCPM Modell verwendet, wobei das Modell während der Iteration sukzessiv an die Messdaten angepasst wird. Um das Potential des Verfahrens abzuschätzen, werden Elektronendichteprofile des IRI/GCPM Modells und der Rekonstruktion mit Ionosondenmessungen und CHAMP-Okkultationsprofilen verglichen. Dafür wurden Messungen während der HIRAC Kampagne im April 2001 genutzt. Alle hier gezeigten Profildableitungen geben Elektronendichtewerte der selben Größe wieder. Eine Annäherung des IRI/GCPM Modells an die Messwerte der Ionosonde durch die Assimilation der TEC GPS Daten wird gezeigt.

INTRODUCTION

Ionospheric remote sensing can be realised by various methods. Phase shift and travel time observations of signals from the Global Positioning System (GPS) state a newly developed application for ionospheric electron content measurements. GPS information can be used to derive the integrated Total Electron Content (TEC) along the link between GPS satellite and receiver. Different analyses allow [0] the monitoring of the two-dimensional vertical integrated TEC distribution, [1] the retrieval of one-dimensional electron density profiles, or [3] the imaging of the three-dimensional electron density distribution. Scientific modelling [2] represents a further method to image three-dimensional electron density fields. A well established ionospheric profiling method is given by radio soundings using ionosondes [4]. In the following, numbers in brackets refer to the respective remote sensing.

[0]: By the combination of many TEC measurements from GPS received at the ground and organised by services like the International GPS Service (IGS), two-dimensional TEC maps are build (see, Jakowski et al., 2002a). Analyses of the horizontal behaviour of the electron content are an important tool for investigations of the ionosphere (e.g., Förster and Jakowski, 2000).

[1]: In July 2000, the Low Earth Orbiter (~ 430 km orbit altitude) satellite CHAMP has been launched by the GFZ Potsdam/Germany. Among other instruments, it carries a GPS receiver.

During an occultation with a GPS satellite TEC is monitored along quasi horizontal rays. This specific ray constellation allows the retrieval of ionospheric electron density profiles (see, Jakowski et al., 2002b). The monitoring of ionospheric profiles is a step towards an improved investigation of the vertical electron density distribution of the ionosphere. During one day, up to 200 profiles are recorded which are distributed globally.

[2]: As a possibility for imaging the ionospheric electron density distributions in three dimensions (in horizontal and vertical scale) ionospheric modelling is performed. A prominent model is the empirical International Reference Ionosphere (IRI) (e.g., Bilitza, 2001). Among a variety of ionospheric parameters, it also returns electron density in altitude ranges between 60 and 1000 km. To reduce the known overestimated density prediction in the topside ionosphere (above the F2-peak height, which is at about 300 km) by IRI and for an extension to the modelling of the plasmaspheric electron content IRI is combined with electron density outputs of the plasmaspheric parameterised Global Core Plasma Model (Gallagher et al., 2000).

[3]: Empirical modelling is a climatologic representation of ionospheric parameters, whereas ionospheric monitoring by GPS represents a measurement of the instantaneous state of the ionosphere. Therefore, three-dimensional ionospheric imaging over wide regions (as provided by scientific models) can be improved by GPS TEC data assimilations into the model (Schlüter et al., 2003). For this purpose, electron density outputs of the IRI/GCPM model and ground- as well as space-based (CHAMP) TEC records are combined through a tomographic inversion algorithm (Stolle et al., 2002).

[4]: Ionospheric soundings from ionosondes return parameters of the vertical electron density distribution above the sounding stations. They deliver the electron density values of the F2-peak (NmF2) and, for good quality data, F2-peak height (HmF2) or even entire electron density profiles up to the F2-peak.

To evaluate the potential of the GPS TEC data assimilation into the combined IRI/GCPM model, this paper will compare the assimilation results [3] with following data sets: CHAMP ionospheric profiling [1], pure IRI/GCPM model predictions [2] and ionosonde data [4]. The interdisciplinary comparison is performed for dates during the HIRAC (High Rate / Solar Max Campaign) campaign from April 23 to April 28, 2001. The presented dates were chosen in accordance to CHAMP data availability.

APPLIED METHODS AND DATA

[3]: The tomographic 3-dimensional reconstruction of the ionospheric electron density distribution (Schlüter et al., 2003) is based on the Multiplicative Algebraic iterative Reconstruction Technique (MART) Therefore, integrated TEC retrieved from GPS observations at ground-based receivers from the IGS network and space-based GPS TEC data received at the CHAMP satellite are used. The discrete assimilation process requires the discretisation of the model space (3d electron density distribution) as well as of the GPS ray paths into a 3-dimensional voxel system. The area of reconstruction is situated over Europe as it is indicated by the black solid lines in Fig.1. Initially, the voxels are filled with electron density values predicted by the IRI/GCPM model. By use of MART and the application of simple filtering techniques, the voxel's densities are iteratively adapted to the data. For this study, the number of iteration steps has been set to 30 for all selected dates. Before entering the assimilation process, ground- as well as the space-based TEC have to be calibrated (Sardón et al., 1994; Heise et al., 2003).

Only occultation rays situated entirely in the European region are considered for this study. We performed reconstructions at times within HIRAC, where at least one CHAMP occultation occurred. In Fig.2, the ray geometries for all available dates are shown.

[1]: The CHAMP profile retrieval using solely data collected during one CHAMP occultation with a GPS satellite is applied to derive ionospheric electron density profiles at the mean tangential point of the occultation (see, Jakowski et al., 2002b). The tangential point is the nearest point of one GPS-CHAMP link to the Earth surface. The CHAMP profiling procedure is based on a spherical layered shell structure of the ionosphere. The quasi horizontal rays give information on the electron content summed along the ray paths inside the shells. The electron densities of the different shells are successively derived, while the tangential point of the occultation rays comes closer to the Earth surface. For our comparison three CHAMP profiles are available. Their location is shown by the triangles in Fig. 1.

[4]: As has been mentioned in the former section, electron density outputs of the CHAMP profiling [2], of ionospheric models [3] and of the GPS assimilation process [4] will mostly be shown in reference to ionospheric F2-peak parameters measured by ionosondes. The applied ionosonde data have mainly been accessed from the SPIDR network (<http://spidr.ngdc.noaa.gov>). SPIDR data deliver electron density F2-peak value (NmF2) and height (HmF2). Data of the Juliusruh ionosonde have kindly been provided by the IAP Kühlungsborn and give also information of the whole electron density profile up to the F2-peak. The measured parameters are products of automatic inversion programs which do not underlie permanent human supervision. This needs to be taken into account when comparing especially HmF2 and profile features. The locations of included ionosondes for the comparative study are shown by the asterisks in Fig.1.

Ionosondes as well as the pure CHAMP data retrieval returns electron density profiles, or at least electron density F2-peak parameters as it is the case for SPIDR ionosonde data. To compare these outputs with results of the IRI/GCPM model and the GPS TEC data assimilation, electron density profiles has been selected out of the respective three-dimensional analyses near locations of the ionosondes or the pure CHAMP data profile.

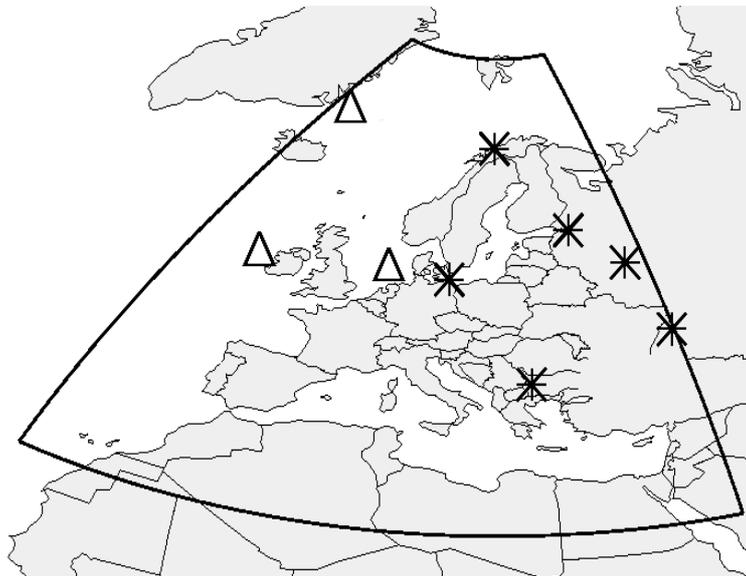


Fig. 1: The boundaries of the reconstruction area are shown by the black solid line. Asterisks present the location of the ionosondes and the triangles show the locations of the CHAMP retrieved profiles.

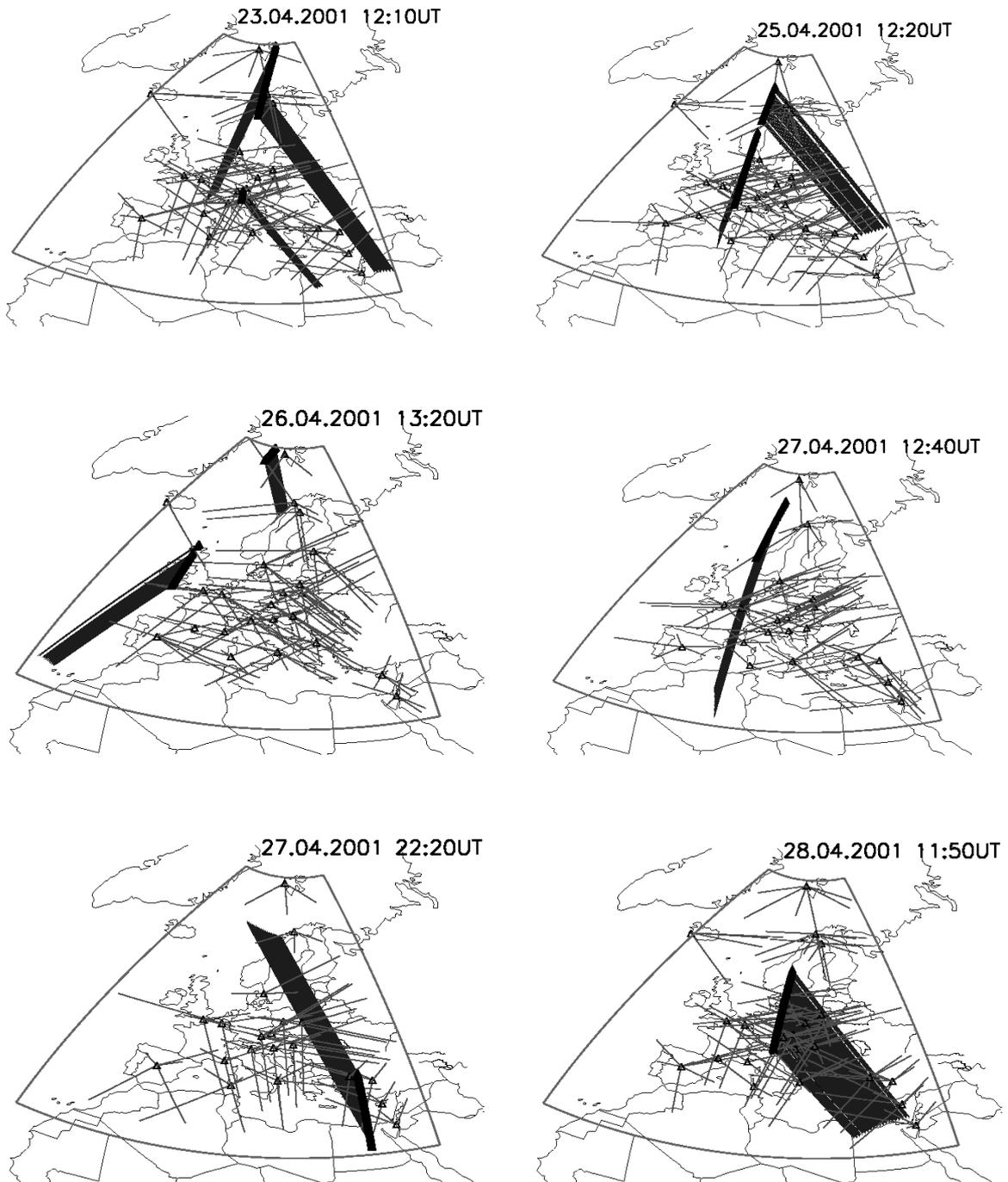


Fig. 2: Ray distribution of the GPS TEC measurements as input for the reconstruction dates. Dates and times are shown at the top of each panel. Small triangles show GPS receiver locations. Separate appearing lines are ground-based GPS rays. Solid black columns represent the densely aligned recorded GPS rays along the CHAMP ray path.

RESULTS

In Fig. 3(a)-(l) ionospheric electron density profiles are plotted for specific dates during the HIRAC campaign. The profiles have been retrieved by following methods:

- [1] ionospheric profiling using solely CHAMP data,
- [2] combined IRI/GCPM model,
- [3] ground-based and CHAMP TEC data assimilation into the IRI/GCPM model, and
- [4] ionospheric soundings by ionosondes.

All presented electron density profiles show good agreements to each other for the respective date. Electron density values are of equal order of magnitude. A rough overview immediately reveals that the reconstruction procedure adapts the model prediction towards ionosonde or CHAMP profiles.

However, the quality of the reconstruction profiles varies for the different dates. This is contributed to characteristics of the method: the results of the 3-dimensional GPS data assimilation [3] are expressed as data induced adaptation of the IRI/GCPM model [2] to the GPS TEC measurements. This adaptation should be important for high data availability as it is the case, e.g., in Fig. 3(i). Also equipped with relatively dense GPS rays, the model modification through TEC data was low in Fig. 3(h), even though the ionosonde shows a somewhat higher value of NmF2 than the model predicted. This might indicate that the initial electron density predictions from IRI/GCPM were close to available GPS data information in this case.

Correspondences between assimilation [3] and CHAMP retrieved profiles [1] are excellent for peak densities, e.g., Fig. 3(d) and Fig. 3(f). Note, that in Fig. 3(f) the same CHAMP data was applied in both methods. Here, rays of that occultation used for CHAMP profiling [1] lay entirely in the area of reconstruction. For the results presented in Fig. 3(d) almost no GPS data were available for assimilation near the location of the CHAMP profile. For this date, rays of that occultation used for CHAMP profiling [1] lay partly out of the reconstruction area and were not assimilated [3]. However, peak values are similar. This again shows the satisfactory density prediction of IRI/GCPM for moderate ionospheric conditions, as it was the case during the entire HIRAC campaign. Nevertheless, both figures reveal the dependence of the assimilation results on the initial model through the profile shape. This aspect of model dependence of the reconstruction results needs to be considered for all dates.

It has to be annotated that steps in the profiles of the topside ionosphere appear sometimes (e.g. Fig. 3(f)). They are attributed to vertical smoothing parameters, which do not seem to be sufficient for the present data densities in the respective cases, but are applicable for other situations.

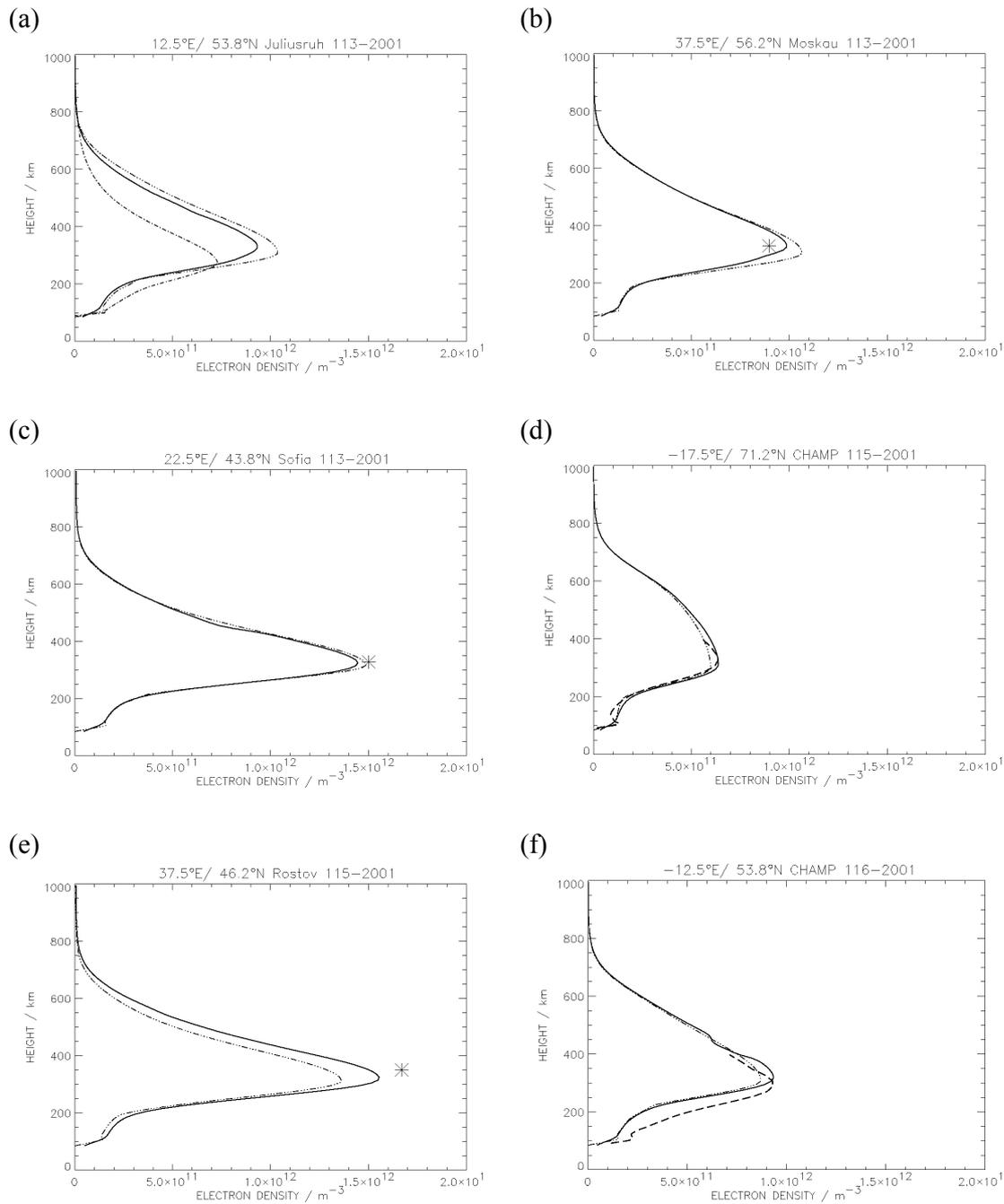


Fig.3 (a)-(f): Electron density profiles of the assimilation [3] (solid line), the IRI/GCPM model [2] (dash-dot-dot-dashed line), CHAMP [1] (dashed lines) and ionosonde [4] profiles (dash-dotted line). If the ionosonde only gives NmF2 and HmF2 the F2-peak is indicated by an asterisk. The respective comparative profiling method ([1], or [4]) is noted on the top of each panel, as well as the location of the reconstructed and the modelled profile. Dates are marked as day of the year and respective year. For exact time of the day refer to the corresponding panels in Fig.2.

