

Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig
und dem
Institut für Troposphärenforschung e. V. Leipzig

ISBN 3-9804089-3-0

Meteorologische Arbeiten aus Leipzig II

Hrsg.: A.Raabe, J. Heintzenberg

Leipzig 1996

Band 4

Inhaltsverzeichnis zum Band 4
"Wissenschaftliche Mitteilungen", LIM, ift Leipzig

	Seite
Nachruf für Prof. Dr. W. Rolle, 20.09.1934 - 20.10.1996	
Erfassung des atmosphärischen Trübungszustandes und seiner zeitlichen Veränderung infolge von Emissionsabnahmen auf Grund sich vollziehender Strukturveränderungen in Mitteldeutschland W. v. Hoyningen-Huene, M. Stettler	3
Trockene Deposition von Schwefeldioxid (SO ₂), Ozon (O ₃) und Stickoxiden (NO _x) an der Forschungsstation Melpitz 1992-1995 - Meßtechnische Realisierung und Ergebnisse G. Spindler, U. Teichmann, D. Theiss, E. Brüggemann	30
Optische Eigenschaften von Wüstenaerosol K. Wenzel, S. Schienbein, P. Posse, W. v. Hoyningen-Huene	52
Die Leistung von AEOLUS II in Abhängigkeit von mittlerem Windprofil und Turbulenz im Bereich der Rotorfläche G. Tetzlaff, U. Hoppmann	62
A module to couple an atmospheric and a hydrologic model - description and preliminary results N. Mölders, Th. Beckmann, A. Raabe	77
Die Symmetrisierung des MacCormack-Schemas im Atmosphärenmodell GESIMA D. Hinneburg	90
Numerical simulation of meteorological parameters in and above forest canopies A. Ziemann	100
Akustische Tomographie im Bereich der Atmosphärischen Grenzschicht A. Raabe, K. Arnold, A. Ziemann	113
Konzeption und Aufbau einer Meßeinrichtung für die Erfassung von Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten bis 12m Höhe S. Schienbein, K. Arnold	124
Long-Period (2-18 Days) Oscillations of Mesopause Winds at Collm Ch. Jacobi, R. Schminder, D. Kürschner	131
D1 LF Wind Measurements in Autumn and Early Winter 1994 at Collm, Germany Ch. Jacobi, R. Schminder, D. Kürschner	144
On periodic solutions found in simple ocean models with fixed surface fluxes U. Harlander	151
Statistical Analysis of the Interdecadal Variability over the North Atlantic M. Klingspohn	170
Bestimmung des Bodenreibungsbeiwertes und der Oberflächenreibung eisbedeckter Wasserflächen im Meiningenstrom der Darß-Zingster Boddenkette und Anwendung auf vertikal integrierte hydronumerische Modelle H.-J. Schönfeldt, A. Raabe, H. Baudler	187
Inhomogeneity of the land surface and the parameterization of surface fluxes - a discussion G.N. Panin, G. Tetzlaff, A. Raabe, H.-J. Schönfeldt, A-E. Nasonov	204



INSTITUT FÜR TROPOSPHÄRENFORSCHUNG e.V. LEIPZIG

NACHRUH

Prof. Dr. rer. nat. habil.

WOLFGANG ROLLE

20.09.1934 - 20.10.1996

Wolfgang Rolle wurde in Waldenburg (Schlesien) geboren. In Zwickau, wo die Familie nach Krieg und Vertreibung ansässig geworden war, legte er 1953 die Abiturprüfung ab. Er begann ein Chemiestudium an der Karl-Marx-Universität Leipzig und wechselte 1955 an die neu eröffnete Technische Hochschule für Chemie Leuna-Merseburg, wo er 1959 seine Diplomarbeit verteidigte. Nach zweijähriger Tätigkeit im Chemiekombinat Leuna kam er zur damaligen Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, wo er auf dem Forschungskomplex in Leipzig zunächst von 1961 bis 1971 am Institut für Stabile Isotope (ISI) arbeitete und danach an die Forschungsstelle für chemische Toxikologie (FcT) wechselte, an der er bis zur Auflösung der Akademieinstitute zum Jahresende 1991 tätig war.

An der Universität Leipzig promovierte er während seiner Tätigkeit am ISI mit einem Thema über stabile Isotope.

An der FcT war er Leiter der Abteilung "Modellierung", später Abteilung "Atmosphärische Schadstofforschung". Wolfgang Rolle und seine Mitarbeiter befaßten sich über viele Jahre mit Problemen der Schadstoffausbreitung und -umwandlung, wobei neben dem reinen Transport die komplexen atmosphärenchemischen Vorgänge modelliert wurden. Untersuchungsobjekte waren weiterhin toxizitätswandelnde Reaktionen in der Troposphäre. Aus diesen Arbeiten ging das Thema für seine Promotion B "N - Nitrosoverbindungen in der Atmosphäre" hervor, die er im Jahre 1980 erfolgreich verteidigte.

Weitere wichtige Arbeitsgebiete von Wolfgang Rolle waren u.a. die Modellierung photochemischer Prozesse in der Atmosphäre zur Interpretation der Zusammenhänge zwischen Emission, Immission und Schadwirkungen auf die Ökosphäre, Studien über Depositionsvorgänge und statistische Verteilungsfunktionen zur Beschreibung der Konzentration von Luftschadstoffen und umfangreiche Untersuchungen an Niederschlagsproben. Dies alles geschah in intensiver Zusammenarbeit mit zahlreichen Partnern wie Meteorologen, Forstwissenschaftlern, Hygienikern und aus der chemischen Industrie. Mit seinen Arbeiten erwarb sich Wolfgang Rolle nationale und internationale Anerkennung.

Seit 1992 leitete er die Abteilung Chemie in dem neu gegründeten Institut für Troposphärenforschung e.V. (IfT) in Leipzig, das als Einrichtung der Blauen Liste für Erhalt und Weiterentwicklung der Troposphärenforschung in den neuen Bundesländern wirken soll.