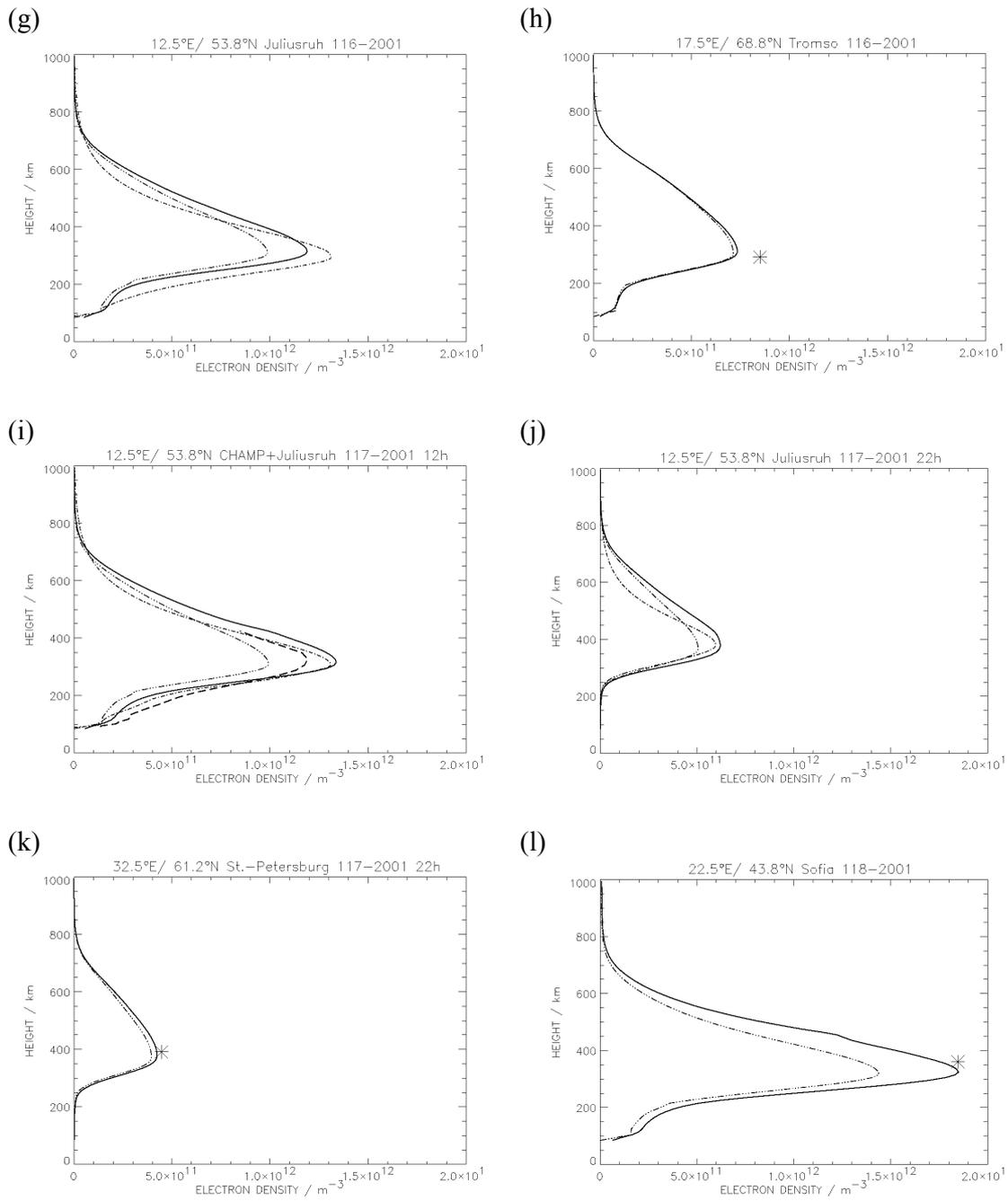


Fig.3 (h)-(l), continued.

CONCLUSIONS

We presented results of 3-dimensional ionospheric GPS TEC data assimilation into the IRI/GCPM model. Integrated TEC from ground- as well as from satellite-received GPS has been used as data input. To test the potential of the 3-dimensional electron density reconstruction beside other ionospheric remote sensing methods, comparisons of electron density profiles measured with different methods ([1], [2], [4]) have been performed. Dates for comparisons have been chosen during the HIRAC campaign in April 2001 and were accorded to CHAMP data availability.

The results of the electron density reconstructions show good agreement with ionosonde data and CHAMP profiling retrievals. Some aberrations appear, which can be attributed to characteristics of the method. All presented cases showed an improvement of the initial model IRI/GCPM towards ionosonde data after the assimilation of GPS TEC data.

ACKNOWLEDGEMENTS

The CHAMP satellite is governed by the GFZ Potsdam. Many thanks to IGS and to the GPS data processing group at DLR Neustrelitz. Juliusruh electron density profiles has kindly been provided by J. Mielich. This work is partly supported by DFG under grant RA 569/5-2.

REFERENCES

- Bilitza, D., International Reference Ionosphere 2000, *Radio Sci.*, **36(2)**, 261-275, 2001.
- Gallagher, D.L., P.D. Crafen and R.H. Comfort, Global core plasma model, *J. Geophys. Res.*, **105(A8)**, 18819-18833, 2000.
- Heise, S., C. Stolle, S. Schlüter, N. Jakowski, and Ch. Reigber, Differential Code Bias of GPS Receivers in Low Earth Orbit: An Assessment for CHAMP and SAC-C, Proceedings of the Second CHAMP Science Meeting, Springer series, 2004, in print.
- Förster, M. and N. Jakowski: Geomagnetic storm effects on the topside ionosphere and plasmasphere: A compact tutorial and new results. *Surveys in Geophysics*, 21, 47-87, 2000.
- Jakowski, N., S. Heise, A. Wehrenpfennig, S. Schlüter, R. Reimer, GPS/GLONASS-based TEC measurements as a contributor for space weather forecast, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **64**, 729-735, 2002a.
- Jakowski, N., A. Wehrenpfennig, S. Heise, Ch. Reigber, and H. Lühr., GPS radio occultation measurements of the ionosphere from CHAMP: early results, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2001GL014364, 2002b.
- Sardón, E., A. Ruis, N. Zarraoa, Estimation of the transmitter and receiver differential biases and the ionospheric total electron content from Gloabl Positioning System observations. *Radio Sci.*, **29(3)**, 577-586, 1994.
- Schlüter, S., C. Stolle, N. Jakowski, and Ch. Jacobi, Monitoring of 3-dimensional ionospheric electron density distributions based on GPS Measurements, **in:** First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies, edited by Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, pp. 521-527, Springer, Berlin, 2003.

Stolle, C., S. Schlüter, Ch. Jacobi and N. Jakowski, Ionospheric tomography and first interpretations of including space-based GPS. *Rep. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* **26**, 81-92, 2002.

Addresses of the authors:

C. Stolle, Ch. Jacobi and A. Raabe:
Institute for Meteorology
University of Leipzig
Stephanstr. 3
04103 Leipzig
contact: stolle@uni-leipzig.de

S. Schlüter and N. Jakowski:
DLR Neustrelitz
Institute of Communications and Navigation
Kalkhorstweg 53
D-17235 Neustrelitz
contact: stefan.schlueter@dlr.de

The solar cycle in the middle atmosphere: changes of the mean circulation and of propagation conditions for planetary waves

K. Fröhlich, Ch. Jacobi

Zusammenfassung

Der Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklusses auf die mittlere Atmosphäre wurde mit COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere – Leipzig Institute for Meteorology), einem 3-D mechanistischen Zirkulationsmodell, untersucht. Um dies zu erreichen, wurden in der Strahlungsflussberechnung die prozentual verschieden stark ausfallenden Änderungen des solaren Flusses, die aus früheren Untersuchungen zur Verfügung standen, in den relevanten Banden einbezogen. Zusätzlich wurden neue Ozondatensätze eingesetzt; der erste verbindet Daten von GOME (Global Ozone Monitoring Experiment) mit der Berliner Ozonklimatologie, der zweite Datensatz wurde vom Chemie-Transport Modell SUNY-SPB (State University New York – St. Petersburg) erstellt.

Die Temperaturdifferenzen zwischen einem solaren Maximum und einem solaren Minimum betragen in der Stratopause 1,5 bis 3 Kelvin. Oberhalb von 100 km steigt die Differenz steil an, hervorgerufen durch die starke Variation der Absorption durch molekularen Sauerstoff in der Thermosphäre. Die Veränderungen in der Temperaturverteilung verursachen ein Ansteigen des mittleren ostwärts gerichteten Zonalwindes in der Wintermesosphäre und ein Ansteigen des mittleren westwärts gerichteten Zonalwindes im Bereich der sommerlichen Mesosphäre der mittleren Breiten. Es wird untersucht, inwieweit der durch den solaren Zyklus bedingte Anstieg des Windes durch die Ausbreitung planetarer Wellen beeinflusst wird.

Abstract

The influence of the 11-year solar cycle on the zonal mean circulation was investigated with COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere – Leipzig Institute for Meteorology), a 3-D mechanistical model. The solar impact was simulated via changes in solar absorption taking into account percentage contributions for different bands which are obtained from measurements. Additionally, new data sets for ozone were used. One combines the Berlin ozone climatology with new ozone data from GOME (Global Ozone Monitoring Experiment) and the other is produced by the chemical-transport model SUNY-SPB (State University New York – St. Petersburg) assimilating data from TOMS.

Temperature differences between solar maximum and solar minimum conditions achieve up to 3 Kelvin in the stratosphere. Above 100 km the difference increases considerably, caused by the strong variation of absorption by molecular and atomic oxygen there. Changes in temperature distribution generate an increase of the mean westerly zonal wind in the winter mesosphere as well as an increase in the mean easterly zonal wind in the summer mesosphere in midlatitudes. It was investigated how strong the propagation of planetary waves is able to increase in the mean zonal wind during the solar cycle.

1. Model description

COMMA-LIM 2.0 is a 3-dimensional global mechanistical model of the atmosphere extending from the ground up to ~135 km in logarithmic pressure coordinates and divided in 48 layers. The horizontal resolution accounts for 5.625° degrees in longitude and 5° in latitude. The primitive equations in flux form on a sphere describe the dynamics under hydrostatic assumption. An enclosing radiation routine characterises absorption and emission processes for the important gases of the middle atmosphere. Energy conversions through turbulent mixing, ion drag and molecular heat conduction are included. At the lower boundary different planetary

waves (Rossby-, Rossby-gravity- and Kelvin waves) can be included by appropriate Hough-functions – eigenfunctions of the solution of the Laplace tidal equation. Investigations on the forcing and propagation of the planetary waves allow to determine specific properties of the middle atmosphere as well as interactions between zonal mean flow and waves or between different waves. For a more detailed description the reader is referred to Lange (2001) and Fröhlich et al. (2003). In the following the second version of the model is called simply COMMA-LIM.

2. Simulation of the 11-year solar cycle

The variation of total solar irradiance over 11 years strongly depends on the wavelengths with a dramatic increase towards shorter wavelengths. The total variation of the solar constant accounts only for 0,1% but to this variation the solar UV (ultraviolet) radiation below 300 nm contributes up to 14%. However, the participation of UV radiation to solar radiation is less than 1% (Fligge et al., 2001). This UV-radiation is totally absorbed in the middle atmosphere

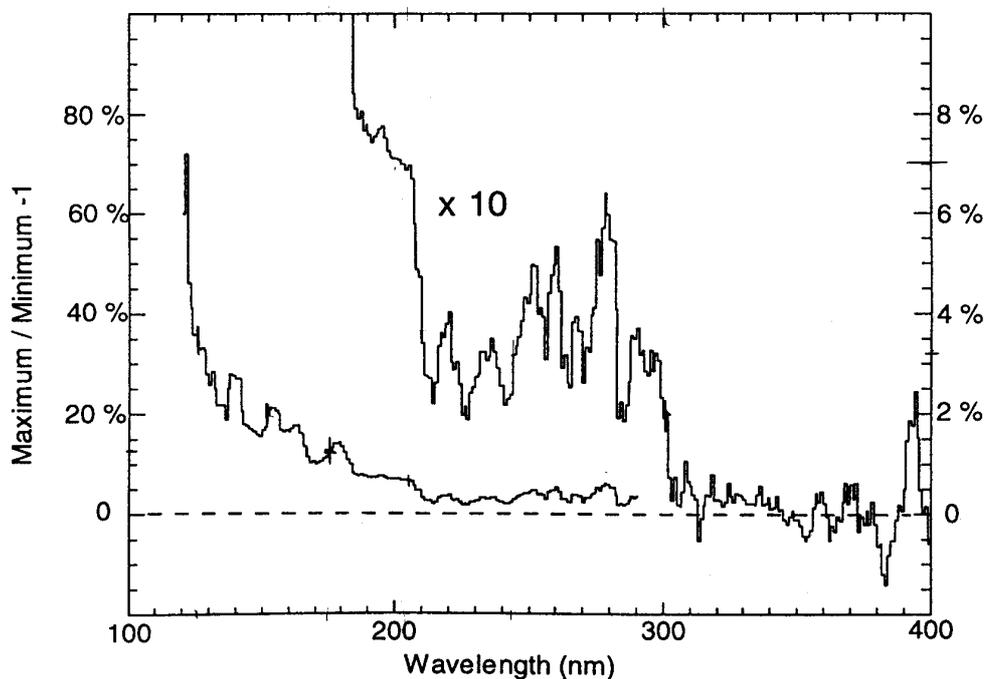


Figure 1: Ratio of the solar spectrum from the ‘maximum’ period divided by the the spectrum for the minimum period. The uncertainty is on the order of $\pm 2\%$. The scale at the right applies to ratio at longer wavelengths that have been amplified by a factor of 10 (taken from Rottman,1999).

by molecular and atomic oxygen and ozone in different absorption lines or bands. To calculate the heating rates in the model the absorption of solar radiation by the gas components was increased or decreased in the corresponding bands using data from UARS. Rottman (1999) derived the data from the instrument SOLSTICE onboard the satellite (Upper Atmosphere Research Satellite - Solar Stellar Irradiance Comparison Experiment), see also Figure 1 and Table 1. The increased/decreased radiation leads to a variation in ozone production of about 2% (e.g. Haigh, 1994). This has to be taken into account while using the ozone data, because there is no chemical routine included in COMMA-LIM. The ozone data set for these simulations was obtained by combining the existent Berlin-climatology – including roughly 24 years of ozone data - (Fortuin and Langematz, 1994) with new GOME (Global Ozone Monitoring Experiment). The data were provided by the DLR (only the year 2001 is included) and adapted to COMMA-LIM grid points by I. Fedulina.

Alongside with a climatological simulation, representing July conditions including the

<u>Absorption bands</u>	<u>Range of wavelength</u>	<u>Applied variation</u>
EUV (Extreme Ultra Violet)	< 120 nm	± 0.2
Ly- α	121.6 nm	± 0.3
SRC (Schumann-Runge-Continuum)	125-152 nm	± 0.13
SRC	152-175 nm	± 0.08
SRB (Schumann-Runge-Band)	175-205 nm	± 0.04
Herzberg	205-245 nm	± 0.03
Hartley	200-300 nm	± 0.02

Table 1: Applied variations on the several absorption bands. Values are taken from Figure 1.

stationary planetary wave with zonal wavenumber 1, forcing of travelling planetary waves with zonal wavenumber 1 and a period of 16 days (16DW – 16-day wave) and period of ~ 5.5 days (5DW – 5-day wave) was performed.

3. Results

The first simulation was done for the temperature and wind fields without wave forcing. The upper panels of Figure 2 and 3 show a latitude-height cross section of a monthly and zonal mean of temperature and zonal mean wind for July during solar maximum. The main characteristics of wind in the stratosphere and mesosphere are the easterly and westerly jets referring to summer and winter conditions, respectively and the wind reversal in the mesopause lower thermosphere region. In July the sun heats the northern hemisphere and the main contribution to the warm northpolar stratopause is caused by solar absorption of ozone. The cold northpolar mesopause region results from adiabatic cooling of upwelling air. Breaking gravity waves are here the dominating process because they alter the zonal mean wind through momentum deposition. This leads to a meridional circulation which in turn causes upwelling at the summer mesopause and downwelling at the winter mesopause. There the air is heated adiabatically and causes a local temperature maximum in the upper polar mesosphere. Differences between solar maximum and solar minimum conditions are plotted in the lower panels of Figures 2 and 3.

Considering the bottom panel of Figure 2 solar cycle induced temperature variations begin with the level of sufficient absorption of solar flux due to ozone at around 40 km. Slightly above the temperature maximum in the northern stratopause/lower mesosphere region a difference of ~ 3 Kelvin can be seen which results not only from different absorption rates but depends also on the total amount of ozone in the middle atmosphere. The temperature maximum in the winter mesopause region between 70 and 90 km steems from several processes, mainly adiabatic heating, heating due to breaking gravity waves and heating due to molecular friction. These processes are stronger during solar maximum. The cooling terms like the infrared radiation are also enhanced for solar maximum conditions, however heating still dominates. In the thermosphere the variances due to solar cycle increases largely because of the existence of EUV-radiation absorbing molecules such as molecular and atomic oxygen. The modelled temperature differences for the middle atmosphere are slightly higher but still in a

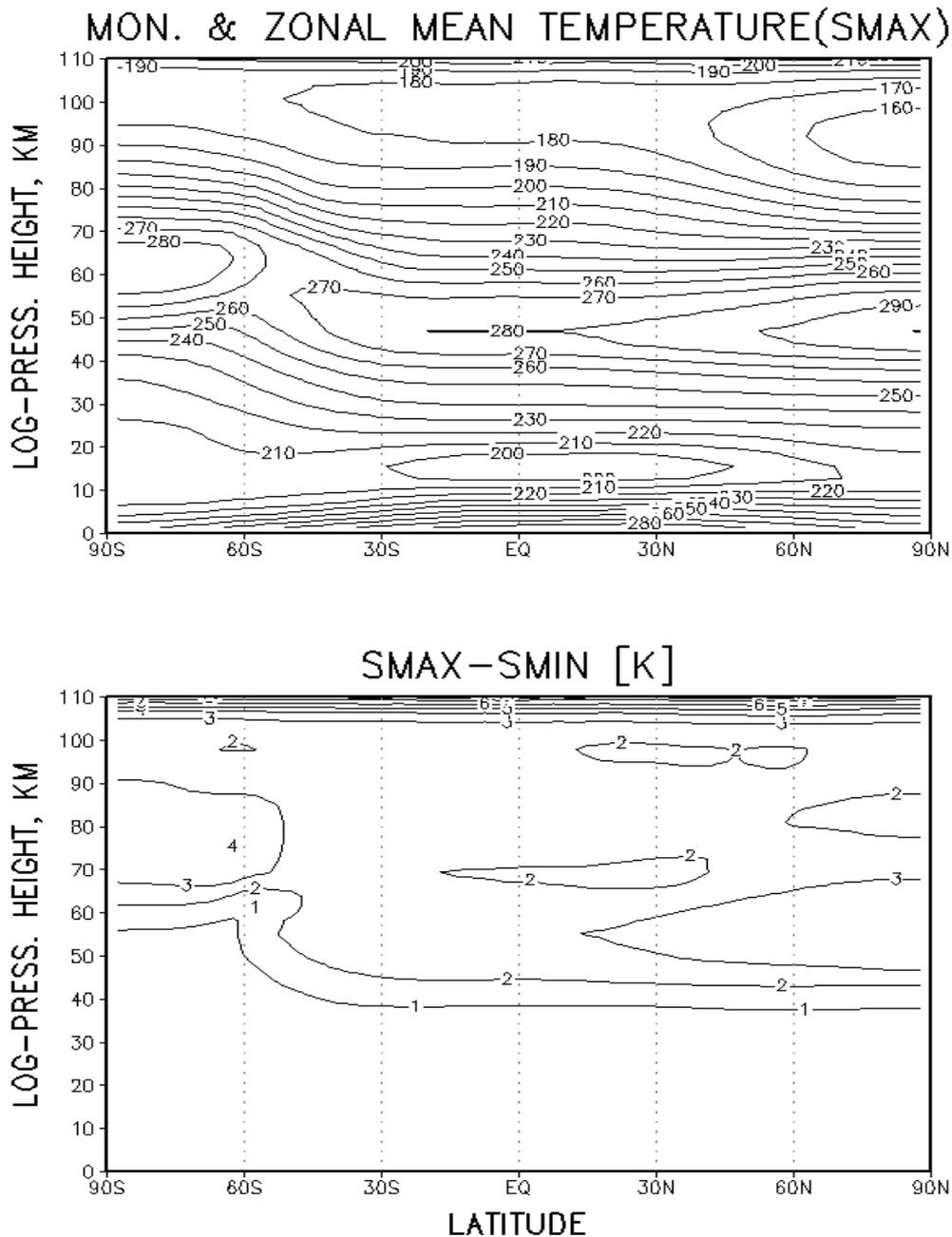


Figure 2: Monthly means of zonal mean temperature in July under solar maximum conditions and the differences between solar maximum and solar minimum below.

good agreement with satellite measurements (e.g. Chandra et al., 1996).

Regarding the zonal mean zonal wind and its variation during a solar cycle in the bottom panel of Figure 3 there exists a positive difference of >5 m/s in the midlatitude winter mesosphere at 70 km altitude and weaker negative difference of around 2 m/s in the midlatitude summer mesosphere at the same height. This means an intensification of the easterly and westerly jet during stronger solar flux conditions. In thermospheric levels (above ~ 100 km) variations in EUV-bands lead also to wind changes.