Die Abteilung Chemie des IfT war wesentlich am nationalen Verbundforschungsprogramm SANA des BMBF beteiligt. In Zusammenarbeit mit der Abteilung Modellierung des IfT entstanden in den letzten Jahren neue Chemiemodule für komplexe Umweltmodelle.

Wolfgang Rolle wurde 1992 als Hochschulprofessor für Chemie der Atmosphäre an das neu gegründete Meteorologische Institut der Universität Leipzig berufen. Außerdem war er in verschiedenen Gremien, wie u.a. in der Kommission Reinhaltung der Luft im VDI und DIN tätig.

Wolfgang Rolle erlag am 20. Oktober 1996 seiner schweren Krankheit.

Wir verlieren mit ihm einen wertvollen Menschen, geachteten Wissenschaftler und anregenden Diskussionspartner. Wir werden ihn stets in dankbarer Erinnerung behalten.

Erfassung des atmosphärischen Trübungszustands und seiner zeitlichen Veränderung infolge von Emissionsabnahmen auf Grund sich vollziehender Strukturveränderungen in Mitteldeutschland

W. von Hoyningen-Huene, M. Stettler

Abstract

In the SANA project (Scientific Attendance Program for the Rehabilitation of the Atmospheric Environment in the German New Federal Lands) different kinds of turbidity measurements are used to characterize the change of the turbidity state of the atmospheric boundary layer produced by atmospheric aerosols within the time span between 1990 and 1995. For this characterization the following turbidity measurements are used:

- 1.) continuous measurements of the humidity corrected aerosol extinction coefficient obtained with a He-Ne-Laser transmission path (length: 810 m, wavelength: 0.633 μm) within the urban boundary layer of Leipzig,
- 2.) direct measurements of the particulate matter (PM10) concentration,
- 3.) combined measurements of spectral aerosol optical thickness (within the spectral range of 0.35 - 1.1 μm) and sky brightness in the solar almucantar plane for cloud free situations,
- 4.) integrated radiation flux density measurement (Global radiation).

In all measurements a decrease of the atmospheric aerosol turbidity could be stated in the time span of 1990/91 to 1995: for the extinction coefficient and the particulate matter within the boundary layer of approximately 60 %, the turbidity coefficient derived from the spectral aerosol optical thickness (corrected for the influence of the stratospheric volcanic aerosol by the Pinatobo) give a reduction of 57 %.

The combined measurements of spectral aerosol optical thickness and the sky brightness are used for the determination of the main climate-relevant aerosol parameters: aerosol phase function, asymmetry parameter, columnar aerosol size distribution and apparent columnar refractive index. The largest change in the columnar aerosol size distribution could be stated in the size range of 0.2 - 0.8 μm (radius), also a reduction of approximately 60 %.

Together with the measurements of the downwelling flux density an estimation of the aerosol absorption in kind of the imaginary part of the refractive index is made. The imaginary part is reduced in the same way: 1991: $k = 0.021$, 1994 and 1995 $k = 0.008$.

A first estimation of the anthropogenic shortwave radiative forcing produced by the old East German air pollution of the on the basis of these data gives a change in the shortwave radiative balance of approximately -8 W/m^2 .

Zusammenfassung

Im Rahmen des SANA Projekts (Wissenschaftliches Begleitprogramm zur Sanierung der Atmosphärenumwelt) wurden verschiedene Trübungsmessungen verwendet, um die Veränderungen im Trübungszustand in der atmosphärischen Grundschicht, hervorgerufen durch Aerosole, im Zeitraum von 1990 bis 1995 charakterisieren zu können. Dazu wurden folgende Trübungsmessungen verwendet:

- 1.) kontinuierliche Messungen des feuchtekorrigierten Aerosolextinktionskoeffizienten mit Hilfe einer Laser-Transmissionsstrecke (Länge 810 m, He-Ne-Laser Wellenlänge: 0.633 μm) in der urbanen Grundschicht von Leipzig,
- 2.) direkte Messungen der Schwebstaubkonzentration,
- 3.) kombinierte Messungen von spektraler optischer Dicke des Aerosols (im Spektralbereich von 0.35 - 1.1 μm) und Himmelshelligkeitsfunktion im Almukantar unter wolkenfreien Bedingungen,
- 4.) integrale Strahlungsflußdichtemessungen (Globalstrahlung).

In allen Messungen konnte im Zeitraum 1990/91 bis 1995 eine Abnahme der Aerosoltrübung festgestellt werden: Für den Extinktionskoeffizienten und die Schwebstaubkonzentration in der urbanen Grundschicht ungefähr 60 %, für den aus den spektralen optischen Dicken des Aerosols abgeleiteten Trübungskoeffizienten (korrigiert um den Beitrag des stratosphärischen Vulkanaerosols des Pinatubo) 57 %.

Die kombinierten Messungen von spektraler optischer Dicke des Aerosols und der Himmelshelligkeitsfunktion dienten der Bestimmung der wesentlichen klimarelevanten Aerosolparameter: Aerosolphasenfunktion, Asymmetrieparameter, columnarer Aerosolgrößenverteilung und columnarer Brechungsindex des Aerosols. Die größte Änderung in der columnaren Aerosolgrößenverteilung ist im Radienbereich 0.2 - 0.8 μm festgestellt worden, ebenfalls eine Reduktion von ungefähr 60 %.

Zusammen mit den Messungen der abwärtsgerichteten Strahlungsflußdichte wurde eine Abschätzung der Aerosolabsorption in Form des Imaginärteils des Brechungsindex vorgenommen. Der Imaginärteil verringert sich in gleicher Weise: 1991: $k = 0.021$, 1994 und 1995: $k = 0.008$.

Auf der Grundlage dieser Daten konnte der anthropogene Anteil des kurzwelligen Strahlungsforcings, das durch die Luftverunreinigung unter den alten Ostdeutschen Bedingungen hervorgerufen wird, mit ungefähr -8 W/m^2 Änderung in der kurzwelligen Strahlungsbilanz abgeschätzt werden.

1. Zielsetzung

Vorliegende Untersuchungen sind Bestandteil des BMBF Verbundprojekts SANA (Wissenschaftliches Begleitprogramm zur Sanierung der Atmosphäre über den neuen Bundesländern), dessen Ziel es war, den Zustand der atmosphärischen Umweltbelastung in den neuen Bundesländern beim Übergang von der alten DDR-Energiewirtschaft auf Braunkohlebasis bis zum Wirksamwerden von Modernisierungsmaßnahmen und gesetzlichen Regelungen zur Emissionsbegrenzung zu verfolgen. Die Trübungsuntersuchungen stellen ein Teilprojekt von SANA dar, das in Kooperation von Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung im Zeitraum von 1991 bis 1995 durchgeführt wurde.

Die Zielstellung des Projekts bestand in der Untersuchung des Einflusses von Aerosolen auf den atmosphärischen Trübungszustand in der Region um Leipzig als einer Gegend, die durch große Umstellungen in der industriellen Struktur und der Energiegewinnung im Verlaufe der wirtschaftlichen Wiedervereinigungsprozesses gekennzeichnet ist.

Der Trübungszustand dient hier einerseits als Indikator für die Belastung der Atmosphäre mit Beimengungen bzw. Schadstoffen in der Region, andererseits gestattet seine Analyse die Bestimmung der wesentlichen optischen und strukturellen klimarelevanten Aerosolparameter, die für eine Abschätzung des direkten Aerosoleinflusses auf den Strahlungsterm in der Energiebilanzgleichung benötigt werden und damit eine Gelegenheit bieten, an Hand von experimentellen Untersuchungen Angaben über den anthropogenen Beitrag am negativen Strahlungsforcing zu erhalten, den die auf Braunkohlenverarbeitung basierende wirtschaftliche Struktur der ehemaligen DDR hatte.

Darüberhinaus dienen die Untersuchungen dazu Modellvorstellungen über das atmosphärische Aerosol ('urban - industrial') auf ihre Verwendbarkeit in einer durch Braunkohlenverbrennung geprägten urbanen Grundschicht zu prüfen.

Somit wurden die Untersuchungen auf folgende speziellen Ziele gerichtet:

- 1.) die zeitliche Veränderung des Trübungszustands, vor allem in seinem Langzeitverhalten im Zeitraum von 1991 bis 1994/95, um die Auswirkungen der Strukturveränderungen und der Veränderungen im Brennstoffeinsatz zu erhalten,
- 2.) Bestimmung der Aerosolcharakteristika (speziell optische und strukturelle Kenngrößen des Aerosols, wie spektrale optische Dicke bzw. Extinktionskoeffizient, Phasenfunktion, Absorption, sowie Größenverteilung und Brechungsindex), die als Ursache für die beobachtete Art der Veränderung in Frage kommen.
- 3.) Mögliche Auswirkungen auf Klimafaktoren, insbesondere Abschätzung der anthropogen verursachten Änderung von Strahlungsflüssen und ihre Auswirkung auf die kurzweilige Strahlungsbilanz.

Als Basis für die Untersuchungen sollten verschiedene Messungen dienen, die den Trübungszustand sowohl in der stark belasteten urbanen Grundsicht als auch in der gesamten atmosphärischen Säule charakterisieren:

- zeitlich kontinuierliche Messungen mit Hilfe einer LASER-Transmissionsstrecke zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten des atmosphärischen Aerosols in der urbanen Grundsicht,
- Spektralradiometermessungen der direkten Sonnenstrahlung und des Himmelslichts (im Almkantar) im Wellenlängenbereich von 0,35 - 1,1 μm zur Ermittlung der spektralen Charakteristika des atmosphärischen Aerosols, wie optische Dicke und weiterer columnarer klimarelevanter Aerosolparameter, wie columnare Phasenfunktion, Aerosolgrößenverteilung und Brechungsindex,
- Messungen integraler abwärtsgerichteter Strahlungsflüsse (Global- und Himmelsstrahlung), um aerosolbedingte Veränderungen in den Strahlungsflüssen zu erfassen.
- Messungen an direkten Aerosolproben in der urbanen Grundsicht zur Bestimmung der Schwebstaubkonzentration und des komplexen Brechungsindex der Aerosolproben.

Die Messungen sind so angesetzt, daß sie sich hinsichtlich der Zielstellungen in ihren Ergebnissen verbinden und ergänzen und Schließungen untereinander erlauben, wofür Qualitätssicherungsmaßnahmen unerläßliche Voraussetzungen sind.

Diese Datenbasis erlaubt es dann mit Hilfe von Inversionsprozeduren die Aerosolcharakteristika zu bestimmen, die in der Lage sind, die Modifikation des Strahlungsfelds durch das atmosphärische Aerosol zu beschreiben und Aussagen bezüglich der Klimarelevanz abzuleiten, wie

- zeitliche Variabilität und Trends in den optischen Charakteristika selbst (Extinktionskoeffizient, spektrale Optische Dicke, Phasenfunktion), wie auch in den direkten Aerosolparametern (Masse, spezifische Extinktion),
- Größe der Änderungsbeträge im Rahmen des SANA Zeitraums,
- Charakterisierung der columnaren Aerosolgrößenverteilungen und des Brechungsindex,
- Abschätzungen von aerosolbedingten Änderungen in der kurzweiligen Strahlungsbilanz und dem abwärtsgerichteten Strahlungsfluß.

2. Durchgeführte Arbeiten

Die durchgeführten Arbeiten gliedern sich in entsprechende experimentelle Teile, die dem Ziel dienen, die entsprechenden Messungen vorzubereiten, vorzunehmen und die gewonnenen Daten für die Weiterverwendung zur Bestimmung der gesuchten Aerosolparameter aufzubereiten. Daneben sind Arbeiten durchgeführt worden, die zur Weiterentwicklung der

Bestimmungsmethoden (im wesentlichen der Inversionsmethoden) für die Aerosolparameter aus den experimentellen Untersuchungen dienen, die dann auf die gewonnenen Daten angewandt wurden. Letztendlich wurden Strahlungstransferrechnungen mit den ermittelten Aerosolparametern durchgeführt, die eine Abschätzung des Aerosoleinflusses auf die Strahlungsflüsse gestatteten.