However, comparison of absolute values in the wind field is not so easy because the results differ widely in both observation and modelling. Other model simulations investigating the role of solar cycle deliver statements ranging from ± 3 m/s to ± 13 m/s (e. g. Arnold und Robinson, 1998 or Kodera et al., 2003). Also former calculations with COMMA-LIM – but using

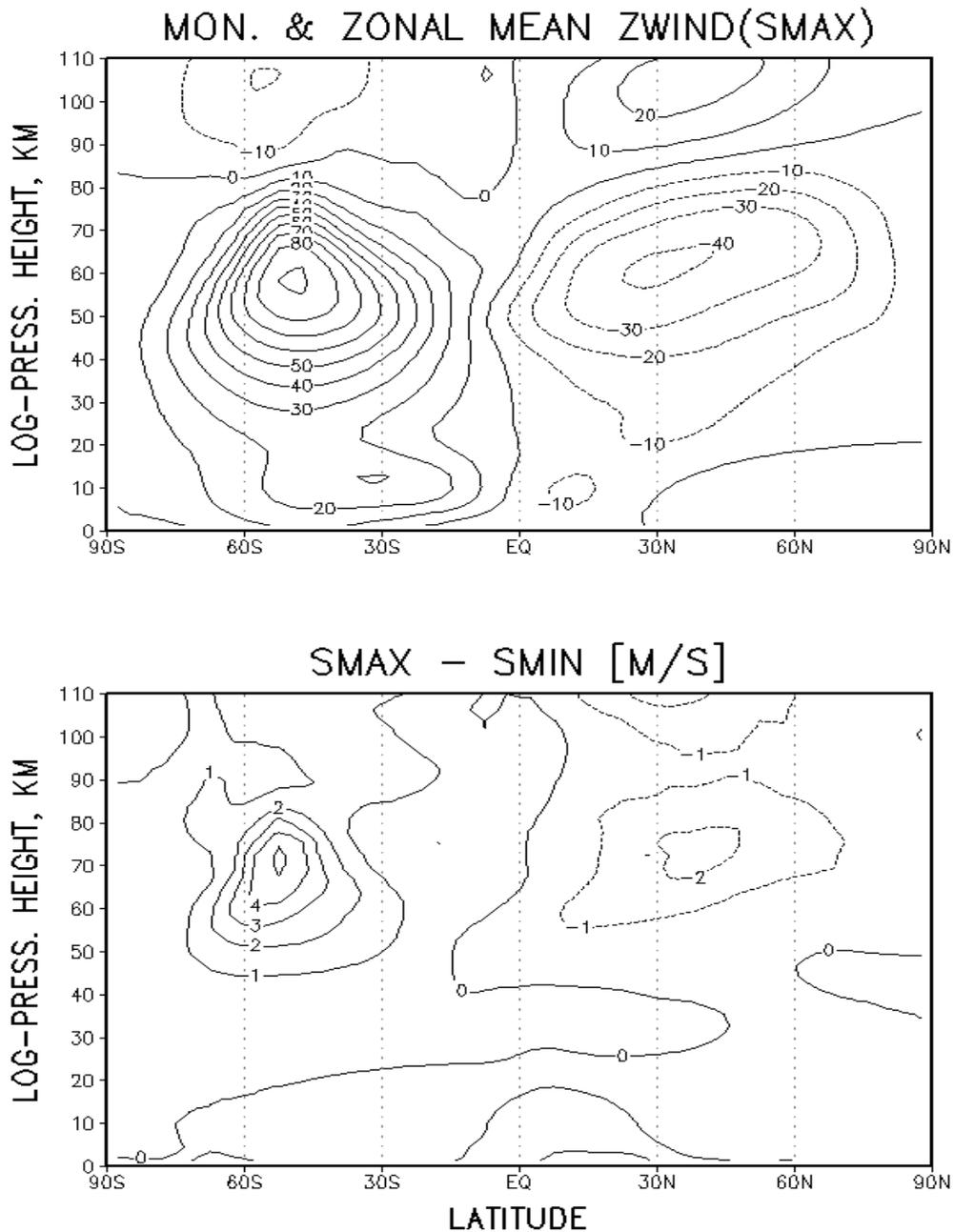


Figure 3: Monthly averaged zonal mean zonal wind for July under solar maximum conditions and the differences between solar maximum and solar minimum below.

another ozone data set – gave weaker wind variations (Fröhlich and Jacobi, 2003). One explanation to these aberrations is the contribution of travelling planetary waves which are not always included in models. During their vertical propagation these waves interact nonlinearly with the background flow and reallocate energy and momentum in the middle atmosphere. Another possible reason is the ozone distribution itself. It is the most important absorber in the stratosphere and mesosphere and even very small different distributions can influence the meridional gradients of the temperature field and via the thermal wind relation they are able to exert a stronger impact on the wind field.

To prove the first assumption additional simulations with forced planetary waves were carried out. Figure 4 shows the solar cycle induced differences in zonal mean zonal wind and

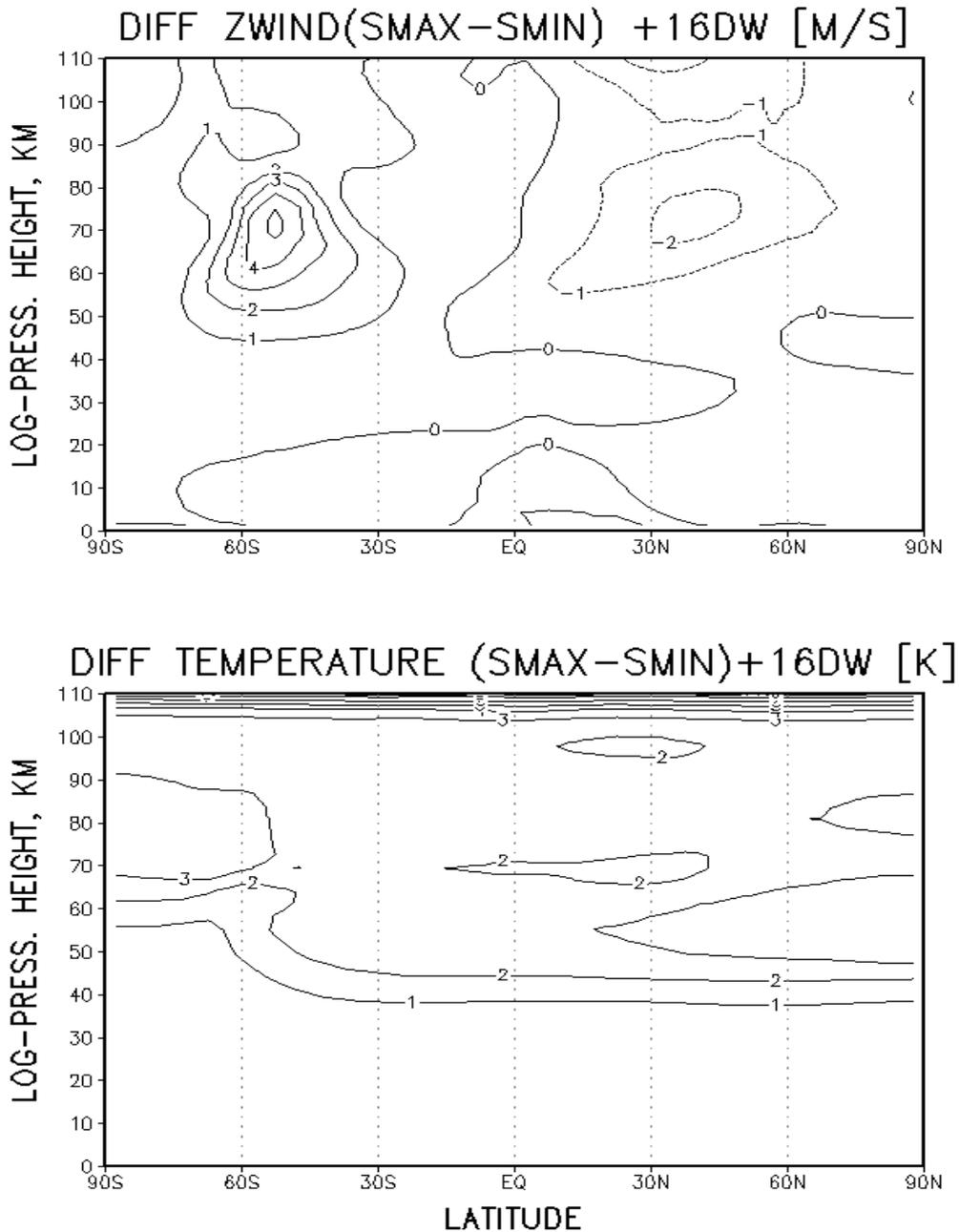


Figure 4: Differences as in Fig. 2 and 3 but including the forcing of the 16DW.

temperature for a July run including the 16DW. It is hardly possible to recognise differences comparing Figure 4 with the bottom panels of Figures 2 and 3. The maximum values remain the same, only the pattern is a little bit different. It seems that the difference at the southern hemisphere is higher for the calculation with the 16DW. This picture is confirmed by plotting the amplitudes of the 16DW in temperature and zonal wind and their different behaviour during a solar cycle in Figures 5 and 6. The top panels of each Figure show the 16DW as well pronounced in the winter (here, southern) middle atmosphere and damped amplitudes in the middle latitudes of the summer hemisphere. Strongest temperature differences in the amplitude of the 16DW (lower panel of Figure 5) account for ± 0.3 K during a solar cycle. They are located southward and northward of the winter jet core between 60 and 80 km. This represents a $\sim 10\%$ change in the maximum amplitude. However, the structure located at the same place like the wind variance looks multipolar which indicates a simple shift of wave amplitude during the 11-year solar cycle. The largest values of differences in the zonal wind ampli-

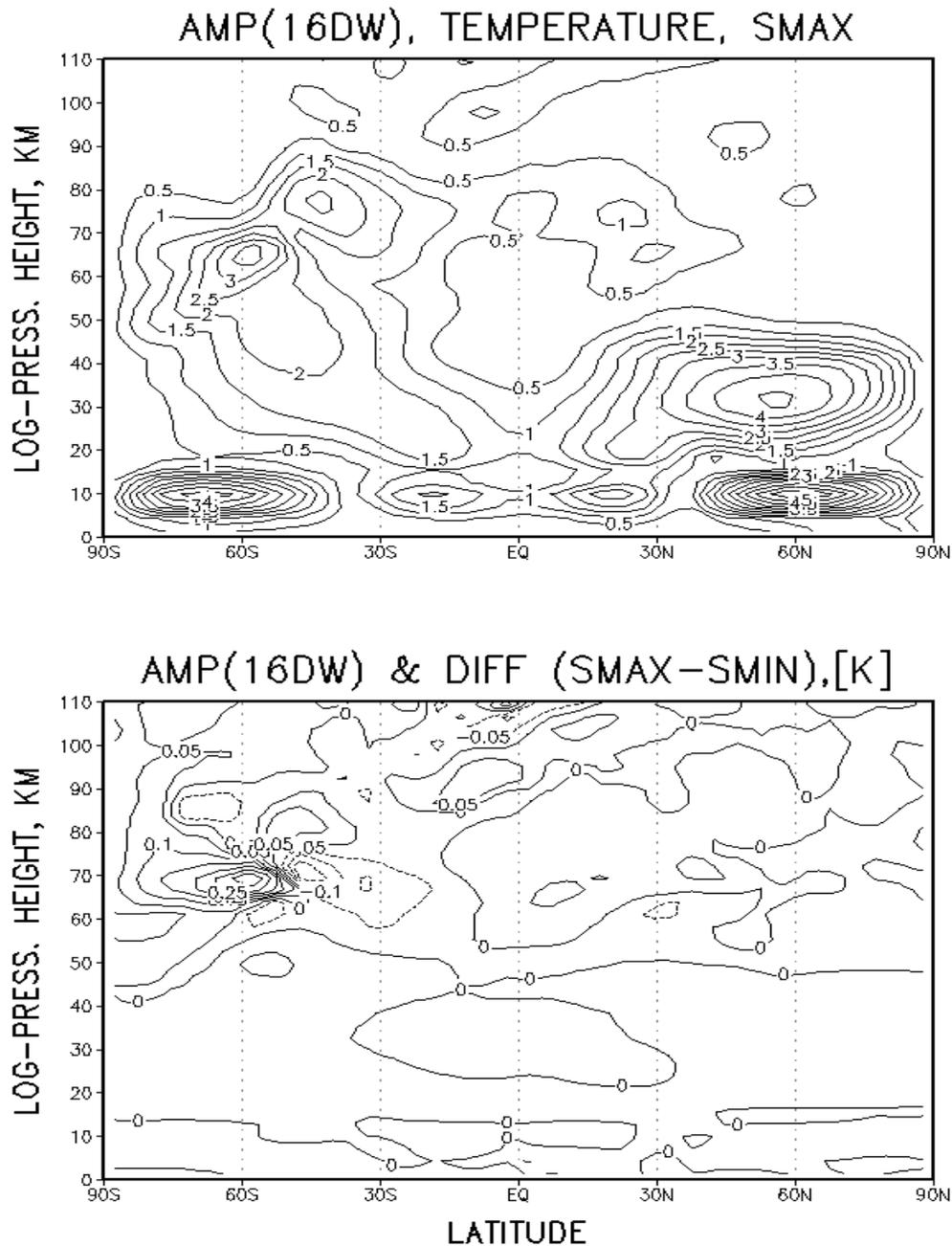


Figure 5: Amplitude field of temperature of 16DW under solar maximum conditions at top and differences between solar maximum and minimum below.

tude of the 16DW (Figure 6) reach ± 0.5 m/s. They are located at around 50°S between 60-80 km. This corresponds approximately to the center of maximum differences in the mean flow. Apparently, due to a vertical shift of the winter jet the wave can propagate better below the winter jet core during solar *minimum* but meets better propagation conditions above the jet during solar *maximum*.

The 5DW, shown in Figures. 7 and 8, is able to propagate into the summer hemisphere in the temperature field (Fig. 7, top panel) and has its maximum in zonal wind above the equator (Fig. 8, top panel). Looking at the amplitude in temperature and their change during a solar cycle it turns out that differences are 2 orders of magnitude smaller than the absolute values. However, the 5DW behaviour in the temperature field shows better propagation conditions in the mid- to high-latitude winter mesosphere for solar maximum but the summer mesosphere is

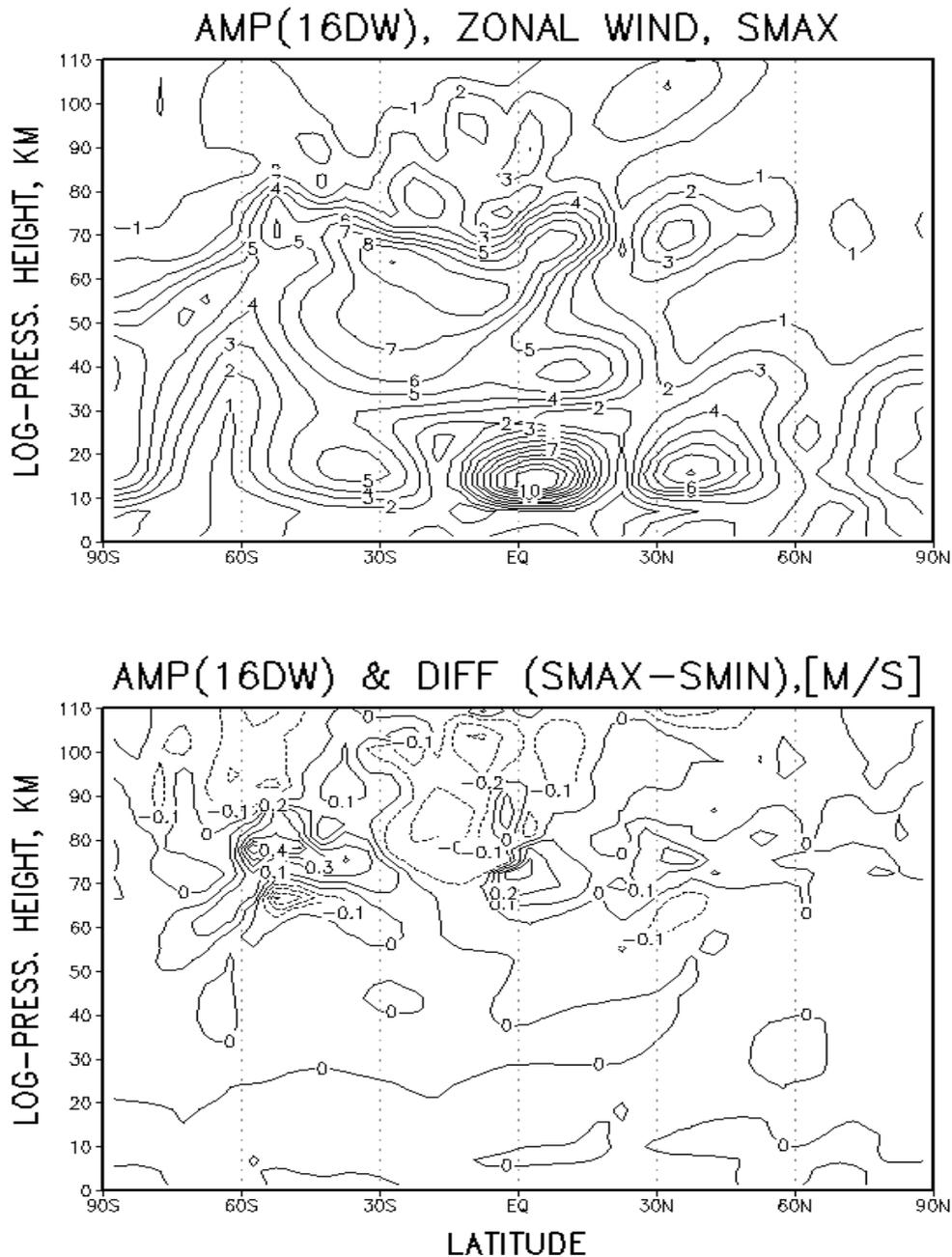


Figure 6: Amplitude field of zonal wind of 16DW at top under solar maximum conditions and differences between solar maximum and minimum below.

entered more easily during solar minimum. Regarding the zonal wind field it can be seen that the 5DW propagates better upwards during solar minimum. The absolute variations at mesospheric heights above the equator (bottom panel of Fig. 8) gave $\sim 0,1$ m/s which is approximately a 5-10% change in amplitude.

In summary, the planetary waves as they are observed in COMMA-LIM are not responsible for large variances in the zonal wind field. Here, it has to be taken into account that all calculations were done without including the quasi-biennial oscillation (QBO) which may enhance the effect of changes in the mean circulation and subsequent the propagation conditions of planetary waves (e. g. Labitzke, 2001).

The second assumption, i.e. that different data sets for ozone cause the large differences in modelling results for the wind field, was proved by using another ozone data set from 1989 and 1986 representing solar maximum and minimum conditions as in former calculations. The

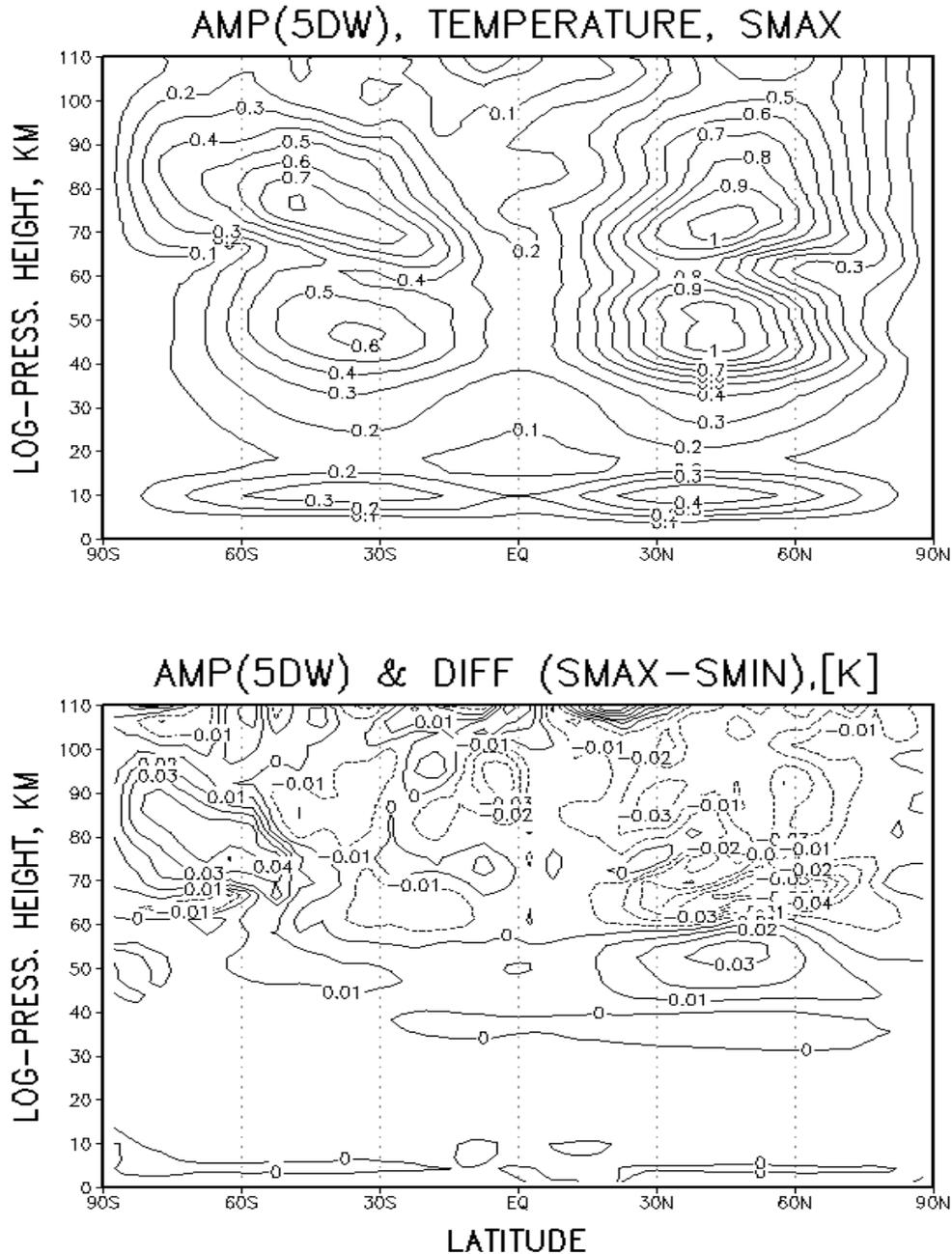


Figure 7: Amplitude fields of temperature of 5DW under solar maximum conditions at top and differences between solar maximum and minimum below.

data record was obtained from the chemical-transport model SUNY-SPB (State University New York – St. Petersburg) which assimilated ozone data from the SAGE II satellite (Smyshlyaev and Geller, 2001). Here, a data set is available for the years 1979-1995 and 1986 was chosen for solar minimum conditions, whereas 1989 represented solar maximum conditions. In the following this data set is referred to as SPBU-ozone.

Considering Figure 9 it turns out that changes in zonal wind account only for 2-3 m/s in the winter mesosphere and around 0.5 m/s in the summer mesosphere whereas the GOME data delivered 5 m/s difference in the winter jet (compare with bottom panel of Fig. 3). The short-wave heating during solar maximum gave 1.5 – 2 K higher temperatures compared to solar minimum (top panel of Fig. 9). Comparison of variance in the SPBU-ozone (not shown here) between solar max- and minimum revealed an ~1.2-1.5% change whereas the GOME data were multiplied with $\pm 2\%$ according to Haigh (1994). This difference taken together with a

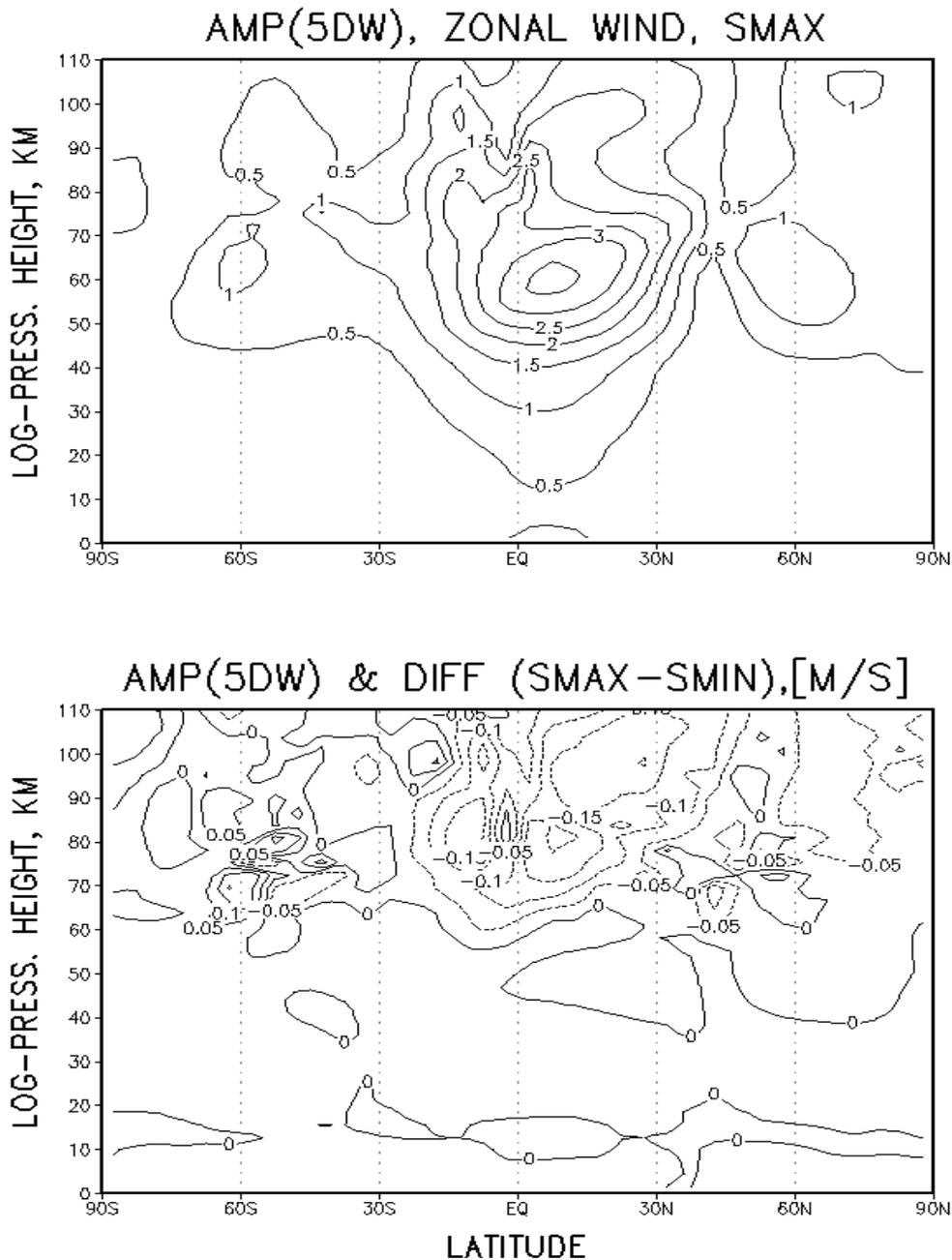


Figure 8: Amplitude fields of zonal wind of 5DW at top under solar maximum conditions and differences between solar maximum and minimum below

slightly varying distribution of absolute ozone in the middle atmosphere seems to be responsible for significant changes particularly in the wind field. These results suggests strongly to take more care on the ozone distribution used in the different models when comparing model results.

4. Conclusions

The simulation of the 11-year solar cycle with COMMA-LIM showed temperature variances around 2 and up to 3 K in stratopause/mesospheric regions. This result is consistent with observations (e.g. Chandra et al., 1996). Regarding the wind changes due to solar cycle the maximum values lie within the range of the literature results (e. g. Arnold und Robinson, 1998 or Kodera et al., 2003). To find an explanation for the distinct variances in different

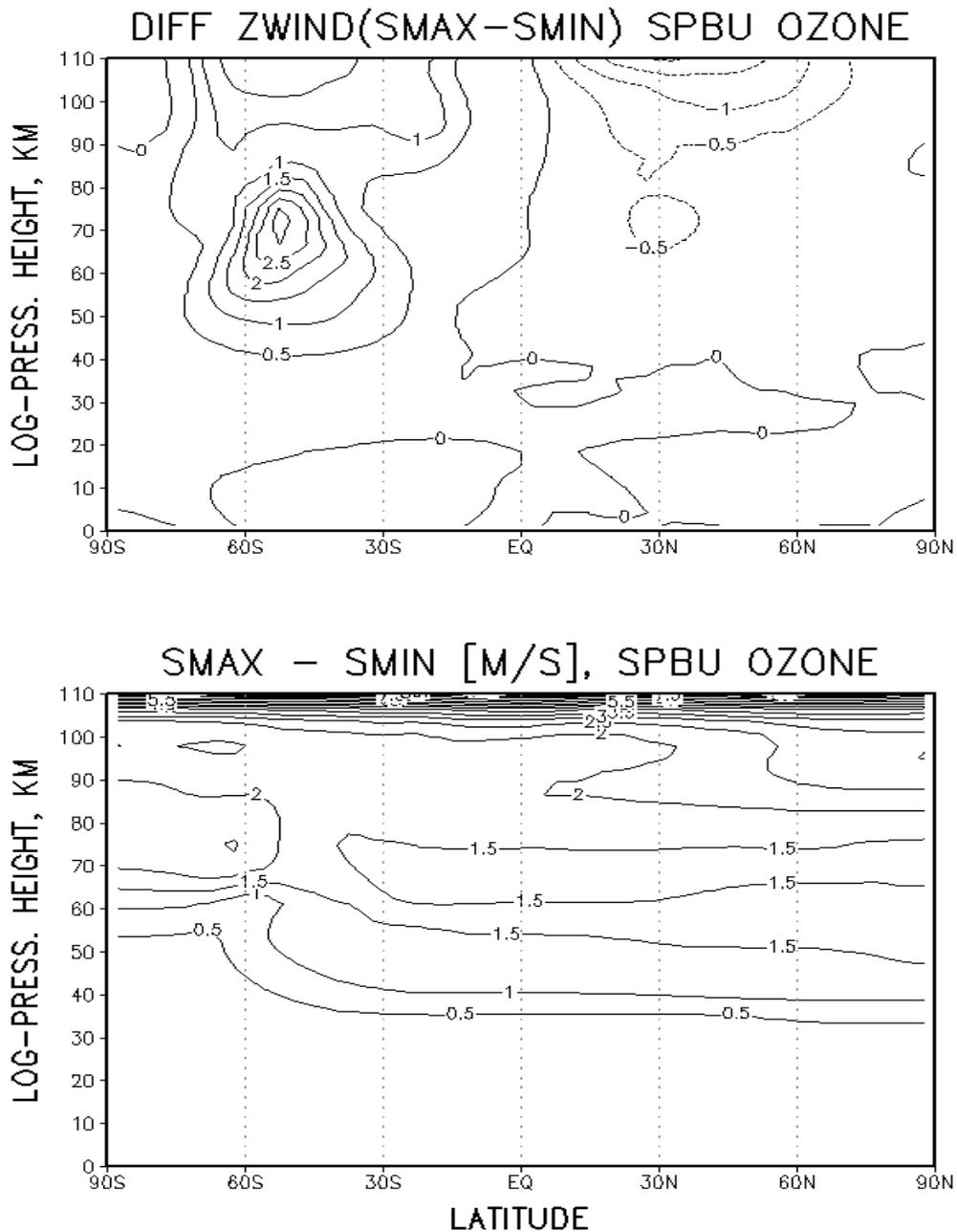


Figure 9: Differences as Fig. 4 but calculated with an alternative data set for ozone distribution.

models COMMA-LIM was additionally forced with two planetary waves during the solar cycle. No significant change in the background flow due to propagation of travelling planetary waves was found. However, it could be shown that the inclusion of various ozone data sets is particularly responsible for exciting stronger or weaker jets during a solar cycle. This may also explain the huge differences in model calculations.

Acknowledgements

This work was supported by BMBF under grant 07ATF10. Special thanks to the COMMA-user group and the support providing ozone data by the DLR and Dr. I. Fedulina and to S. Smyshlaev from St. Petersburg for the alternative ozone data set.

References

- Arnold, N.F., T.R. Robinson, 1998: Solar cycle changes to planetary wave propagation and their influence on the middle circulation. – *Ann. Geophys.*, **16**, 69-76.
- Chandra, S., L. Froidevaux, J.W. Waters, O.R. White, G.J. Rottman, D.K. Prinz, G.E. Brueckner, 1996: Ozone variability in the upper stratosphere during the declining phase of the solar cycle 22. – *Geophys. Res. Lett.*, **23**, No. 21, 2935-2938.
- Fortuin, J.P.F. and U. Langematz, 1994: An update on the global ozone climatology and on current ozone and temperature trends. SPIE, Atmospheric Sensing and Modelling, **2311**, 207-216.
- Fröhlich, K., A.I. Pogoreltsev, Ch. Jacobi, 2003: The 48 layer Version COMMA-LIM Model: Model description, new Aspects, and Climatology. – *Wiss. Mitt. d. Instituts f. Meteorologie Leipzig*, **30**, 157-185.
- Fröhlich, K. and Ch. Jacobi, 2003: Der solare Zyklus in der mittleren Atmosphäre: Änderungen in der mittleren Zirkulation und den Ausbreitungsbedingungen der planetaren Wellen. *Terra Nostra*, **6**, Schriften der Alfred-Wegener-Stiftung, 6. Deutsche Klimatagung - Klimavariabilität, 155-160.
- Haigh, J.D., 1994: The role of stratospheric ozone in modulating the solar radiative forcing of climate. – *Nature*, **370**, 544-547.
- Kodera, K., K. Matthes, K. Shibata, U. Langematz, Y. Kuroda, 2003: Solar impact on the lower mesospheric subtropical jet: A comparative study with general circulation model simulations. - *Geophys. Res. Lett.*, **30**, No. 21, 48-1 - 48-4.
- Labitzke, K., 2001: The global signal of the 11-year sunspot cycle in the stratosphere: Differences between solar maxima and minima. – *Meteorol. Z.*, **10**, 83-90.
- Lange, M., 2001: Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluss des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion. - *Wiss. Mitt. d. Instituts f. Meteorologie Leipzig*, **25**, 121 S..
- Rottman, G., 1999: Solar ultraviolet irradiance and its temporal variation. - *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **61**, 37 – 44.
- Smyshlyaev, S.P., M.A. Geller, 2001: Analysis of SAGE II observations using data assimilation by the SUNY-SPB two dimensional model and comparison to TOMS data. – *J. Geophys. Res.*, **106**, D23, 32327-32335.

Adresses of Authors:

- K. Fröhlich, (kfroehlich@uni-leipzig.de) Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig
- Ch. Jacobi, (jacobi@uni-leipzig.de) Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

Atmospheric Singular Vectors and Teleconnections

A.Will, U.Harlander and W.Metz

Zusammenfassung

Bekanntlich sind atmosphärische Rossbywellezüge (RWTs) Lösungen der Singular Vector Analyse eines gedämpften, barotropen Modells mit Nordwinter Grundströmen. In den SV Basen der verwendeten 40 DJF Grundströme konnten nur wenige wachsende den Rossbywellenzügen ähnliche (RWT Moden) Singulären Vektoren (SVen) gefunden werden. Die RWT Moden kommen nur in einigen wenigen Gebieten der Erde vor. Die instabilste Mode entwickelt sich in der Region des Nordpazifiks (NPACs) innerhalb von 4 Tagen in jedem der verwendeten beobachteten DJF Grundströme. Alle anderen RWT Moden kommen nur bei Verwendung einiger der Grundströme vor. Ihre Entwicklungspfade sind eindeutig für Entwicklungszeiten bis zu 96h und streuen für längere Zeiten. Die NPAC Mode erklärt zum Optimierungszeitpunkt 96h bis zu 60% der atmosphärischen kinetischen Energie (KE) auf der 300 hPa Fläche in der NPAC Region. Es konnte auch gezeigt werden, daß die Zeitreihe des beobachteten Wachstums der NPAC Mode mit dem berechneten Wachstum (den Eigenwerten) konsistent ist. Interessanterweise zeigt die NPAC-KE zum Optimierungszeitpunkt 96h auch eine schwach signifikante Korrelation mit dem PNA-Index, die für die Optimierungszeit 144h nicht mehr existiert. Die Ergebnisse legen die Vermutung nahe, daß die verwendeten Grundströme die Entwicklung der RWT Moden bis zu einer Entwicklungszeit von 4 Tagen dominieren und daß die finite Instabilität maßgelich zur Entwicklung der beobachteten NPAC Rossbywellenzügen in der Atmosphäre beiträgt. Die Ergebnisse geben Hinweise darauf, daß die NPAC mode auch einen Beitrag zur Entwicklung der PNA leistet.

Abstract

Atmospheric Rossby wave trains (RWTs) are known to be solutions of Singular Vector (SV) analysis of a damped barotropic model with northern winter basic flows. Using 40 DJF basic flows growing RWT like SVs (RWT modes) can be found in some regions of the globe only. The most unstable RWT mode develops in the North-Pacific (NPAC) region (within 4 days) in each of the observed DJF basic flows considered. All the other RWT modes are SVs for some of the basic flows only. They have remarkably propagation paths for development times up to 96h and spread for longer times. The NPAC modes at optimization time of 96h explain up to 60 % of the atmospheric kinetic energy (KE) at 300 hPa in the NPAC region. Moreover, the observed growth of the NPAC mode is consistent with the calculated growth (eigen values). Furthermore, the NPAC-KE at optimization time $t_{opt} = 96h$ exhibits a weakly significant correlation with the PNA-Index. No such correlation could be found for $t_{opt} = 144h$. The results indicate that the basic flows considered dominate the development of RWT

modes up to 96 h and that SVs significantly contribute to the observed NPAC RWT. They give some hints for a possible connection between the NPAC mode and the famous PNA-teleconnection.

1 Introduction

After more than 20 years of discussion there „is still no convincing comprehensive dynamical explanation for the teleconnection patterns” (*Navarra, 1995*), which are characterized by covariance on large space scales and time scales beyond the weather. The discussion is still rather broad and spans from the excitation of Rossby wave trains (RWTs) by local orographic and thermal forcing (*Hoskins and Karoly, 1981*) to RWT propagation in zonally asymmetric basic flows (*Simmons et al., 1983; Hoskins and Ambrizzi, 1997; Branstator, 2002*). For the latter, possible mechanisms are barotropic and baroclinic instability, non-modal growth of Neutral Vectors (*Metz, 1994; Goodman and Marshall, 2002*) and Singular Vectors (SVs) (*Li and Ji, 1997*). The SVs can be characterized as optimally growing perturbations in a finite time interval. It has been shown that the finite time instability can explain the occurrence of dominant ”modes” in stable flows. I.e., even under realistic damping the SVs exhibit reasonable growth factors within some days (*Borges and Sardeshmukh, 1995*).

As pointed out by *Buizza and Palmer (1995)* and stated by *Hoskins et al. (2000)*, RWTs are closely related to SVs. Together with the fact that RWTs are also important for the organization of teleconnections it appears obvious to connect both. *Li and Ji (1997)* tried to establish a relation between SVs and RWTs using a climatological basic flow. They calculated optimally forced SVs of a climatological basic flow computed from DJF 1980-1989 assuming the energy of the perturbation at initial time to be zero. The two leading forced SVs of their analysis exhibit the structure of a local RWT similar to the leading SVs of the unforced equation with a shape similar to the east Asia-Pacific pattern.

The relevance of finite time instability for teleconnections is still under discussion. *Sardeshmukh et al. (1997)* concluded that the framework of unforced barotropic model is insufficient and the knowledge of forcing is needed to address this question. However, the global energy and the energy in a limited region are not necessarily correlated. Furthermore, as will be discussed in more detail, the development of the shape of some RWT like SVs is dominated by the basic flow. In order to further investigate the relevance of SVs for atmospheric dynamics and for the occurrence of teleconnections we analysed the space-time structure of the observed kinetic energy in terms of SVs in regions of interest. Hereby we focused our attention on the RWT modes.

In section 2 we outline the formalism of SV analysis and introduce variables used later. In section 3 we address the question of interannual variability of non-forced SVs growing in a seasonally averaged flow. We further investigate to which extent the SVs calculated can be found in observations. We finally ask, whether the leading SVs are related to the PNA.

2 Model and Method

The model used is the linearised damped non-forced 2D vorticity equation with the same model parameters as in *Li and Ji* (1997). Due to the linear damping used ($= 1/7d$) (*Lau*, 1979) all basic flows used are barotropically stable. The model is solved in spectral space using a T21 truncation. The solution of the 480 dimensional models perturbation equation is given by

$$\Psi(t) = \mathbb{P}(t)\Psi(0) \quad (1)$$

where Ψ denote the streamfunction. The linear operator $\mathbb{P}(t)$ depends on the basic flow chosen and is called propagator.

SVs (see *Buizza and Palmer*, 1995; *Li and Ji*, 1997, for details) are those solutions of the models equation which maximize energy at $t = t_{opt}$. The kinetic energy norm $\|\cdot\|_E$ is given as

$$\|\Psi\|_E^2 = (\Psi, \Psi)_E = \Psi^T \mathbb{D} \Psi. \quad (2)$$

where $(\cdot, \cdot)_E$ is the "energy" scalar product. The diagonal matrix \mathbb{D} contains the coefficients $n(n+1)$, where n is the total wavenumber (see *Heinrich*, 1999, for details). Assuming the energy at initial time $\|\Psi(0)\|_E^2 = 1$, the optimization problem leads to the following eigenvalue equation:

$$(\mathbb{P}^T(t_{opt})\mathbb{D}\mathbb{P}(t_{opt}) - \sigma_k^2\mathbb{D})\mathbf{s}_k(0) = 0. \quad (3)$$

Inserting the eigenvectors $\mathbf{s}_k(0)$ in (1) the SVs $\mathbf{s}_k(t)$ at different development times t can be calculated. The non-negative real eigenvalues $\sigma_k^2 = \|\mathbf{s}_k(t_{opt})\|_E^2 / \|\mathbf{s}_k(0)\|_E^2$ give the growth of kinetic energy of the SVs between $t = 0h$ and $t = t_{opt}$. They are ranked in terms of magnitude (i.e., the first SV has maximal energy growth). The SVs $\mathbf{s}_k(0, j)$ and $\mathbf{s}_k(t_{opt}, j)$ form a complete orthonormal basis for $t = 0$ and a complete orthogonal basis for $t = t_{opt}$ for each basic flow.