2.1. Durchgeführte experimentelle Arbeiten

Die durchgeführten experimentellen Arbeiten sind im folgenden aufgeführt:

1.) Aufbau und Betrieb einer LASER-Transmissionsstrecke auf der Basis eines HeNe-LASERS mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ zur kontinuierlichen Messung des Extinktionskoeffizienten der urbanen Grundsicht. Die Meßstrecke erstreckt sich vom Gebäude des Instituts für Meteorologie der Universität Leipzig zum Universitätshochhaus und hat eine Länge von ca. $l = 810 \text{ m}$ und führt von einer Höhe von 20 m (Sender) bis in eine Höhe von 120 m (Empfänger). Der Betrieb der Transmissionsstrecke schließt ihre laufende Kalibrierung ein, damit der Sensorteil der Anlage stets an die Strahlungsquelle (LASER) angeschlossen ist. Die Daten wurden als Minutenwerte ausgezeichnet und zu Halbstundenwerten verdichtet. Nachdem die erforderlichen Korrekturen (Abzug des Anteils der Rayleighstreuung, Korrektur des Feuchteinflusses) erhält man eine Zeitreihe des Extinktionskoeffizienten σ_A des atmosphärischen Aerosols in der urbanen Grundsicht der Stadt Leipzig.

Mit diesem Meßsystem liegen Halbstundenmittelwerte (und die zu Monatswerten verdichteten Ergebnisse) von März 1991 bis Ende 1995 vor. Von Mai 1994 bis zum Jahresende mußten die Messungen wegen der Fassadenrenovierung am Gebäude des Instituts für Meteorologie aus Arbeitsschutzgründen zeitweilig unterbrochen werden. Grundprinzipien und wesentliche Ergebnisse, die mit diesem Meßsystem gewonnen wurden, sind bei STETTLER & VON HOYNINGEN-HUENE (1994) und UHLIG et al. (1994) dargestellt.

2.) Aufbau, Weiterentwicklung und Betrieb von Vielkanal-Spektralradiometern ASP (Atmosphären-Spektral-Photometer) zur Messung der direkten spektralen Sonnen- und Himmelsstrahlung. Die Messungen erfolgten an wolkenlosen Tagen (Tagesabschnitten) und lieferten aus den Meßgrößen a) die spektrale optische Dicke des Aerosols $\delta_A(\lambda)$ und b) die Strahldichtevertelung des Himmelslichts im Almukantar $L(\lambda, \psi, h_0)$. Die Anzahl der Spektralkanäle wurde von 40 auf 90 erhöht, so daß die erforderlichen Korrekturen der Beiträge der atmosphärischen Spurengase (O_3 , NO_2 , H_2O) aus den in den Meßdaten erfaßten Absorberbanden der Spurengase abgeleitet werden können. Der Spektralbereich reicht von $\lambda = 0.35 - 1.1 \mu\text{m}$ mit Bandbreiten von $\Delta\lambda = 0.008 - 0.015 \mu\text{m}$.

Zur Qualitätssicherung wurden die Spektralradiometer in regelmäßigen Abständen verschiedenen Kalibrierungsprozeduren unterzogen:

- a) extraterrestrischer Anschluß durch Langley-Plot auf der Zugspitze,
- b) Überprüfung der Wellenlängenstabilität der Kanäle im Labor,
- c) Bestimmung des Temperaturverhaltens des Systems Filter - Si-Diode - Primärverstärker im

Klimaschrank (im MO Lindenberg des DWD).

Die Messungen zur Bestimmung der optischen Dicken und der Himmelshelligkeit erfolgten an wolkenfreien Tagen z.T. auf dem Dach des Instituts für Meteorologie (1990-1992 und ab 1994) und im Gelände des Instituts für Troposphärenforschung (1993) und lieferten kombinierte Datensätze von spektraler optischer Dicke des Aerosols und der Strahldichteverteilung im Almkantar.

Zeitweilige Meßkampagnen in Melpitz dienten der Untersuchung des Verhältnisses Stadt - Umland, wofür zusätzlich auch Daten des DWD vom MO Lindenberg herangezogen wurden. Letztere waren jedoch nur auf die spektrale optische Dicke beschränkt und konnten nicht für die Bestimmung von columnarer Phasenfunktion, Brechungsindex und Aerosolgrößenverteilung verwendet werden.

Ebenso wurden Meßkampagnen durchgeführt, bei denen 2 Spektralradiometer vertikal versetzt (100 m) betrieben wurden. Dazu wurde zeitweilig eine zweite Meßstelle auf dem Dach des Universitätshochhauses eingerichtet, um aus der Differenz der spektralen optischen Dicke, den Spektralverlauf des Extinktionskoeffizienten in der urbanen Grundsicht als Ergänzung zu den kontinuierlichen Messungen mit Hilfe der LASER-Transmissionsstrecke zu erhalten, da die monochromatischen Ergebnisse der Transmissionsstrecke keine Rückschlüsse auf das spektrale Verhalten der Aerosolextinktion in der atmosphärischen Grundsicht zulassen.

3.) Messung der abwätsgerichteten kurzwelligen Strahlungsflüsse (getrennt als Globalstrahlung und diffuse Himmelsstrahlung). Als Geräte dienten Pyranometer nach Sonntag (am Institut für Meteorologie) und CM-11 (am Institut für Troposphärenforschung). Die Messungen dienten im erster Linie als Validierungsgrundlage für die Modellierung von Strahlungsflüssen mit den durch die Inversionsmethoden bestimmten klimarelevanten Aerosolparametern. Qualitätssichernde Maßnahmen waren jährliche Kalibrierungsmessungen mit einem Panzeraktinometer nach Sonntag.

4.) Gewinnung von Aerosolfilterproben (1991-1992) für die Auswertung mit der photometrischen Methode nach HÄNEL zur unabhängigen Bestimmung des Extinktionskoeffizienten und des Brechungsindex des atmosphärischen Aerosols in der urbanen Grundsicht, vgl. HÄNEL (1994). Die Ergebnisse der Filterproben, die mit Spektralradiometermessungen (2.) gekoppelt waren, gestatteten eine Kontrolle der Extinktionskoeffizienten aus den LASER-Transmissionsmessungen (1.) und des Brechungsindex aus den Inversionsrechnungen.

5.) Das zeitliche Verhalten des Extinktionskoeffizienten aus den LASER-Transmissionsmessungen ist mit dem anderer Aerosolcharakteristika der urbanen Grundsicht verglichen worden. Dazu wurden direkte Schwebstaubmessungen des Umweltfachamts Leipzig verwendet, die nach dem β -Strahlenabsorptionsprinzip gewonnen wurden. Die Schwebstaubkonzentration aus den Daten des Umweltfachamtes gestattet zusammen mit dem Extinktionskoeffizienten die Berechnung einer spezifischen Extinktion, die als Indikator für Veränderungen in der Zusammensetzung und Struktur des Aerosols in der urbanen Grundsicht dient, vgl. UHLIG & VON HOYNINGEN-HUENE (1993), STETTLER & VON HOYNINGEN-HUENE (1994).

Die mit den vorstehend aufgeführten experimentellen Untersuchungen erhaltenen Daten dienen als Basis für die im folgenden Abschnitt dargestellten numerischen Analysen und Modellierungen.

2.2. Durchgeführte numerische Analysen und Modellierungen

Die durchgeführten numerischen Analysen dienen der Bestimmung der klimarelevanten Aerosolparameter aus den erhaltenen experimentellen Daten, hauptsächlich mit dem in dem Zeitraum entwickelten Gekoppelten Inversions- und Strahlungstransfer-Programm CIRATRA (Coupled Inversion Radiation Transfer), vgl. WENDISCH & VON HOYNINGEN-HUENE (1994), VON HOYNINGEN-HUENE & WENDISCH (1994). Das Programmpaket liefert für den Fall der besten Anpassung von Inversionsergebnissen und Strahlungstransferrechnungen an die gemessenen optischen Daten den Realteil des columnaren Brechungsindex, die columnare Phasenfunktion und die columnare Aerosolgrößenverteilung. Damit liefert CIRATRA die wichtigsten atmosphärischen Aerosolparameter, die Input-Größen der Strahlungstransfergleichung sind.

Zusammen mit der gemessenen spektralen optischen Dicke sind die Ergebnisse aus den numerischen Analysen mit dem CIRATRA-Programmpaket die Basis für Modellierungen von integralen und spektralen Strahlungsflüssen. Für diesen Zweck wurde auf der Grundlage des Strahlungstransfercodes von NAKAJIMA & TANAKA (1988) das Programm BILANZ entwickelt, das aus 550 monochromatischen Spektralkanälen, den Beitrag des atmosphärischen Aerosols, dem der 'Normalatmosphäre' mit streuenden Molekülen und absorbierenden Gasen hinzufügt und die abwärts- und aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse sowie die kurzwellige Strahlungsbilanz unter Berücksichtigung der Häufigkeit der unterschiedlichen Sonnenstände berechnet. Damit wurde der anthropogene Beitrag zum negativen Strahlungsforcing abgeschätzt, der durch die durch intensive Braunkohlenverbrennung belastete Atmosphäre zu Zeiten der ehemaligen DDR hervorgerufen wurde.

3. Ergebnisse

Die Darstellung der Ergebnisse erfolgt entsprechend dem unterschiedlichen Bezug der verschiedenen Messungen:

- Ergebnisse zur Untersuchung der urbanen Grundsicht, wie
 - den Messungen mit der LASER-Transmissionsstrecke,
 - ihre Beziehungen zu den Schwebstaubkonzentrationsmessungen des Umweltfachamtsund
 - die Studien zur spektralen Extinktion in der urbanen Grundsicht.
- Ergebnisse der columnaren Messungen mit den Spektralradiometern

3.1. Ergebnisse der LASER-Transmissionsmessungen

3.1.1. Aufbau und Grundprinzip der LASER-Transmissionsmessungen

Die LASER-Transmissionsstrecke ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Der LASER-Strahl wird durch ein Teleskop auf den 810 m entfernten Hauptsensor fokussiert und dort empfangen. Durch einen Strahlsucher werden die Bewegungen des Strahls, die durch Szintillation und Refraktion hervorgerufen werden ausgeglichen und der ankommende Strahl immer im Zentrum des Meßsensors gehalten. Das ankommende Signal wird dann verstärkt und aufgezeichnet. Zur Kontrolle des Ausgangssignals des He-Ne-LASERs wird mit einem Strahlteiler ein Teil des Strahls auf einen Referenzempfänger ausgeblendet und dort aufgezeichnet. Der Extinktionkoeffizient des atmosphärischen Aerosols σ_A auf dem Transmissionspfad ergibt sich als

$$\sigma_A = \ln(L_0 / L_S) / l - \sigma_R$$

Dabei ist L_0 die Ausgangsleistung des LASERs nach dem Durchgang durch das Teleskop, L_S die am Hauptsensor ankommende Leistung nach passieren des Transmissionspfades und l die Länge des Transmissionspfades (hier $l = 810$ m). Um die Aerosolextinktion zu erhalten ist der Beitrag der Rayleighstreuung am Extinktionskoeffizienten σ_R von der Gesamtextinktion abzuziehen ($\sigma_R = 0.0066 \text{ km}^{-1}$). Gasabsorption wird bei der LASER-Wellenlänge von 0.633 nicht berücksichtigt. Die Kalibrierung erfolgt durch definierte Veränderung des Extinktionkoeffizienten im Strahl (Glasplatten mit bekannter Transmission) und Extrapolation zur Extinktion $\sigma = 0$.