The basic flows are derived from 0h streamfunction reanalysis data $\Psi(i, j)$ on the 300 hPa level. Here j denotes the seasons DJF 58/59 ($j = 58$) to DJF 97/98 ($j = 97$) and i the 90 days in each season. We denote the seasonal DJF average as $\tilde{\Psi}(j)$ and the climatological average over all 40 seasons as $\overline{\Psi}$.

Using (1) we can calculate the development of any initial perturbation $\Psi(0)$ in space and time. Inserting a basis vector $\mathbf{s}_k(0, l)$ in (1) and using a propagator $\mathbb{P}_j(t)$ from season j we get the development of the SV of season l in season j ($\mathbf{r}_{k,l}(t, j) = \mathbb{P}_j(t)\mathbf{s}_k(0, l)$). In general, the structure $\mathbf{r}_{k,l}(t, j)$ is a mixture of SVs $\mathbf{s}_k(t, l)$. Now a time series of growth factors for each $\mathbf{r}_{k,l}(t, j)$ may be calculated. The growth factor is a time dependent quantity similar to the eigenvalue, but uniquely related to a specific SV:

$$g_{k,l}(j) = \frac{\|\mathbf{r}_{k,l}(t_{opt}, j)\|_E^2}{\|\mathbf{s}_k(0, l)\|_E^2} \quad (4)$$

$g_{k,l}(j)$ is the growth factor of the k -th SV of the basic flow l developing in the basic flow of year j , in contrast to the eigenvalue $\sigma_k^2(j)$, which is the growth factor of the k -th SV of the basic flow j .

In addition to the growth factors we introduce the quantities

$$a_{k,l}(i, j) = (\Psi(i, j), \frac{1}{\sigma_k^2(l)} \mathbf{s}_k(t_{opt}, l))_E \quad (5)$$

and

$$b_{k,l}(i, j) = (\Psi(i, j), \mathbf{s}_k(0, l))_E, \quad (6)$$

which are the projection amplitudes relative to the energy scalar product (2) of NCEP data (Kalnay *et al.*, 1996) on SVs at optimization and at initial time for DJF basic state flow l . The total kinetic energy is then given by the sum of squared projection amplitudes

$$E(i, j) = \sum_{k=1}^N a_{k,l}^2(i, j) = \sum_{k=1}^N b_{k,l}^2(i, j). \quad (7)$$

Of course, the squared projection amplitudes $a_{k,l}^2(i, j)$ and $b_{k,l}^2(i, j)$ are very different in general and give the fraction of total kinetic energy explained by the k -th SV in observed data at $t = t_{opt}$ and $t = 0$, respectively.

For the analysis of the observed NPAC mode we introduce streamfunction fields $\Psi_{NPAC}(i, j)$ and $\Psi_{ASNP}(i, j)$ restricted to the

$$\text{NPAC region} \quad 90\text{E to } 270\text{E and } 10\text{N to } 60\text{N} \quad (8)$$

$$\text{and to the ASNP region} \quad 0\text{E to } 160\text{E and } 5\text{N to } 50\text{N}. \quad (9)$$

We used a Hamming-window for the restrictions. The squared local projection amplitudes $a_{k,NPAC}^2(i, j) = (\Psi_{NPAC}(i, j), \mathbf{s}_k(96, j))_E^2$ for SVs at $t = 96\text{h}$ and $b_{k,ASNP}^2(i, j) = (\Psi_{ASNP}(i, j), \mathbf{s}_k(0, j))_E^2$ for SVs at $t = 0\text{h}$ give fractions of kinetic energy in the NPAC and the Asia - North Pacific region, where the SVs $\mathbf{s}_k(96, j)$ and $\mathbf{s}_k(0, j)$ occur. The amplitudes $a_{k,l,NPAC}(i, j)$ and $b_{k,l,ASNP}(i, j)$ are defined accordingly.

The fractions of kinetic energy explained by the NPAC wave train is then given by

$$E_{96,l}(i, j) = \frac{1}{E_{NPAC}} (a_{1,l,NPAC}^2(i, j) + a_{2,l,NPAC}^2(i, j)),$$

and

$$E_{0,l}(i, j) = \frac{1}{E_{ASNP}} (b_{1,l,ASNP}^2(i, j) + b_{2,l,ASNP}^2(i, j)) \quad (10)$$

The energies $E_{NPAC}(i, j)$ and $E_{ASNP}(i, j)$ are defined as in eq.7.

The observed growth $\sigma_{obs,l,m}^2(i, j)$ of the NPAC mode depends also on the time lag $\Delta t = m$ h between the time series. Here m has to be a multiple of 24 because we used daily data.

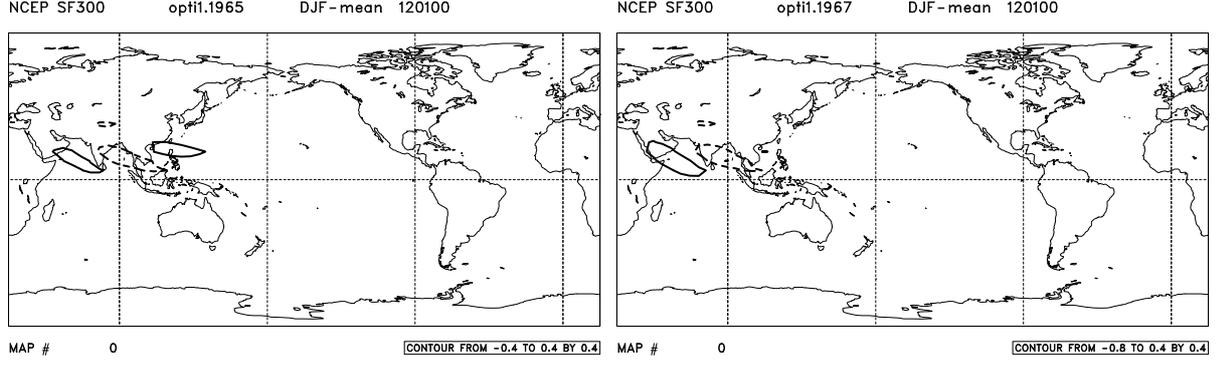


Figure 1: First SV $s_1(t, j)$ for DJF basic flow $j = 65$ and $j = 67$ and optimization time $t_{opt} = 96h$ at development time $t = 0h$.

The observed growth is given by the quotient of explained kinetic energies at optimization and at initial time:

$$\sigma_{obs,l,m}^2(i, j) = \frac{E_{96,l}(i - m/24, j)}{E_{0,l}(i, j)} \quad (11)$$

In all cases, in which the seasons l and j are equal, the index l is omitted

3 Results

Analyzing the relevance of SVs for teleconnections we concentrate on SVs with large eigenvalues. If not given else, the results presented are for the optimization time $t_{opt} = 96h$.

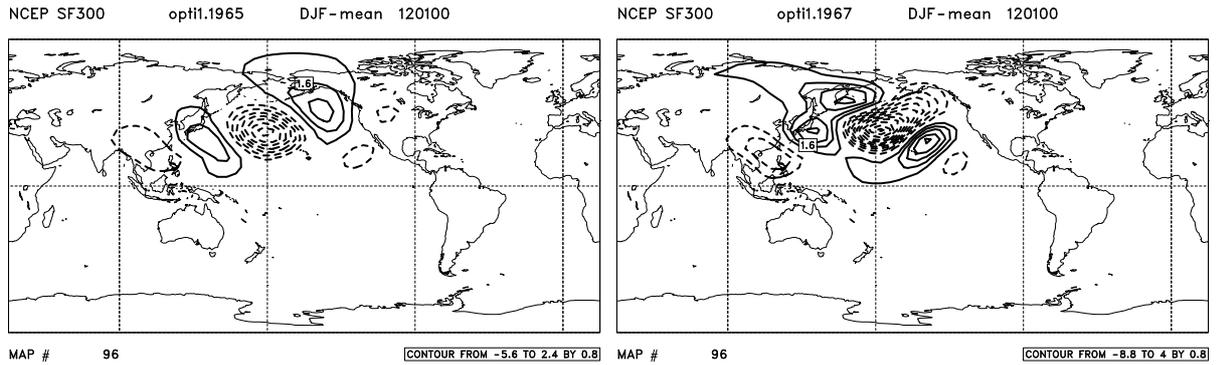


Figure 2: As Fig.1 but at development time $t = 96h$.

3.1 Characteristics of Singular Vectors

Fig. 1 and 2 show the SV $s_1(t, 65)$ and $s_1(t, 67)$ for $t = 0h$ and $t = 96h$. The shapes of the leading SVs at $t = 96h$ remind on a local Rossby wave packet with wave number 5 to 6. The group velocity and propagation path are consistent with Rossby wave packet theory (Buizza and Palmer, 1995; Hoskins et al., 2000). The second SVs have shapes very similar to those of the leading SVs, but show phase shifts of $\pi/2$ in direction of the SVs propagation (Li and

Ji , 1997). In all seasons $j = 58$ to $j = 97$ the eigenvalues of the first two SVs are close to another, e.g. $\sigma_1^2(65) = 11.9$ and $\sigma_2^2(65) = 10.1$ or $\sigma_1^2(67) = 28.4$ and $\sigma_2^2(67) = 24.9$. As shown in Fig. 3 the leading eigenvalues range from 10 to 30. The first SV of each year has a shape similar to those shown in Fig.1 and 2. We call a pair of SVs 1 and 2 "NPAC mode".

In all seasons considered there appear just six other pairs of SVs with properties comparable to the NPAC modes but with different locations. The other SVs (out of 480 for each basic flow) do not develop a growing, localized, propagating wave packet with a decreasing, dominant wave number. The SVs $\mathbf{s}_3(t, 65)$ and $\mathbf{s}_5(t, 65)$ are the components of the second RWT mode. We name it East Pacific-North Atlantic (EPNA) mode. Similar SVs uniquely identifiable as the EPNA mode occur in a few northern winter SV bases only. The remaining 5 RWT modes found are the Central Pacific (CPAC), Tropical Pacific-North Atlantic (TPNA), Tropical Atlantic-West Pacific (TAWP), South Pacific (SPAC), and South Atlantic-Indian Ocean (SAIO) modes.¹

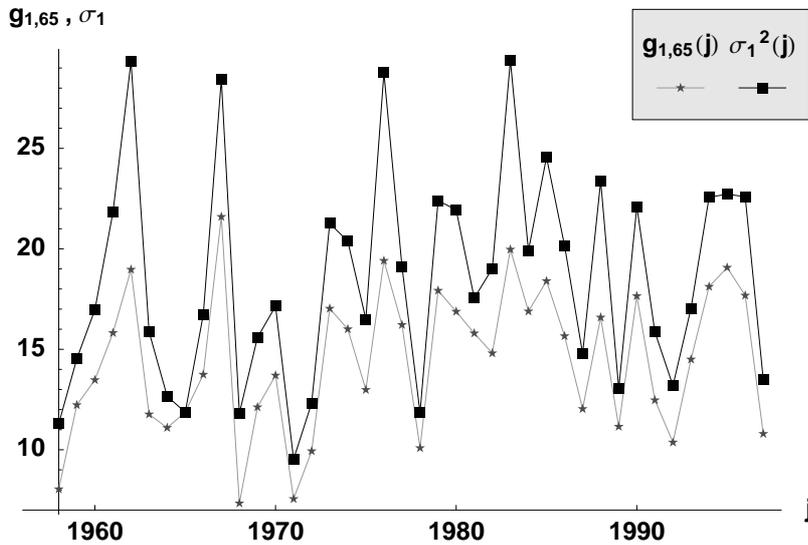


Figure 3: eigenvalues $\sigma_1^2(j)$ and growth factors $g_{1,65}(j)$ of SV $\mathbf{r}_1(0, 65)$.

The appearance of the RWT modes in some regions on the globe only is consistent with the results of *Buizza and Palmer* (1995). Interestingly the shapes and propagation paths of these modes are rather insensitive to changes of the basic flow. This can be seen clearly from Fig.4. It shows the centers of location² for RWT modes NPAC, CPAC and EPNA of season $l = 65$ developing in basic flows of all other seasons $j = 58$ to $j = 97$ for development times $t = 0$ to $t = 96$ h. The paths spread much more for times $t > 96$ h, for which the RWT modes energy is dissipating. The corresponding growth factors $g_{k,l}(j)$ change significantly. This is shown by the gray line in Fig.3 for the first SV.

The growth factors can be compared with the eigenvalues for the NPAC mode only. The gray line in Fig. 3 shows the growth factors $g_{1,65}(j)$ in comparison to $\sigma_1^2(j)$ as a function of the season j . It can be seen, that the values of $g_{1,65}(j)$ are smaller than those of $\sigma_1^2(j)$, except for the year $j = 65$, where both values have to be equal [see (4)]. The correlation of the time serieses ($= 0.95$) justifies the relevance of the quantity $g_{k,l}(j)$ introduced.

¹Examples are given on the homepage www.uni-leipzig.de/meteo/AWILL/anima.html.

²The centers of location are given by the location of the maxima of Gaussian envelopes. The parameters of the envelopes are calculated as least square fits to the kinetic energy of the wave trains.

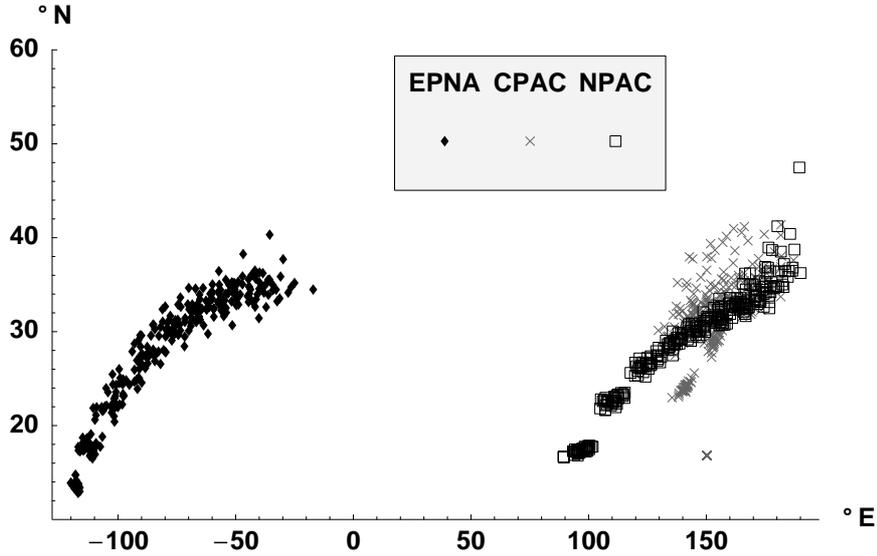


Figure 4: Centers of location of $\mathbf{s}_{k,65}(t_{opt}, j)$ at development times 0 (in subtropics) to 96h (in mid latitudes) (in 12h steps) for k equal to 1,3 and 7, which are the first components of the north hemispheric wave trains NPAC, CPAC and EPNA.

A comparison of $\mathbf{s}_1(96, 67)$ with $\mathbf{s}_{1,65}(96, 67)$ provides further evidence for the similarity between the shapes of SV $\mathbf{s}_1(t, j)$ and $\mathbf{s}_{1,65}(t, j)$ in the basic state flow of year j . The SV $\mathbf{s}_1(96, 67)$ ($\sigma_1^2(67) = 28.4$) gives an example of a leading SV with a high eigenvalue. The SV $\mathbf{s}_1(96, 65)$ is very typical and similar to the corresponding SVs of a climatological basic flow $\overline{\Psi}$ and also to the leading SVs presented by *Li and Ji* (1997). Consistently, a SV very similar to $\mathbf{s}_1(96, 67)$ was also obtained calculating $\mathbf{s}_{1,65}(96, 67)$. Further inspection of the SVs shows the appearance of only one other RWT mode for climatological basic flows: the first component of the EPNA mode appears as 12th SV if no forcing is applied and as 7th SV by *Li and Ji*.

Features of seasonal basic flows (smoothed out in climatological flows) seem to be responsible for the appearance of additional RWT modes and dominate the strength and the development of the shape of the RWT modes in the growth phase, and not the initial conditions.

3.2 Singular Vectors and Observations

As shown by *Borges and Sardeshmukh* (1995) structures similar to the NPAC mode shown in Fig.2 are found in observations. However, it is unclear whether the finite time instability is the reason for the high projection amplitudes found. *Sardeshmukh et al.* (1997) analysed the relevance of SVs in atmospheric dynamics and showed, that using a climatological basic flow the SVs of an unforced, damped barotropic model can not explain the tendency of global kinetic energy over some days.

However, there has not to be any relation between the time series of the kinetic energy on the globe and in a specific region. Therefore parts of synoptic dynamics may be described by RWT modes of an unforced barotropic model, if their development is dominated by the basic flow and not nonlinear processes, forcing and dissipation. The features of the SVs discussed in the previous section indicate, this might be the case at least for the NPAC mode. The occurrence of the components of the NPAC mode in the SV basis of each season gives us the opportunity to compare the time serieses of eigen values $\sigma_1^2(j)$ with that of the observed

growth of the NPAC mode $\sigma_{obs,m}^2(i, j)$ (eq.11).

Further investigating the relevance of SVs for teleconnections we begin the analysis of the observed space-time structure of SVs with a calculation of the occurrence of SVs in observations. Because the eigenvalues $\sigma_k^2(j)$ change significantly from year to year (see Fig.3), the components of a particular RWT mode may have different ranking in different seasons. Since we are interested in interannual variability of RWT modes and not in the variability of a SV with a specific ordering number (but arbitrary structure), we look at the time series of growth factors $g_{k,l}(j)$ introduced in section 2, which is uniquely related to a specific SV.

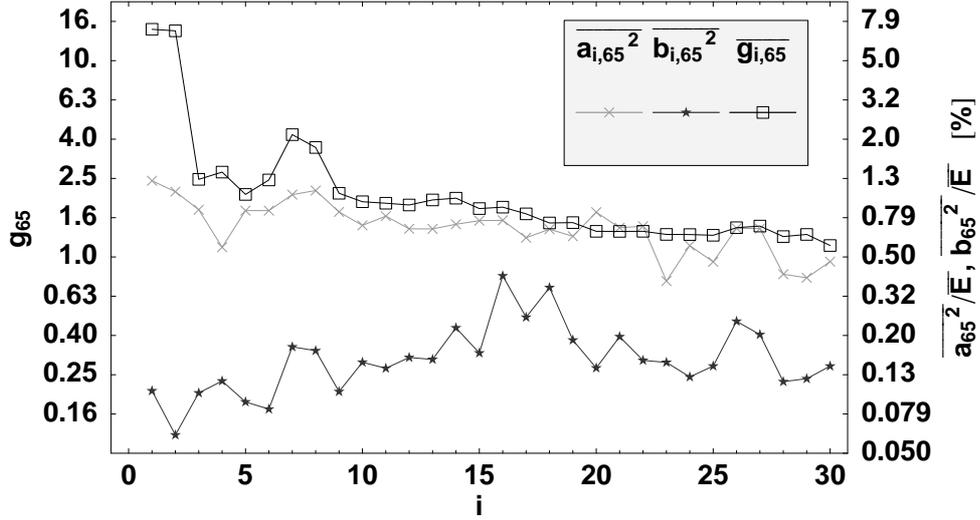


Figure 5: Climatologically averaged growth factors $\overline{g_{k,65}}$ and squared projection amplitudes $\overline{a_{i,65}^2}$ and $\overline{b_{i,65}^2}$.

We calculated the projection amplitudes $a_1(i, j)$, $b_1(i, j)$ and $a_{k,l}(i, j)$, $b_{k,l}(i, j)$ for different basis years l (see eq.5 and 6). Figure 5 shows the climatological average of the growth factors $\overline{g_{k,65}}$ in comparison to that of the squared projection amplitudes $\overline{a_{k,65}^2}(i, j)$ and $\overline{b_{k,65}^2}(i, j)$ at optimization and initial time respectively for the SVs 1 to 30. The peak for $k = 7$ and $k = 8$ in $\overline{g_{k,65}}(j)$ is due to relatively high growth factors of $s_7(0, 65)$ and $s_8(0, 65)$ in other basic flows. The expectation value for $\overline{a_{k,l}^2}(i, j)/\overline{E}$ and $\overline{b_{k,l}^2}(i, j)/\overline{E}$ is $100/480\% \simeq 0.2\%$. A comparison of the curves reveals that only fully developed SVs (at $t = t_{opt}$) with large growth factors have large projection amplitudes. Among the first 30 SVs of season $l = 65$ there are several RWT mode components (e.g. $k = 1, 2, 3, 5, 7$ and 8). Since they are more localized than other SVs, we asked, which SVs are dominant in which region. We defined different regions with nearly equal area. We found remarkably high projection amplitudes for RWT mode components at $t = t_{opt}$ and for maximally decaying SVs (which have shapes at initial time similar to those of RWT modes at optimization time) at $t = 0$ (not shown).