Das Meßsystem zeichnete für die Untersuchungen während SANA die ankommende Strahlleistung im Minutenabstand auf, die zu 10 Minuten-Mittelwerten für die weitere Auswertung verdichtet wurden, die dann vom Einfluß der relativen Feuchte und anderer meteorologischer Ereignisse zu bereinigen waren

In den so gewonnenen Extinktionskoeffizienten sind alle Effekte, die sich auf dem Transmissionspfad ereignen, enthalten. Niederschlagsereignisse (Regen, Schnee), ebenso dichter Nebel müssen im Rahmen der weiteren Auswertung ausklassifiziert werden. Es verbleibt der Feuchteeinfluß auf das Aerosol der durch die Parametrisierung von HÄNEL (1984) berücksichtigt wird

$$\sigma_{A\text{-korr}} = \sigma_{A\text{-mess}} * (1 - f)^{(a + \ln(b)/\ln 0.3)}$$

Für relative Feuchten $f > 0.7$ fällt der 2. Term im Exponenten weg. Die beste Übereinstimmung mit den Extinktionskoeffizienten aus den Filterproben ergab sich mit dem Modell 'urban' von HÄNEL ($a = 0.754$, $b = 0.675$), vgl. UHLIG & VON HOYNINGEN-HUENE (1993).

Scheme of the LASER-Transmission Path

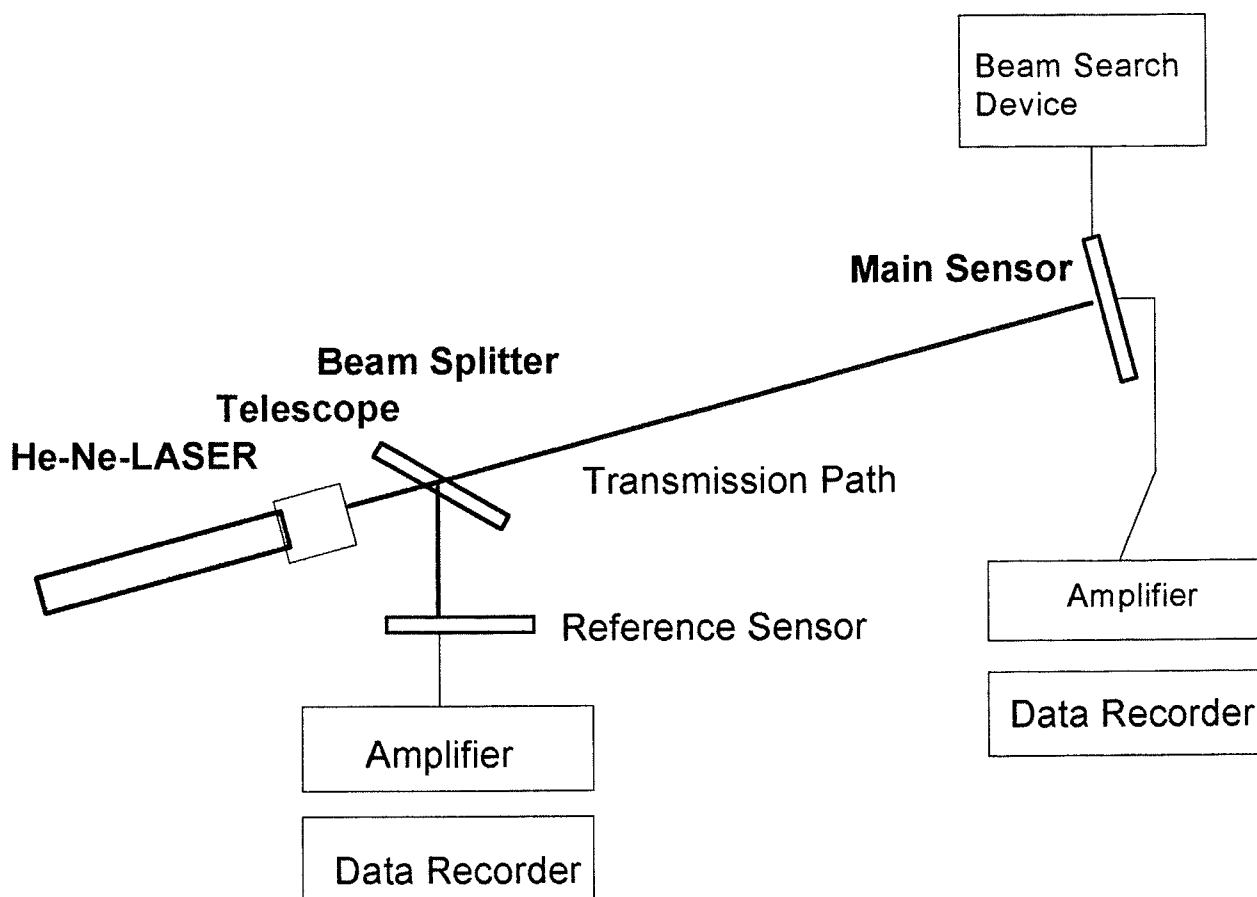


Abb.:1
Schematischer Aufbau der LASER-Transmissionsstrecke

Als Beispiel für die zeitliche Variabilität und den Einfluß der Feuchtekorrektur dient Abb.2, die ebenfalls die gute Übereinstimmung der korrigierten Extinktionskoeffizienten mit denen aus den Filterproben von HÄNEL zeigt. Nebenbei sei auf die ausgeprägten Tagesgänge in der ersten Hälfte des dargestellten Zeitabschnitts mit hohen Extinktionskoeffizienten in den späten Nacht und frühen Morgenstunden und Minima um die Mittagszeit hingewiesen. Ebenso deutlich ist der Einfluß der Advektion am 19.3.91. Durch einen Frontdurchgang wird im Zuge eines Luftmassenwechsels werden die hohen Belastungen der ersten Hälfte des Zeitraums ausgewaschen und wegtransportiert.

3.1.2. Ergebnisse der Langzeitaufzeichnung

Die Ergebnisse der Langzeitaufzeichnung sind in der Zeitreihe in Abb. 3 zusammengefaßt und bei STETTLER & VONHOYNINGEN-HUENE (1994) dargestellt.

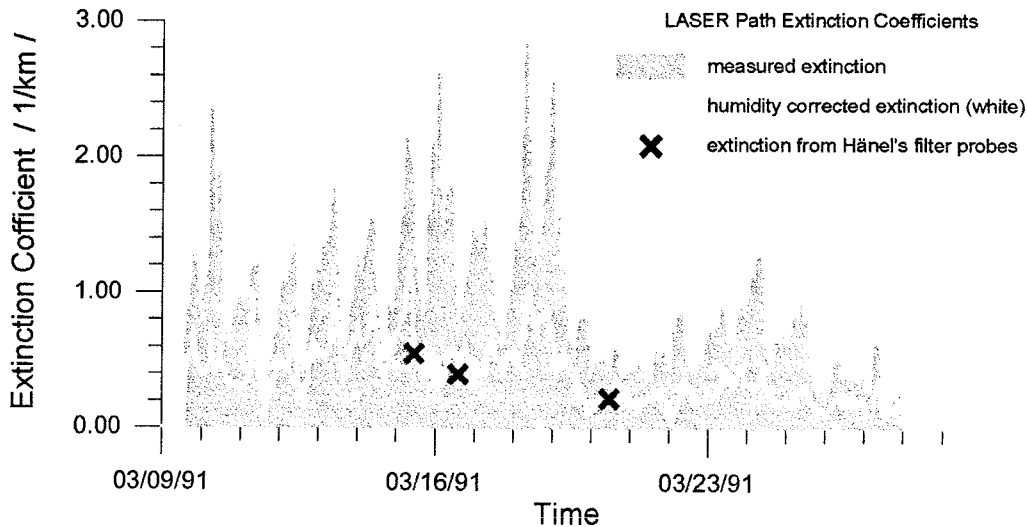


Abb.: 2

Zeitlicher Verlauf des mit Hilfe der LASER-Transmissionstrecke registrierten Aerosol-Extinktionskoeffizienten (schattiert) und des feuchtenormierten Extinktionskoeffizienten (durchgezogene Linie), mit Ergebnissen von Aerosol-Filterproben nach der fotometrischen Methode von Hänel (1994) (Punkte). Für die Feuchtenormierung ist das 'Urban' Modell nach Hänel (1984) zugrundegelegt worden. Dargestellt sind Halbstundenmittelwerte des Aerosol-Extinktionskoeffizienten der urbanen Grundsicht in Leipzig vom Zeitraum 9. - 29. März 1991, die aus den Minutenwerten der Aufzeichnung zusammengefaßt sind.

Abb. 3 zeigt den Verlauf der Monatsmittelwerte des feuchtenormierten Extinktionskoeffizienten σ_A zusammen mit Monatsmittelwerten der Schwebstaubkonzentration c_A . Beide Größen sind miteinander korreliert und zeigen trotz des saisonalen Ganges einen deutlichen Abnahmetrend mit der Zeit, der bis 1994 anhält. Als Vergleichswerte für andere urbane Gebiete, sind die Werte von Berlin-Dahlem angegeben, die noch unter dem 1994 erreichten Niveau liegen. Insgesamt haben sich die atmosphärische Trübung in Form des feuchtenormierten Extinktionskoeffizienten σ_A und die Schwebstaubkonzentration c_A seit der politischen Wende 1990 in der Leipziger Stadtgrundsicht deutlich verringert (Abnahme um ca. 60 %).