Let us now focus on the NPAC mode, which corresponds to $s_1(t, j)$ and $s_2(t, j)$ for all years j . Fig.6 shows the fractions of kinetic energy in the appropriate region explained by the NPAC mode ($E_0(i, j)$ and $E_{96}(i, j)$ defined in 10) for 270 days of seasons $j = 65$ to $j = 67$. It is remarkable that the fully developed NPAC mode explains up to 60 % of the climatological average of the kinetic energy in the region of occurrence. A strong variability of E_{96} can be observed around the average value $\overline{E}_{96} = 12.4\%$. In contrast, the energy fraction E_0 has the order of the statistical expectation value of 1.3%, as shown by the curve $E_0(t)$. Remarkably,

the seasonally averaged energy $\tilde{E}_{96}(j)$ is correlated with the singular values $\sigma_1^2(j)$ and $\sigma_2^2(j)$ ($c_{\sigma_1^2, \tilde{E}_{96}} = 0.46$). Assuming 40 independent random values, the probability is 99 % that the correlation threshold $c_{th99} = 0.37$ will not be exceeded (*Storch and Zwiers, 1999, ch.8.2.3*).

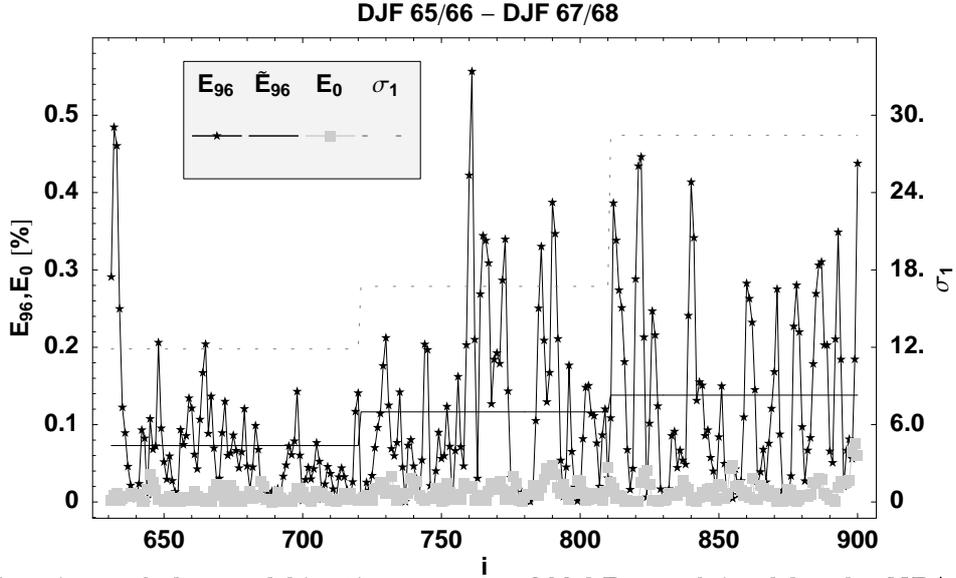


Figure 6: Fractions of observed kinetic energy at 300 hPa explained by the NPAC modes at development times $t = 0\text{h}$ in the NSAP and at $t = 96\text{h}$ in the NPAC region on 270 days of the DJF seasons 65/66 ($j = 65$) to 67/68 ($j = 67$).

The projection amplitudes for the 3600 days in 40 seasons, in parts presented in Fig.6, were used to calculate the observed time lag Δt between $E_0(i, j)$ and $E_{96}(i, j)$ and the observed growth factors $\sigma_{obs, l, m}(i, j)$ (eq.11). The left picture in Fig.7 shows a significant correlation maximum ($c_{max} = 0.142$, $c_{th99} = 0.04$) between $E_0(i, j)$ and $E_{96}(i, j)$ for the time lag of 72h. Regarding that the observed projection amplitudes $E_0(i, j)$ of the SVs at initial time are nearly 0.8% of the climatological kinetic energy $\overline{E_{ASNP}}$ which is much smaller than the physical precision of analysed data ($\simeq 3\%$ of the averaged values) and that the distance between subsequent dates is 24h, the result can be seen consistent with the optimization time $t_{opt} = 96\text{h}$, for which the correlation is found to be 0.09.

The right picture in Fig.7 shows the dependency of the eigenvalues $\sigma_1^2(j)$ and the seasonally averaged observed growth factors $\sigma_{obs, 96}^2(j)$, assuming a time lag $\Delta t = 96\text{h}$. The dependency for $\Delta t = 72\text{h}$ is very similar. The regression line $f(\sigma) = 0.2 + 1.0\sigma$ is calculated as a two side least square fit. It is consistent with the theoretical line $f_t(\sigma) = \sigma$. The correlation coefficient between $\sigma_1^2(j)$ and $\sigma_{obs, 96}^2(j)$ was found to be 0.41 ($c_{th99} = 0.37$).

3.3 Singular Vectors and Teleconnections

The high spatial localisation of propagation paths makes the SVs a possible link between weather and climate time scales. The results of the previous section provide evidence for the dynamical relevance of the NPAC mode in atmospheric dynamics. In this region the PNA occurs. It appears obvious to try to connect both.

The PNA-Index as defined by *Wallace and Gutzler (1981)* reflects large scale variability of atmospheric fields. We therefore compare it with the energy explained by the NPAC mode at optimization time. Fig.8 shows the seasonally averaged time series of the kinetic energy

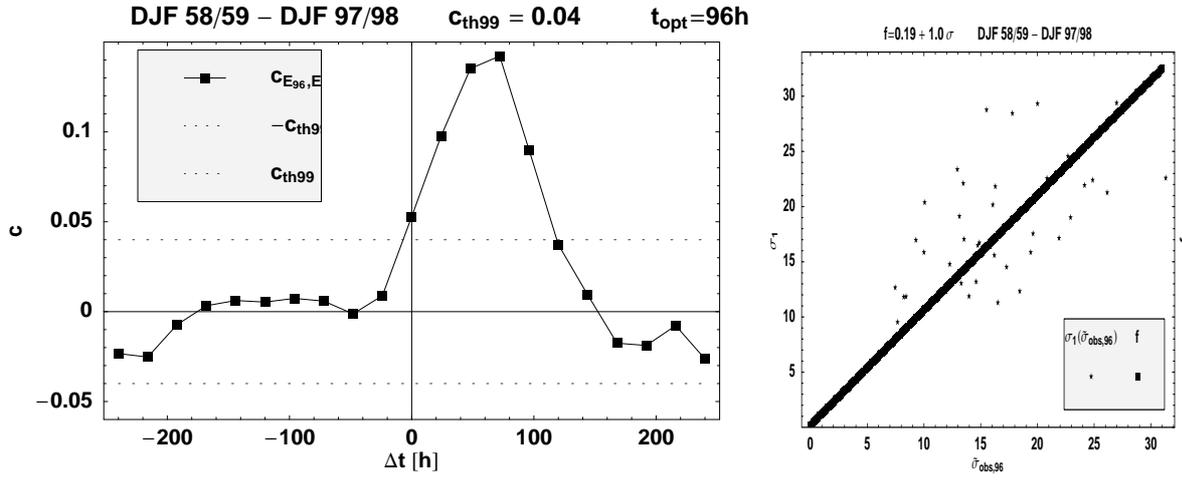


Figure 7: Observed growth factors.

$\widetilde{E}_{96}(j)$ explained by the NPAC mode (see also Fig. 6) and of the kinetic energy $\widetilde{E}_{96,67}$ explained by the NPAC mode of season $j = 67$. The third line shows the seasonally averaged PNA-Index ($PNA - I$). The correlation coefficient $c_{\widetilde{E}_{96}, PNA-I} = 0.3$ ($c_{th95} = 0.26$) is above the 95% significancy threshold. Surprisingly the correlation $c_{\widetilde{E}_{96,67}, PNA-I} = 0.52$ between the projection on the NPAC mode of season $j = 67$ and the PNA-Index is remarkably high. The correlations $c_{\widetilde{E}_{96,l}, PNA-I}$ between the seasonal energy explained by the NPAC modes of different seasons l and the PNA-Index range between 0.2 and 0.6 and provide relatively high values for seasons with high eigenvalues (e.g. $\sigma_1^2(67) = 28.4$).

However, the leading SV at $t = 96$ h is located in the North Pacific region, while the PNA is found 30° to 50° further east. We investigated also SVs for longer development and optimization times. No remarkable correlation could be found between explained energy and PNA-Index for SVs at times around $t = t_{opt} = 144$ h.

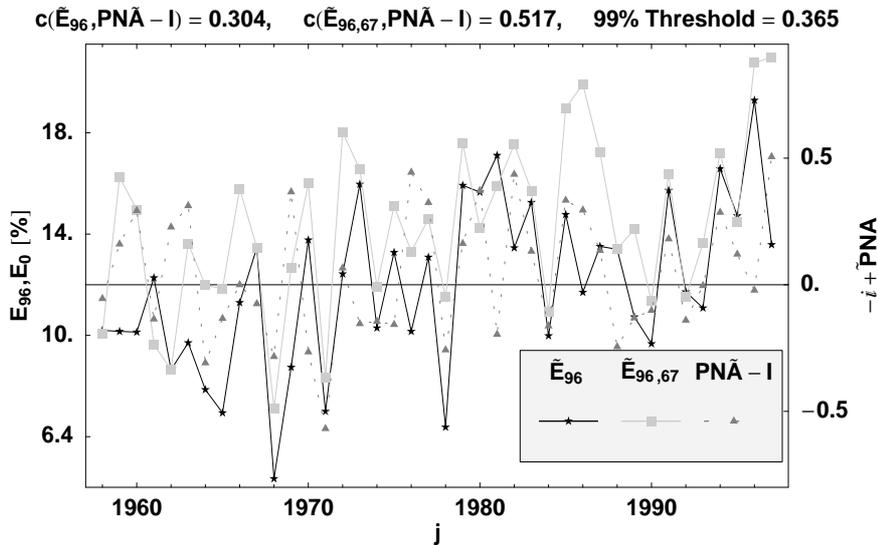


Figure 8: DJF averaged PNA-Index and DJF averaged fraction of explained kinetic energy by NPAC wave trains (see Eq.10).

4 Summary and Conclusions

We investigated RWT modes, given as Rossby wave train like SVs of an unforced, damped, barotropic model. The results indicate, that their development is dominated by the basic flow in the growth phase of 96h.

In all 40 seasonal basic flows considered seven RWT modes could be found. Only two RWT modes can be found in forced (*Li and Ji, 1997*) and unforced SVs of climatological basic flows. Interestingly, the shapes and propagation paths of the RWT modes identified are remarkably constant. This makes them a reasonable candidate to connect the time scales of weather and climate and the finite time instability a possible mechanism for organizing teleconnections.

Remarkably, the fractions of kinetic energy explained by the fully developed ($t = t_{opt}$) components of the RWT modes in observed 300hPa streamfunction data are large (up to 60% of the climatological kinetic energy in each region). On the other hand, marginally growing or decaying SVs, SVs without a RWT mode structure, or SVs at $t = 0$ explain only small fractions of energy. This indicates that all fully developed RWT modes exhibit spatial structures which are well observed in the atmosphere.

The RWT mode with highest energy growth is the NPAC mode, which components are the leading SVs for each of the seasonal basic flows. This gave us the opportunity to compare the space-time structure of the calculated and of the observed NPAC mode. We found the observed time lag of the NPAC mode to be consistent with the time lag of 96h (optimization time) assumed in the calculation of the SVs. Furthermore, we found the observed energy growth of the NPAC mode to have nearly the same expectation value as and to be significantly correlated with the eigenvalues. This indicates, that finite time instability is able to describe important features of the observed NPAC modes structure.

Finally, we investigated the suggested relevance of the NPAC mode for the PNA teleconnection. Indeed, we found a weakly significant correlation ($c=0.3$) between the time series of the fraction of kinetic energy $\widetilde{E}_{t_{opt}}(j)$ explained by the NPAC mode and the time series of the PNA-Index $\widetilde{PNA} - I(j)$. Interestingly, we found a significant correlation of 0.52 for the energy explained by the strongly growing NPAC mode of season 67/68 ($\widetilde{E}_{t_{opt}}(j)$) and no significant correlation using projections on SVs for longer optimization times (e.g. $t_{opt} = 144h$).

During the growth phase of 96h the dynamics of the NPAC mode seems to be dominated by the basic flow. Beyond this time other processes become dominant (nonlinearity, forcing and dissipation). We found a spread of propagation paths, changes in shape and no correlation with the PNA-Index.

The results give further evidence for the importance of finite time instability for atmospheric dynamics on timescales beyond the weather and give some hints for a possible connection between SVs and the dynamics of teleconnections. An explanation of the PNA seems not to be possible in the framework of a damped, unforced barotropic model.

Acknowledgements: We wish to thank Dr.H.Heinrich for providing the numerical scheme for SV analysis and Mr.F.Senf for processing of the projection amplitudes. This work was supported by the German Climate Research Program (DEKLIM).

References

- Borges, M. D., and P. D. Sardeshmukh, Barotropic Rossby Wave Dynamics of Zonally Varying Upper-Level Flows During Northern Winter, *J.Atmos.Sci.*, 52, 3779–3796, 1995.
- Branstator, G., Circumglobal Teleconnections, the Jet Stream Waveguide, and the North Atlantic Oscillation, *J.Clim.*, 15, 1893–1910, 2002.
- Buizza, R., and T. Palmer, The Singular-Vector Structure of the Atmospheric Global Circulation, *J.Atmos.Sci.*, 52, 1434–1456, 1995.
- Goodman, J. C., and J. Marshall, Using Neutral Vectors to Study Low-Frequency Atmospheric Variability, *J.Atmos.Sci.*, 59, 3206–3222, 2002.
- Heinrich, H., Optimal wachsende Störungen in einem barotropen Modell, Diplomarbeit, LIM, Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Stephanstr.3, 04107 Leipzig, 1999.
- Hoskins, B., R. Buizza, and J. Badger, The Nature of Singular Vector Growth and Structure, *QJR Meteorol.Soc.*, 126, 1565–1580, 2000.
- Hoskins, B. J., and T. Ambrizzi, Stationary Rossby-Wave Propagation in a Baroclinic Atmosphere, *QJR Meteorol.Soc.*, 123, 919–928, 1997.
- Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, The Steady Linear Response of a Spherical Atmosphere to Thermal and Orographic Forcing, *J.Atmos.Sci.*, 38, 1179–1196, 1981.
- Kalnay, E., et al., The ncep/ncar 40-year reanalysis project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77, 437–471, 1996.
- Lau, N.-C., The Observed Structure of Tropospheric Stationary Waves and the Local Balance of Vorticity and Heat, *J.Atmos.Sci.*, 36, 996–1016, 1979.
- Li, Z., and L. Ji, Efficient Forcing and Atmospheric Teleconnections, *QJR Meteorol.Soc.*, 123, 2401–2423, 1997.
- Metz, W., Singular Modes and Low-Frequency Atmospheric Variability, *J.Atmos.Sci.*, 51, 1740–1753, 1994.
- Navarra, A., Teleconnection Patterns, in *Analysis of Climate Variability*, edited by H. V. Storch and A. Navarra, pp. 215–225, Springer-Verlag, 1995.
- Sardeshmukh, P. D., M. Newman, and M. D. Borges, Free Barotropic Rossby Wave Dynamics of the Wintertime Low-Frequency Flow, *J.Atmos.Sci.*, 54, 5–23, 1997.
- Simmons, A. J., J. M. Wallace, and G. W. Branstator, Barotropic Wave Propagation and Instability, and Atmospheric Teleconnection Patterns, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1363–1392, 1983.
- Storch, H. V., and F. W. Zwiers, *Statistical Analysis in Climate Research*, Cambridge University Press, 1999.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, Teleconnections in Geopotential Height Field During the Northern Hemisphere Winter, *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784–812, 1981.

Jahresbericht des Institutes für Meteorologie der Universität Leipzig 2003

1 Bearbeitete Forschungsprojekte

Untersuchung transienter Wellenzüge in der Troposphäre der Südhemisphäre bei ruhiger und gestörter Stratosphäre.

Dipl. Met. Harald Heinrich, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz, Dipl. Ing. Jutta Rehner

Finanzierung: DFG (HA 2932/2)

In dem Projekt wird die Anregung langer transienter Wellen in der Stratosphäre der Südhemisphäre durch synoptische Störungen der Troposphäre untersucht. Die Untersuchung soll auf EZMWF-Analysedaten bzw. NCEP/NCAR-Reanalyse-Daten beruhen, aber insbesondere auch durch neue CHAMP-Satellitendaten ergänzt werden. Die relevanten Strukturen transienter Wirbel in der Troposphäre werden mittels der komplexen EOF-Analyse aufgespiert.

SST Korrelationen zwischen verschiedenen Ozeanbecken aufgrund großskaliger Rossbywellenausbreitung

Dr. Andreas Will, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz

Finanzierung: BMBF (DEKLIM 01 LD 0023)

Rosbywellen sind für die Organisation von großskaligen Strukturen in geophysikalischen Fluiden von fundamentaler Bedeutung. Eine lokale Anregung wird durch Rossbywellenzüge in globale Störungsmuster überführt, welche für die Variabilität des Klimas und auch für eine mögliche Klimaänderung besonders wichtig sind. Das geplante Projekt soll untersuchen, inwieweit atmosphärische Rossbywellen als ein Informationsüberträger zwischen verschiedenen Ozeanbecken fungieren. Aus der Verteilung der Variabilität der Meeresoberflächentemperatur (SST) und typischer oszillierender SST-Anomaliemuster lässt sich schließen, dass sich SST-Anomalien in eigentlich getrennten Ozeanbecken nicht unabhängig voneinander entwickeln. Die plausibelste Erklärung für solch eine synchrone SST-Anomalieentwicklung ist eine Kopplung der Ozeanbecken durch organisierte atmosphärische Wellenzüge, die durch eine lokale Anregung ausgelöst wurden. Das Ziel des geplanten Projekts ist erstens, eine Untersuchung der Anregungsmuster, die besonders geeignet sind, lokale kinetische Störungsenergie aus der kinetischen Energie des Grundstromes zu ziehen. Solche lokalen Muster regen in der Regel relativ schnell wachsende Rossbywellenzüge an, die geeignet sind, verschiedene Ozeanbecken zu koppeln. Zweitens soll untersucht werden, welche Struktur SST-Anomalien haben, die von solchen atmosphärischen Wellenzügen verursacht werden. Dazu wird ein numerisches Ozeanmodell verwendet. Von besonderer Bedeutung ist der Zusammenhang dieser welleninduzierten SST-Anomalien mit den anfänglichen lokalen Störungen. Nur wenn die SST-Anomalien diese lokalen Muster unterstützen, sind instabile Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkungen möglich. Es wird vermutet, dass Wechselwirkungen dieser Art für interdekadische Schwingungen verschiedener Variablen des Systems Ozean-Atmosphäre verantwortlich sind.

Wellen in Stratosphäre und Thermosphäre aus Atmosphärensondierungen mit CHAMP

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Prof. Dr. G. Tetzlaff, Dr. M. Lange, Dr. Madineni, V.R.

Finanzierung: Drittmittel (DFG: JA 836/4-1 und 2)

Vom CHAMP-Satelliten aus werden mit Hilfe von GPS-Messungen Vertikalprofile der Refraktivität der Atmosphäre erstellt, woraus Profile der Temperatur und des Wasserdampfes in Troposphäre und Stratosphäre abgeleitet werden, sowie die Elektronenkonzentration in der unteren Ionosphäre. Aus den gemessenen, global verteilten Profilen wird die globale Verteilung und Klimatologie von großskaligen planetaren Wellen (zonale Wellenzahlen 1-4) bestimmt. Die Ergebnisse werden mit Daten aus Radiosonden- und Radarmessungen verglichen. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, welches auch die Erstauswertung der Daten vornimmt. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reiger, Satellitenbetrieb und Datenbereitstellung).

Erstellung und Anwendung tomographischer Verfahren zur Analyse des Elektronengehalts der Ionosphäre

Dr. A. Raabe, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dipl.-Met. C. Stolle
Finanzierung: Drittmittel (DFG: RA 569/5-1 und 2)

Die vom CHAMP-Satelliten aus gemessenen Daten des Gesamtelektronengehalts (TEC) sowie TEC-Daten aus bodengestützten GPS-Messungen werden mit Hilfe tomographischer Verfahren zu dreidimensionalen Karten des Elektronengehalts der Ionosphäre zusammengesetzt. Die Untersuchungen beziehen sich in einem ersten Schritt auf die europäische Region, um eine entsprechende Auflösung zu gewährleisten. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, die Erstauswertung der Daten wird vom DLR Neustrelitz vorgenommen. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reigber, Satellitenbetrieb) und dem DLR Neustrelitz (Dr. Jakowski, Datenbereitstellung und Analyse der TEC-Daten).

Kopplung von Stratosphäre, Mesosphäre und unterer Thermosphäre durch die quasi 2-Tage-Welle

Prof. Dr. G. Tetzlaff, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. A. Pogoreltsev, Dipl.-Met. K. Fröhlich, Dr. E.G. Merzlyakov
Finanzierung: Drittmittel (BMBF: AFO2000, FKZ 07ATF10)

Die mittlere Zirkulation der Stratosphäre und Mesosphäre wird durch die Variabilität der solaren Strahlung innerhalb des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus entscheidend beeinflusst. In Zeiten hoher solarer Aktivität wird, hauptsächlich durch die erhöhte Absorption im UV-Bereich, der stratosphärische und mesosphärische sommerliche Ostwind verstärkt. Dies kann über den Prozess einer erhöhten baroklinen Instabilität zu einer verstärkten Anregung der quasi 2-Tage-Welle führen, welche in der unteren Thermosphäre maximale Amplituden erreicht. Es ist daher möglich, dass über den "Downward Control"-Mechanismus die polaren Regionen der Mesosphäre und oberen Stratosphäre zusätzlich erwärmt werden, was zu einer weiteren Verstärkung des Mesosphärenjets und somit zu einer positiven Rückkopplung führt. Über diesen Mechanismus kann - zumindest für die Sommermonate - erklärt werden, wieso das Signal des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus in der mittleren Atmosphäre sehr stark ist, obwohl die Variation solarer Strahlung relativ gering ist.

Regionale Strukturen im hochatmosphärischen Wind

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Prof. Yu.I. Portnyagin, Institut für Experimentelle Meteorology, Obninsk, Russland, Prof. Dr. J. Forbes, Prof. S. Palo, Universität Colorado, Boulder, USA
Finanzierung: Drittmittel (NATO: EST-CLG 978231)

Untersuchungen zu regionalen Variationen in der mittleren Atmosphäre sind selten. Einige bisherige Messungen lassen jedoch vermuten dass, ähnlich wie in der Troposphäre, die mesoskaligen Prozesse eine nicht unerhebliche Rolle spielen. Daher sind Untersuchungen, die auf eine Analyse regionaler Strukturen zielen, notwendig. Erste Hinweise sollen Vergleiche langer Zeitreihen mittlerer Breiten geben. Das Projekt wird in Zusammenarbeit mit dem Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk, und der Universität von Colorado, Boulder, durchgeführt.

Meteorradaruntersuchungen der hochatmosphärischen Struktur interner Schwerewellen

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. V.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik (Kharkiv National University of Radio Electronics, Radio engineering faculty)
Finanzierung: DAAD, Leohard-Euler-Stipendienprogramm

Anhand der Radarwindmessungen in Charkiw, Ukraine, Im Höhenbereich 80-100 km werden die Parameter interner Schwerewellen untersucht. Die Ergebnisse sollen mit Literaturangaben, aber insbesondere mit denjenigen am Observatorium Collm der Universität Leipzig gemessenen Winden in diesem Höhenbereich verglichen werden.

Untersuchung der Koppelungsprozesse zwischen Stratosphäre /Troposphäre und der Meteorzone (80-100 km) der Atmosphäre

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. A.N. Oleynikov, V.N. Mukha, Kharkiv National University of Radio Electronics, Radio engineering faculty.
Finanzierung: DAAD, Leohard-Euler-Stipendienprogramm

Anhand verschiedener Radarwindmessungen in Charkiw, Ukraine, in den 3 Höhenbereichen Troposphäre, untere Stratosphäre und Mesopausenregion werden Koppelungsprozesse zwischen den verschiedenen Schichten der Atmosphäre anhand der Korrelation auf unterschiedlichen Zeitskalen von wenigen Minuten bis Tagen untersucht. Die Ergebnisse sollen mit Literaturangaben, aber insbesondere mit denjenigen am Observatorium Collm der Universität Leipzig gemessenen Winden in diesem Höhenbereich verglichen werden. Numerische Simulationen mit dem COMMA-LIM Modell der Universität Leipzig ergänzen die Untersuchungen.

Unsicherheitsanalysen zur Parametrisierung von Prozessen der Biosphäre und Hydrosphäre in atmosphärischen Modellen

Prof. Dr. Nicole Mölders, Mihailo Jankov, Leslie Prochaska, Amy Rulo, Mark A. Olson (Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks)
Finanzierung: BMBF AFO-2000

Ziel des Projektes ist es, für verschiedene in Deutschland verwendete Parametrisierungen der hydrometeorologischen Prozesse an der Grenzfläche 'Biosphäre/Hydrosphäre-Atmosphäre' einen Unsicherheitsbereich für die berechneten Spurenstoff-, Energie- und Wasserflüsse anzugeben, der auf die in den Parametrisierungen notwendigerweise verwendeten festen Werte der pflanzenphysiologischen (z.B. stomatäre Widerstände, Blattflächenindex, Albedo, Emissivität) und bodenphysikalischen Parameter (z.B. Albedo, Emissivität, Porengrößenverteilung, Porosität, Wasserpotential bei Sättigung, hydraulische und thermische Leitfähigkeit) zurückzuführen ist. Die wesentlichen Unterschiede in den aktuellen Modellkonzeptionen wurden analysiert und die Modelle in entsprechende, verschiedene Klassen eingeteilt, für die dann Repräsentanten für weitere Untersuchungen gewählt wurden. Für die Repräsentanten wurden die Gleichungen zur Fehlerberechnung hergeleitet und programmiert. Diese Gleichungen zur Fehlerberechnung werden z.Zt. in die Trägerplattform (MM5) implementiert, um die Fehleranalyse im Rahmen von kompletten 3D-Simulationen durchzuführen. Ein Testfall wurde ausgewählt, zu dem auch experimentelle Daten (zur Evaluation) vorliegen. Zur Zeit werden erste Testsimulationen durchgeführt.

Quantifizierung der Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän

Dr. Manfred Mudelsee, Prof. Dr. Gerd Tetzlaff, Prof. Dr. Maureen Raymo (Boston University, USA)
Finanzierung: DFG (Mu 1595/2-1, 2-2), Forschungsstipendium

Die Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän, vor ca. 3 Millionen Jahren, bedeutete einen Klimawechsel von weltweitem Ausmaß. Sauerstoffisotopenzusammensetzungen, gemessen an Foraminiferenschalen in Tiefseesedimentkernen, dokumentieren die Zunahme des Eisvolumens und die Abnahme der Temperatur. Bisher nur ungenau bestimmt ist jedoch das quantitative Verhältnis dieser Signale, was die Dateninterpretation behindert. Auch existieren mehrere Theorien, welche geologisch-klimatischen Vorgänge zur Nordhemisphärenvereisung geführt haben können. In diesem Projekt wird eine vom Antragsteller in die statistische Praxis eingeführte Regressionstechnik benutzt, um den mittleren Verlauf der Sauerstoffisotopenzusammensetzung im Bereich 2 bis 4 Millionen Jahre vor heute zu quantifizieren. Eine breite Datenbasis (benthisch, planktisch), zusammen mit bestehenden Temperaturrekonstruktionen, erlaubt eine genauere Quantifizierung des Signalverhältnisses Eisvolumen/Temperatur. Statistisch geschätzte Start- und Endzeitpunkte der Nordhemisphärenvereisung gestatten eine bessere Eingrenzung bestehender geologisch-klimatischer Ursachenerklärungen. Angaben der Schätzunsicherheiten, unabdingbar für Klimaanalysen, basieren auf umfangreichen Simulationsrechnungen.

Wahrscheinlichkeiten starker Stürme im Gebiet der Nordsee während der letzten 500 Jahre

Dr. Manfred Mudelsee
Finanzierung: Drittmittelprojekt, Risk Prediction Initiative (Bermuda)

In Europe, since 1990 windstorms caused over 430 deaths and economic damages in the order of 30 billion US\$ (Munich Re 2001). An estimation of the time-dependent occurrence rate (probability of event per year versus time) of such extreme events is evidently needed by both researchers studying climatological causes as well as insurance companies needing to quantify the risk. For that purpose, long, homogeneous (unbiased) and high-quality historical records of European windstorms are required and, further, a precise statistical method. Here we propose to use Lamb's (1991) compilation of major windstorms over the North Sea over the last 500 to 600 years. This region shows an unequaled abundance of historical reports. These data shall be homogeneity-controlled using Weikinn's (1958-2002) documentary sources on mid-European climate since A.D. 1500, containing about 20 000 entries. The data are extended to the present using measurements from the DWD (Deutscher Wetterdienst, Offenbach, Germany). Using those references, a 500-year long, homogeneous record of major central European (North Sea region) windstorms shall be produced. Kernel occurrence rate estimation

(Cowling et al. 1996) has several advantages over using ordinary histograms: they (1) avoid the problem where to place the class bounds, (2) render a smooth estimate, (3) allow bandwidth selection using cross-validation, and (4) permit confidence band construction using bootstrap techniques. The statistical test after Cox and Lewis (1966) of hypothesis “constant occurrence rate” is used as an additional tool for confirming observed trends. An important aspect of European windstorms is seriality—a whole series of several storms may occur in a season, leading to increased damages. Seriality is taken into account in our analyses by marking each windstorm-year with the number of storms. The time-dependent occurrence rates are estimated for each mark separately. This helps to assess, for example, whether or not seriality is connected with an increased occurrence rate. The proposed method can be used for records of observed extreme events of any kind. Thus, besides the expected results regarding European windstorms, we also envision that this study will have impact on the methodology applied to analyze extreme climate and weather events in general.

Quantitative Ermittlung des Sturmrisikos für repräsentative Gebiete Deutschlands in hoher räumlicher Auflösung

Dipl. Met. Kai Radtke, Prof. Gerd Tetzlaff

Finanzierung: BMBF, Fördernummer 01SF9976/8, Deutsches Forschungsnetz Naturkatastrophen (DFNK)

Das Vorhaben soll dazu beitragen, die neuesten Methoden der Modellierung anzuwenden, um zu einer regionalen Verteilung der Sturmstärken und des Schadensrisikos zu gelangen. Die Auswirkungen und die Entstehung extremer Sturmereignisse sollen untersucht werden. Dazu werden mit dem mesoskaligen Modell LM des DWD verschiedene Sturmszenarien erstellt. Aus diesen wird dann mit einem Downscaling Verfahren eine regionale Windverteilung abgeleitet, mit Hilfe einer Schadensfunktion werden die entstehenden Schäden abgeschätzt.

Erstellung eines Kataloges von Sturmfeldern der Außertropen mittels numerischer Modellierung

Dipl. Met. Kai Radtke, Prof. Gerd Tetzlaff

Finanzierung: Drittmittel

Ausgehend von historischen Sturmereignissen werden Simulationen mittels eines Mesoskaligen Modells, dem Lokal Modell des DWD, durchgeführt. Durch Variierung der Anfangs- und Randbedingungen wird die Intensivierbarkeit von Sturmzyklonen untersucht. Die Generierung verstärkter Windfelder hat das Ziel, die Abdeckung mit Extremereignissen zu erhöhen. Eine statistische Auswertung der erzeugten Windfelder soll helfen regionale Unterschiede im Risiko von Sturmschäden zu beurteilen.

Akustische Tomographie der atmosphärischen Grenzschicht zur Validierung eines LES (Large-Eddy Simulation) Modells

Dr. Klaus Arnold, Dr. Astrid Ziemann, Dr. Armin Raabe

Dr. Siegfried Raasch, Dr. Sonja Weinbrecht (Institut für Meteorologie und Klimatologie Universität Hannover)

Finanzierung: DFG, RA 569/4-2

Large Eddy Simulationen (LES) atmosphärischer Strömungen können Wirbelstrukturen mit Durchmessern bis hin zu wenigen Metern auflösen. Damit sind diese Modelle dafür prädestiniert, kleinskalige, turbulenzgeprägte Strömungsphänomene und Prozesse zu untersuchen. Ein akustisches tomographisches Verfahren, angewendet auf die atmosphärische Grenzschicht, ist in der Lage, räumliche Mittelwerte der Lufttemperatur und des bodennahen Strömungsfeldes in einer mit den Berechnungen des LES-Modells vergleichbaren Auflösung zu erfassen. Ziel des Vorhabens ist, das Abbild der Entwicklung von konvektiven Strukturen in einer bodennahen Luftschicht mit Hilfe dieses Verfahrens darzustellen und mit den Strukturen zu vergleichen, die das LES-Modell bei Vorgabe der meteorologischen Rahmenbedingungen simuliert.

Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messung und Prognose von Schießlärm

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe

Finanzierung: Bundesministerium für Verteidigung, E/E 91 S/Z0520/X5144

Ein operationell anwendbares Verfahren für die Berücksichtigung einer meteorologisch beeinflussten Schallausbreitung auf Messung und Prognose von Schießlärm wird entwickelt. Aus der statistischen Analyse des höhenveränderlichen Windvektors und der Lufttemperatur leiten sich Schallgeschwindigkeitsprofile ab, auf deren Grundlage die Berechnung des atmosphärischen Einflusses auf die Schallausbreitung erfolgt. In einer Datenbank werden die Ergebnisse dieser Berechnungen zusammengefasst und anwenderspezifisch aufbereitet.

VERTIKaltransporte von Energie und Spurenstoffen an Ankerstationen unter KOMplexen natürlichen Bedingungen (VERTIKO /STINHO) - Struktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe
Dr. Siegfried Raasch, Dr. Michael Schröter (Institut für Meteorologie und Klimatologie Univ. Hannover)
Dr. Jens Bange, Dipl.Math. Peter Zittel (TU Braunschweig, Inst. f. Luft- und Raumfahrtssysteme)
Dipl. Ing. Th. Conrath (Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig)
Finanzierung: BMBF, 07ATF37-ULLIM

Im Rahmen diese Projektes wird, ergänzt durch numerische Simulationen (Univ. Hannover) und unterstützt durch Flugzeugbeobachtungen (TU Braunschweig), experimentell untersucht, wie der vertikale turbulente Energieaustausch durch eine heterogene Unterlage modifiziert wird und von welcher Größe der Einfluss horizontaler turbulenter Energieflüsse über einer heterogenen Landschaft ist. Dabei steht die Erfassung horizontaler Wind- und Lufttemperaturfelder mit Hilfe akustischer tomographischer Verfahren im Mittelpunkt. Horizontale Divergenzen im turbulenten Wärmestrom über einem heterogenen Gelände sollen durch die Anwendung einer über einer Fläche verteilten Kombination von Licht- und Schalldurchstrahlungsmesstechniken (akustische Tomographie, optische Scintillometrie, Infrarot-Thermographie) quantifiziert werden.

Entwicklung eines Gerätesystems für akustische Tomographie zur Erfassung umweltrelevanter Daten – mehrdimensionale Datenerfassung und implementierte Echtzeitauswertung

Dipl. Met. Manuela Barth, Dr. Armin Raabe
Dipl. Ing. G. Papsdorf, Dipl. Ing. R. Müller (Sinus Messtechnik GmbH Leipzig)
Finanzierung: Drittmittel (SAB – Projektnummer: 7475/1183)

Das am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig entwickelte akustisch tomographische Verfahren zur in situ Aufnahme umweltrelevanter Daten soll im Hinblick auf eine industrienah produzierbare und einsatzfähige Pilotvariante modifiziert werden. Vorhandene Programmbestandteile werden vereinheitlicht, modular kombiniert und hinsichtlich einer Echtzeitauswertung optimiert. Die Zusammenarbeit mit einem mittelständigen Unternehmen der Region (SINUS Messtechnik GmbH Leipzig) ermöglicht hierbei die Einbettung der Datenauswerterroutinen in die komplexe Hardware (vielkanalige akustische Messsysteme) des Projektpartners.

Akustische Fernerkundungsstudie zum Einfluss interner Gravitationswellen auf die untere Atmosphäre

Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe, Dr. Astrid Ziemann
Dr. Igor Chunchuzov, Dr. Sergey N. Kulichkov, Dr. Vitaly G. Perepelkin (Russian Academy of Science, Obukhov Institute of Atmospheric Physics)
Finanzierung: DFG, Ra 569/9-1

Interne Gravitationswellen (IGW), die durch verschiedene Ursachen erzeugt werden, tragen in bedeutendem Umfang zum Power-Spektrum von Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen innerhalb der Atmosphärischen Grenzschicht (AGS) bei. Das Hauptziel des Projektes ist die Untersuchung der räumlichen Struktur und statistischen Eigenschaften der meso- und mikroskaligen Windgeschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen in der AGS innerhalb von Raum-Zeit-Skalen, die für die IGWs bedeutsam sind. Dabei werden verschiedene akustische Fernerkundungsverfahren eingesetzt, welche vertikale und horizontale Schnittbilder durch Temperatur- und Windfelder liefern. Die erzielten Ergebnisse sollen zur Entwicklung von Parametrisierungen der stabilen AGS in numerischen Modellen der Atmosphäre beitragen.

Die Rolle der Biomassenverbrennung für das regionale und globale Klima: Simulation des Strahlungstransports für Chemie und Dynamik in der regionalen und globalen Skala

Dipl.-Met. Katja Hungershofer, Prof. Dr. Thomas Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen, Dr. J. Trentmann, Department of Atmospheric Sciences, University of Washington, Seattle, USA)
Finanzierung: Drittmittel (BMBF: 07ATF46-TP3, Verbund EFEU)

Das Projekt befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses von Biomassenfeuer auf Strahlungstransport und Photochemie. Eingang in die Berechnungen finden die optischen Eigenschaften von Aerosolteilchen, die bei der Verbrennung von Biomasse entstehen. Dazu werden experimentelle Daten für die physiko-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen verwendet. Es wird eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften für das Biomassenaerosol entwickelt. Mit Hilfe eines flexiblen Strahlungscode werden sowohl die für die Photochemie zentralen aktinischen Strahlungsflussdichten als auch die für den dynamischen Antrieb wichtigen Strahlungser-

wärmungsraten ermittelt. Ein weiterer wichtiger Punkt widmet sich 3D-Effekten auf das Strahlungsfeld im Einflussbereich von Verbrennungswolken. Für diese Fragestellung wird das räumlich hochauflösende Mesoskalenmodell ATHAM gemeinsam mit mehrdimensionalen Strahlungstransportmodellen eingesetzt.

Modellierung des Strahlungstransports in 3D-inhomogener Bewölkung und die Entwicklung von Parametrisierungen

Dipl.-Phys. Sebastián Gimeno García, Prof. Dr. Thomas Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen, Dr. Barbara Früh (Institut für Physik der Atmosphäre, Universität Mainz), PD Dr. Jürgen Steppeler (Deutscher Wetterdienst, Offenbach)
Finanzierung: Drittmittel (BMBF: 07ATF24-TP4, Verbund 4DWOLKEN)

Die Wolken stellen die wichtigsten Modulatoren für das solare und terrestrische Strahlungsfeld dar und steuern die Austauschprozesse zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre. Bislang wird die Strahlung in Wettervorhersage- und Klimamodellen mit stark vereinfachten Versionen der klassischen eindimensionalen Strahlungstransporttheorie beschrieben. Diese 1D-Theorie erweist sich jedoch als unzulänglich, wenn man das Strahlungsfeld und die daraus ableitbaren energetischen Antriebe in realistischer, horizontal und vertikal inhomogener Bewölkung genau beschreiben möchte. In diesem Projekt werden dreidimensionale Strahlungstransportmodelle zur Bestimmung von Strahlungsflussdichten und Strahlungserwärmungsraten eingesetzt, um die räumliche und zeitliche Inhomogenität der Bewölkung besser erfassen zu können. Zur Validierung dieser Modelle dienen Feldmessungen der räumlichen Verteilung des Wolkenwassers sowie vom Flugzeug aus gemessene spektrale Strahlungsflussdichten im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot. Darauf aufbauend sollen Parametrisierungsansätze entwickelt werden, mit denen der Strahlungstransfer in nicht-hydrostatischen und hydrostatischen Mesoskalenmodellen bei Anwesenheit von Wolken genauer als bisher behandelt werden kann.

Einfluss von Aerosol-, Wolken- und Bodenbedoinhomogenitäten auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre

Dipl.-Met. Anke Kniffka, Prof. Dr. Thomas Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen), Prof. Dr. Gerd Tetzlaff, Dr. Manfred Wendisch (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig), Prof. Dr. Jost Heintzenberg (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig)
Finanzierung: DFG (Kennz. TR 315/3-1,2)

Ziel des Projektes ist die Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten in den Aerosolpartikel- und Wolkeneigenschaften sowie der Bodenbedeo auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Dazu soll ein flugzeuggetragenes System zur Messung spektraler aktinischer Strahlungsflussdichten neu aufgebaut und zusammen mit mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkenmessgeräten bei zwei Messkampagnen eingesetzt werden. Parallel dazu soll ein Modellpaket entwickelt werden zur theoretischen Beschreibung des dreidimensionalen aktinischen Strahlungsfeldes in der Atmosphäre. Auf der Basis der mit dem neuen Sensorsystem ausgeführten Messungen der aktinischen Strahlung in wolkenlosen und bewölkten Verhältnissen und gleichzeitigen Messungen von mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkeneigenschaften sollen Vergleiche mit den Ergebnissen des neuen Strahlungsmodells vorgenommen und der Einfluss von Inhomogenitäten von Aerosol und Wolken sowie der Bodenbedeo auf die aktinische Strahlung quantifiziert werden.

Photochemisch relevante Strahlung und Photolysefrequenzen in Vegetationsbeständen

Prof. Dr. Thomas Trautmann (Institut für Methodik der Fernerkundung, DLR Oberpfaffenhofen)
Finanzierung: Werkvertrag Forschungszentrum Jülich (Kennz. 23210216)

Eine probate Methode zur Behandlung des Strahlungstransportes in Vegetationsbeständen besteht darin, dass die Vegetation als ein trübes Medium aufgefasst wird. In diesem Medium werden den Vegetationselementen Absorptions- und Streueigenschaften zugewiesen werden, ähnlich also wie man für Luftbestandteile bei der Lösung der Strahlungstransportgleichung vorgeht. Die Vegetation wird im Allgemeinen mit dem sog. Blattflächenindex (LAI, leaf area index) und der Blattflächendichte (LAD, leaf area density) beschrieben und wird als horizontal homogen angenommen. Diese Methode kann für dichte Vegetation angewandt werden. Das vom BMBF geförderte Verbundvorhaben ECHO (Emission und Chemische Umwandlung biogener flüchtiger Organischer Verbindungen: Untersuchungen in und über einem Mischwaldbestand) stellt für die geplanten Modellsimulationen einen Datensatz bereit, mit welchem der Einfluss der Vegetation auf die Höhenabhängigkeit und spektrale Zusammensetzung der aktinischen Strahlung einer genauen Prüfung unterzogen werden kann.

2 Wiss. Veröffentlichungen Institut für Meteorologie

Altadill, D., E. M. Apostolov, Ch. Jacobi, N. J. Mitchell, 2003: 6-day westward propagating wave in the maximum electron density of the ionosphere. *Ann. Geophysicae* **21**, 1577-1588.

Ashkaliev, Ya.F. G.I. Gordienko, Ch. Jacobi, Yu.G. Litvinov, V.V. Vodyannikov, A.F. Yakovets, 2003: Comparison of travelling ionospheric disturbance measurements with thermosphere/ionosphere model results. *Ann. Geophysicae* **21**, 1031-1038.

Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, G. Spindler, 2003: Spatial variability of temperature and wind over heterogeneous surfaces, In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 73-84.

Barth, M., A. Raabe, 2003: Auflösbarkeit turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mittels akustischer Laufzeitomographie. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 44-60.

Cierpik, K. M., J.M. Forbes, S. Miyahara, Y. Miyoshi, A. Fahrutdinova, C. Jacobi, A. Manson, C. Meek, N.J. Mitchell, Y. Portnyagin, 2003: Longitude variability of the solar semidiurnal tide in the lower thermosphere through assimilation of ground- and space-based wind measurements. *J. Geophys. Res.* **108**, DOI: 10.1029/2002JA009349.

Eckstein, E., D. Perner, Ch. Brühl, T. Trautmann, 2003: A new actinic flux 4 δ -spectroradiometer: instrument design and application to clear sky and broken cloud conditions. *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 1965-1979.

Fahrutdinova, A.N., V.V. Guryanov, D.V. Korotyshkin, A.H. Manson, C.E. Meek, Ch. Jacobi, D. Kürschner, 2003: Planetary waves activity and rotational effects in the mid-latitudes of the lower and middle atmosphere (0-100km). *Adv. Space Res.* **32**, 869-784.

Fahrutdinova, A.N., V.V. Guryanov, D.V. Korotyshkin, A.H. Manson, C.E. Meek, Ch. Jacobi, D. Kürschner, 2003: Longitudinal variability of the zonal and meridional circulation and the intensity of planetary waves in the lower and the middle atmospheres. *Adv. Space Res.* **32**, 1759-1764.

Fleitmann D., S.J. Burns, M. Mudelsee, U. Neff, J. Kramers, A. Mangini, A. Matter, 2003: Holocene forcing of the Indian monsoon recorded in a stalagmite from Southern Oman. *Science* **300**:1737-1739.

Fröhlich, K., A. Pogoreltsev, Ch. Jacobi, 2003: Numerical simulation of tides, Rossby and Kelvin waves with the COMMA-LIM model. *Adv. Space Res.* **32**, 863-868.

Fröhlich, K., A. Pogoreltsev, Ch. Jacobi, 2003: Tides, Rossby and Kelvin waves simulated with the COMMA-LIM model. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 149-155.

Fröhlich, K., A. Pogoreltsev, Ch. Jacobi, 2003: The 48-layer COMMA-LIM model. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 157-185.

Fröhlich, K., Ch. Jacobi, 2003: Der solare Zyklus in der mittleren Atmosphäre: Änderungen in der mittleren Zirkulation und den Ausbreitungsbedingungen der planetaren Wellen. In: J. Negendank (Hrsg.): *6. Deutsche Klimatagung. Terra Nostra, Alfred-Wegener-Stiftung* **6**, 155-160.

Früh, B., E. Eckstein, T. Trautmann, M. Wendisch, M. Fiebig, U. Feister, 2003: Ground-based measured and calculated spectra of actinic flux density and downward UV irradiance in cloudless conditions and their sensitivity to aerosol microphysical properties. *J. Geophys. Res.*, **108**, DOI:10.1029/2002JD002933.

Gimeno García, S., T. Trautmann, 2003: Radiative transfer modelling in inhomogeneous clouds by means of the Monte Carlo method. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, **30**, 29-43.

Holstein, P., R. Müller, A. Raabe, M. Barth, D. Mackenzie, K. Arnold, A. Ziemann, M. Schatz, 2003: Acoustical Tomographic Imaging of flow fields. In *Proc. 3rd World Congress on Industrial Process Tomography*, Banff, Canada, 318-323.

- Hungershöfer, K., T. Trautmann, 2003: Investigations into the impact of the lower boundary condition on the reflected solar radiance field. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 1-12.
- Jacobi, Ch., M. Lange, D. Kürschner, 2003: Influence of anthropogenic climate gas changes on the summer mesospheric/lower thermospheric meridional wind. Meteorol. Z., N.F. **12**, 37-42.
- Jacobi, Ch., D. Kürschner, H.G. Müller, D. Pancheva, N.J. Mitchell, B. Naujokat, 2003: Response of the mesopause region dynamics to the February 2001 stratospheric warming. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. **65**, 834-855.
- Jacobi, Ch., D. Kürschner, 2003: Small September semidiurnal tidal amplitudes over Collm in 2002. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 121-126.
- Jacobi, Ch., D. Kürschner, 2003: Variabilität der mittleren Atmosphäre über Mitteleuropa im Zeitbereich von 2 - 20 Jahren. In: J. Negendank (Hrsg.): 6. Deutsche Klimatagung. Terra Nostra, Alfred-Wegener-Stiftung **6**, 214-221.
- Kniffka, A., T. Trautmann, 2003: Vergleich zweier numerischer Verfahren zur Impulsadvektion in einem dreidimensionalen mikroskaligen Strömungsmodell. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VI-II), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 13-28.
- Kürschner, D., Ch. Jacobi, 2003: Quasi-biennial and decadal variability obtained from long-term measurements of nighttime radio wave reflection heights over central Europe. Adv. Space Res. **32**, 1701-1706.
- Kürschner, D., Ch. Jacobi, 2003: Long-term behaviour of E-region nighttime LF reflection heights – long-term trend, solar cycle, and the QBO. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 127-135.
- Lange, M., Ch. Jacobi, 2003: Analysis of gravity waves from radio occultation measurements. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer (Hrsg.): First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies, Springer, Berlin, 479-484.
- Merzlyakov, E., Ch. Jacobi, 2003: Some numerical results on the quasi-two-day wave excitation and propagation in the unstable summer middle atmosphere. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 186-200.
- Mudelsee M., M. Börngen, G. Tetzlaff, U. Grünwald, 2003: No upward trends in the occurrence of extreme floods in central Europe. Nature **425**, 166–169.
- Mudelsee M., 2003: Estimating Pearson's correlation coefficient with bootstrap confidence interval from serially dependent time series. Mathematical Geology **35**, 651–665.
- Niggemann S., A. Mangini, M. Mudelsee, D.K. Richter, G. Wurth, 2003: Sub-Milankovitch climatic cycles in Holocene stalagmites from Sauerland, Germany. Earth and Planetary Science Letters **216**, 539–547.
- Raabe, A., K. Arnold, A. Ziemann, M. Barth., 2003: Der Einsatz von Audiomesstechnik für die akustische Laufzeitmessung, Application Note 2003-1, SINUS Messtechnik. 4 S.
- Raabe, A., Th. Foken, 2003: Die Höhe der internen Grenzschicht im Windfeld nach einer sprunghaften Änderung der aerodynamischen Rauigkeit der Unterlage - Beispiel Küste. In Chmielewski, F.-M., Foken Th., (Hrsg.) Beiträge zur Klima- und Meeresforschung, Berlin Bayreuth, 227-237.
- Raabe, A., 2003: Die Variabilität klimatischer und ozeanographischer Größen an einer Küstenlinie - graue Literatur und graue Daten. In Chmielewski, F.-M., Foken Th., (Hrsg.) Beiträge zur Klima- und Meeresforschung, Berlin Bayreuth, 219-226.
- Radtke, K.S., G. Tetzlaff, 2003: Ansätze zur Abschätzung des Risikos von Sturmschäden am Beispiel von Köln. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 95-111.
- Schlüter, S., C. Stolle, N. Jakowski, Ch. Jacobi, 2003: Monitoring of 3-dimensional ionospheric electron density distributions based on GPS Measurements. In: Ch. Reigber, H. Lühr, P. Schwintzer, Hrsg.: First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies, Springer, Berlin, 521-527.

- Schönfeldt, H.-J., 2003: Remarks on the definition and estimation of the aeolian erosion threshold friction velocity. *Meteorol. Z.*, **12**, 137-142.
- Schönfeldt, H.-J., S. von Löwis, 2003: Turbulence-driven saltation in the atmospheric surface layer. *Meteorol. Z.*, **12**, 257-268.
- Stolle, C., S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski, 2003: 3-dimensional ionospheric electron density reconstruction based on GPS measurements. *Adv. Space. Res.* **31**, 1965-1970..
- Stolle, C., S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski, A. Raabe, 2003: Monitoring of a polar plasma convection event with GPS. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 112-120.
- Stolle, C., S. Schlüter, N. Jakowski, Ch. Jacobi, 2003: Capability of 3D ionospheric monitoring using TEC of GPS. OIST-4 Proceedings, DMI Scientific Report 03-09, Narayana Press, 217-220.
- Tetzlaff G., M. Börngen, M. Mudelsee, A. Raabe, 2003: Comparison of maximum precipitation estimates with runoff depths for the 1342 and 2002 central European flood events. *Water Resources Systems*, IAHS publication **281**, 59-66.
- Tetzlaff, G., 2003: Die letzten 50 Jahre Wetter und Klima in Norddeutschland., 5. Biomet-Tagung, In: C. Bernhofer und V. Goldberg (Hrsg.): *Tharandter Klimaprotokolle*, Universität Dresden **9**, 187-190.
- Tetzlaff, G., 2003: Das Klima der letzten 50 Jahre in Norddeutschland. In: J. Negendank (Hrsg.): 6 . Deutsche Klimatagung. *Terra Nostra*, Alfred-Wegener-Stiftung **6**, 427-430.
- Tetzlaff, G., 2003: Regional climatic change in northern Germany, DKKV 4. Forum Katastrophenvorsorge München 66-69.
- Trentmann, J., B. Früh, O. Boucher, T. Trautmann, M.O. Andreae, 2003: Three-dimensional solar radiation effects on the actinic flux field in a biomass-burning plume. *J. Geophys. Res.*, 108(D17), 4558, doi:10.1029/2003JD003422
- Venkat Ratnam, M., Ch. Jacobi, 2003: Study on stratospheric gravity wave activity: Global and seasonal variations deduced from the CHALLENGING Minisatellite Payload (CHAMP)-GPS Satellite. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 136-148.
- Will, A., U. Harlander, W. Metz, 2003: Atmospheric Singular Vectors and Teleconnections. In: J. Negendank (Hrsg.) 6. Deutsche Klimatagung. *Terra Nostra*, Alfred-Wegener-Stiftung **6**, 462-466.
- Will, A., U. Harlander, W. Metz, 2003: Inter-Basin SST Correlations due to Planetary Scale Rossby Wave Propagation: Atmospheric Singular Vectors and Teleconnections. *DEKLIM - Statusseminar*, 445-450
- Ziemann, A., 2003: Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)*, Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **30**, 61-72.

Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2003)

Dr. Klaus Arnold
 Dipl. Met. Manuela Barth
 Dipl. Met. Robin Faulwetter
 Dipl. Met. Kristina Fröhlich
 Dipl. Phys. Sebastián Gimeno García
 Dipl. Met. Harald Heinrich
 Dipl. Met. Katja Hungershöfer
 Prof. Dr. Christoph Jacobi
 Dipl. Met. Matthias Jerg
 Dipl. Met. Anke Kniffka
 Prof. Dr. Werner Metz

Dr. Manfred Mudelsee
 Dr. Alexander Pogoroltsev
 Dr. Armin Raabe
 Dipl. Met. Kai S. Radtke
 Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt
 Dipl. Met. Claudia Stolle
 Prof. Dr. Gerd Tetzlaff
 Dipl. Met. René Viertel
 Dr. Andreas Will
 Dr. Astrid Ziemann

Abschlussarbeiten am Institut für Meteorologie 2003

Habilitationen	Dr. Manfred Wendisch	Absorption of Solar Radiation in the Cloudless and Cloudy Atmosphere
	Dr. Uwe Schlink	Longitudinal Models in Biometeorology: Effect Assessment and Forecasting of Ground-level Ozone
Promotionen	Volker Jaenisch	Der Einfluss turbulenter Mischungsprozesse auf die Bildungsraten atmosphärischer Aerosolpartikel
	Stephan Leinert	Hygroscopicity of Micrometer-Sized Aerosol Particles - a New Measurement Technique
	Kathleen Franke	Optische und physikalische Eigenschaften süd- und südostasiatischer Aerosolpartikel: Beobachtungen mit einem Sechswellenlängenlidar auf den Malediven während INDOEX
	Stefan Schlüter	GPS-basierte Bestimmung dreidimensionaler Elektronendichteverteilungen in der Ionosphäre
Diplomarbeiten	Dorothea Banse	A Theoretical Study of Particle / Droplet Activation and Growth in the Leipzig Aerosol Cloud Interaction Simulator (LACIS)
	Stefan Benz	Langzeitsimulation von Ozon und Partikel mit dem Vorhersagesystem LM-MUSCAT
	Barbara Heide	Verifikation von Bewölkungsvorhersagen des Lokal-Modells des Deutschen Wetterdienstes unter Zuhilfenahme von Meteosat-7 Satellitenbildern
	Katrin Lehmann	Die Charakterisierung der hygrokopischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln an einem kontinentalen Standort
	Rebekka Posselt	Numerische Untersuchungen zur Kollision und Kondensenz von Wolkenpartikeln
	Sebastian Otto	Modellierung des eindimensionalen Strahlungstransports in hochreichender Vegetation mit Zweistrom-Methoden
	Uta Schmieder	Horizontale Variabilität von Partikelneubildungsereignissen während SATURN

Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2003)

	Summe	beurlaubt	1. FS	2. FS	3. FS	4. FS	5. FS	6. FS	7. FS	8. FS	9. FS	10. FS	11. FS	12. FS	13. FS	>13 FS	Anz. Wbl.
Diplom	155	0	68	1	25	0	20	1	13	1	12	1	11	0	1	1	68
Promotion	11	0	0	2	1	3	2	3	0	0	0	0	0	0	0	0	7
Gesamt	166	0	68	3	26	3	22	4	13	1	12	1	11	0	1	1	75

**Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig**

- Band 1 *A. Raabe, G. Tetzlaff* und *W. Metz* (Edn.), 1995: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig I
- Band 2 *R. Devantier*, 1995: Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell
- Band 3 *J. Laubach*, 1996: Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen
- Band 4 *A. Raabe* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1996: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig II
- Band 5 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*, 1997: Teil I: Windatlas
- Band 6 *W. von Hoyningen-Huene* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1997: Sediment and Aerosol
Teil I: Beiträge zur Alfred-Wegener-Konferenz, Leipzig 1997
Teil II: Aktuelle Beiträge aus dem Institut für Meteorologie
- Band 7 *B.-R. Beckmann*, 1997: Veränderungen in der Windklimatologie und in der Häufigkeit von Sturmhochwassern an der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns
- Band 8 *P. Posse*, 1997: Bestimmung klimarelevanter Parameter des maritimen Aerosols unter besonderer Berücksichtigung der Nichtkugelform realer Aerosolteilchen
- Band 9 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1998: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig III
- Band 10 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst, Teil II, 1998:
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*: Vergleich Windatlas –Beobachtungsdaten;
M. Börngen, H.-J. Schönfeldt, F. Riechmann, G. Panin und *G. Tetzlaff*:
Seegangsatlas; *M. Stephan* und *H.-J. Schönfeldt*: Sedimenttransportatlas
- Band 11 *J. Rissmann*, 1998: Der Einfluß langweiliger Strahlungsprozesse auf das bodennahe Temperaturprofil
- Band 12 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1999: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IV
- Band 13 *U. Müller, W. Kuttler* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1999: Workshop Stadtklima 17. / 18. Februar 1999 in Leipzig
- Band 14 *R. Surkow*, 1999: Optimierung der Leistungsverfügbarkeit von Windenergie durch ihre Integration in Wind-Biogas-Hybridanlagen
- Band 15 *N. Mölders*, 1999: Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkungen auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung
- Band 16 *G. Tetzlaff* und *U. Grünewald* (Edn.), 1999: 2. Tagung des Fachausschusses Hydrometeorologie 15./16. 11. 1999 in Leipzig

- Band 17 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2000: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig V*
- Band 18 *K. Arnold, 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 19 *A. Ziemann, 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 20 *Ch. Jacobi, 2000: Midlatitude mesopause region dynamics and its coupling with lower and middle atmospheric processes*
- Band 21 *M. Klingspohn, 2000: Interdekadische Klimavariabilität über dem Nordatlantik – Statistische Analysen und Modellstudien –*
- Band 22 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2001: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VI*
- Band 23 *K. Arnold, A. Ziemann, G. Tetzlaff, V. Mellert und A. Raabe (Edn.), 2001: International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods 06. - 07.03.2001 in Leipzig*
- Band 24 *O. Fanenbruck, 2001: Ein thermophysiolgisches Bewertungsmodell mit Anwendung auf das Leipziger Stadtgebiet*
- Band 25 *M. Lange, 2001: Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion*
- Band 26 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2002: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VII*
- Band 27 *M. Simmel, 2002: Ein Modul zur spektralen Beschreibung von Wolken und Niederschlag in einem Mesoskalenmodell zur Verwendung auf Parallelrechnern*
- Band 28 *H. Siebert, 2002: Tethered-Balloon Borne Turbulence Measurements in the Cloudy Boundary Layer*
- Sonderband *G. Tetzlaff (Hrsg.), 2002: - Atmosphäre - Aktuelle Beiträge zu Luft, Ozon, Sturm, Starkregen und Klima*
- Band 29 *U. Harlander, 2003: On Rossby wave propagation in atmosphere and ocean*
- Band 30 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2003: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VIII*
- Band 31 *M. Wendisch, 2003: Absorption of Solar Radiation in the Cloudless and Cloudy Atmosphere*
- Band 32 *U. Schlink, 2003: Longitudinal Models in Biometeorology: Effect Assessment and Forecasting of Ground-level Ozone*
- Band 33 *H. Heinrich, 2004: Finite barotrope Instabilität unter synoptischem Antrieb*
- Band 34 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2004: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IX*