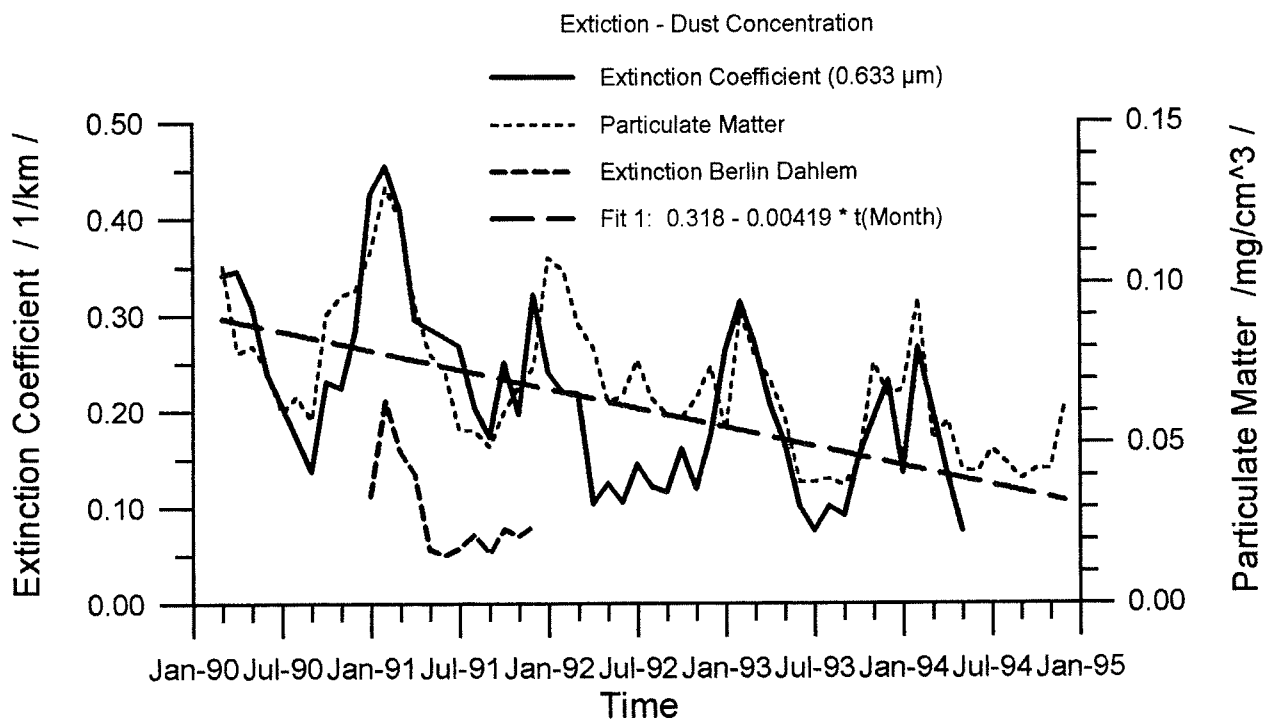


Abb.: 3
 Zeitlicher Verlauf des feuchtenormierten Extinktionskoeffizienten für die LASER-Wellenlänge von 0.633 μm (Monatsmittelwerte) (dicke Linie) und der Schwebstaubkonzentration (dünne Linie) im Zeitraum 1991-1994. Als Vergleichsbasis sind Extinktionskoeffizienten von Berlin-Dahlem angegeben.

Betrachtet man die Abnahmen beider Größen genauer zeigt sich ein leicht unterschiedlicher Abnahmetrend, der offensichtlich bei der Extinktion etwas stärker zu sein scheint als bei der Schwebstaubkonzentration. Führt man das Verhältnis beider Größen als spezifische Extinktion ein

$$\rho_A = \sigma_A / c_A \quad [\text{m}^2/\text{g}],$$

so zeigt sich eine Abnahme von 1991 bis 1995.

Jahr	ρ_A [m ² /g]
1991	3.33
1992	3.50
1993	2.37
1994	2.81
1995	2.42

Diese Tendenz ist Ausdruck einer veränderten Zusammensetzung des Aerosols in der atmosphärischen Grundschicht.

Aus den columnaren spektralen optischen Dicken der Spektralradiometermessungen und den invertierten Größenverteilungen zeigt sich eine Abnahme von Partikeln der coarse particle mode ($r > 1 \mu\text{m}$) und damit eine relative Zunahme feinerer Teilchen ($r < 0.15 \mu\text{m}$), die weniger optisch wirksam sind und damit zu einer Verringerung der spezifischen Extinktion führen.

3.2. Untersuchungen zur spektralen Extinktion in der urbanen Grundschicht

Da mit der LASER-Transmissionsstrecke nur monochromatische Information bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ erhalten worden ist, diese jedoch keine Information über das Spektralverhalten der Extinktion und damit über das Verhältnis von kleinen und großen Teilchen in der Aerosolgrößenverteilung wurden ergänzend zu Extinktionsmessungen mit der LASER-Transmissionsstrecke zeitweilig an wolkenfreien Tagen spektrale Aerosol-Extinktionskoeffizienten $\sigma_A(\lambda)$ aus vertikal versetzten Spektralradiometermessungen am Universitätshochhaus bestimmt

$$\sigma_A(\lambda) = (\delta_{A-1}(\lambda) - \delta_{A-2}(\lambda))/h.$$

$\delta_{A-1}(\lambda)$ und $\delta_{A-2}(\lambda)$ sind die vertikal um die Höhendifferenz h versetzten Spektralradiometermessungen. Obwohl sich durch die Differenzbildung von zwei nicht sehr unterschiedlichen Ergebnissen ein größerer Fehler für die spektralen Extinktionskoeffizienten ergibt, erhält man für die Wellenlänge von $0.633 \mu\text{m}$ eine gute Übereinstimmung mit den Extinktionskoeffizienten der LASER-Transmissionsstrecke. Beispiele für spektrale Extinktionskoeffizienten der urbanen Grundschicht von Leipzig enthält Abb. 4, bzw. STETTLER & VON HOYNINGEN-HUENE (1996). Auffällig dabei ist, daß die Spektren der Morgenmessungen z.T. signifikant größere Spektralabfälle ($\alpha > 1.5$) im ANGSTÖM'schen Potenzansatz ($\sigma_A(\lambda) = \sigma_A(\lambda=1.0 \mu\text{m}) * \lambda^{-\alpha}$) zur Parametrisierung des Spektralverhaltens aufweisen als die Messungen im weiteren Tagesverlauf ($\alpha < 1.0$). Weiterhin sind die flacheren Spektralverläufe meist nicht mehr mit einem einfachen Potenzansatz parametrisierbar, was eine Transformation der mit Hilfe der LASER-Transmissionsstrecke erhaltenen Extinktionskoeffizienten zu anderen Wellenlängen erschwert.

Ebenfalls Inversionsrechnungen zur Bestimmung von Aerosolgrößenverteilungen aus den spektralen Extinktionsverläufen mit einem nichtlinearen zufallsgesteuerten Inversionsverfahren (vgl.

VON HOYNINGEN-HUENE & WENDISCH (1994)) zeigen, daß bei den Morgenmessungen erheblich mehr feine Teilchen mit Radien $r \leq 0.1 \mu\text{m}$ vorhanden sind, als im Verlaufe des weiteren Tages, vgl. Abb. 5. Inwieweit hier Transportvorgänge die Teilchen aus der untersuchten ca. 100 m dicken unteren urbanen Grundschicht entfernen oder ob die kleinen Teilchen mit Radien $r \leq 0.2 \mu\text{m}$ durch Abtrocknen und damit verbundener Größenverkleinerung nur den optisch wirksamen Größenbereich verlassen, konnte mit dieser Herangehensweise nicht geklärt werden. Jedoch zeigen die Untersuchungen, daß man nicht von einem starren Aerosolmodell für die urbane Grundschicht ausgehen kann und Änderungen in der spezifischen Extinktion sowohl mit Änderungen in der Aerosolgrößenverteilung als auch in der Zusammensetzung des Aerosol verbunden sein können.

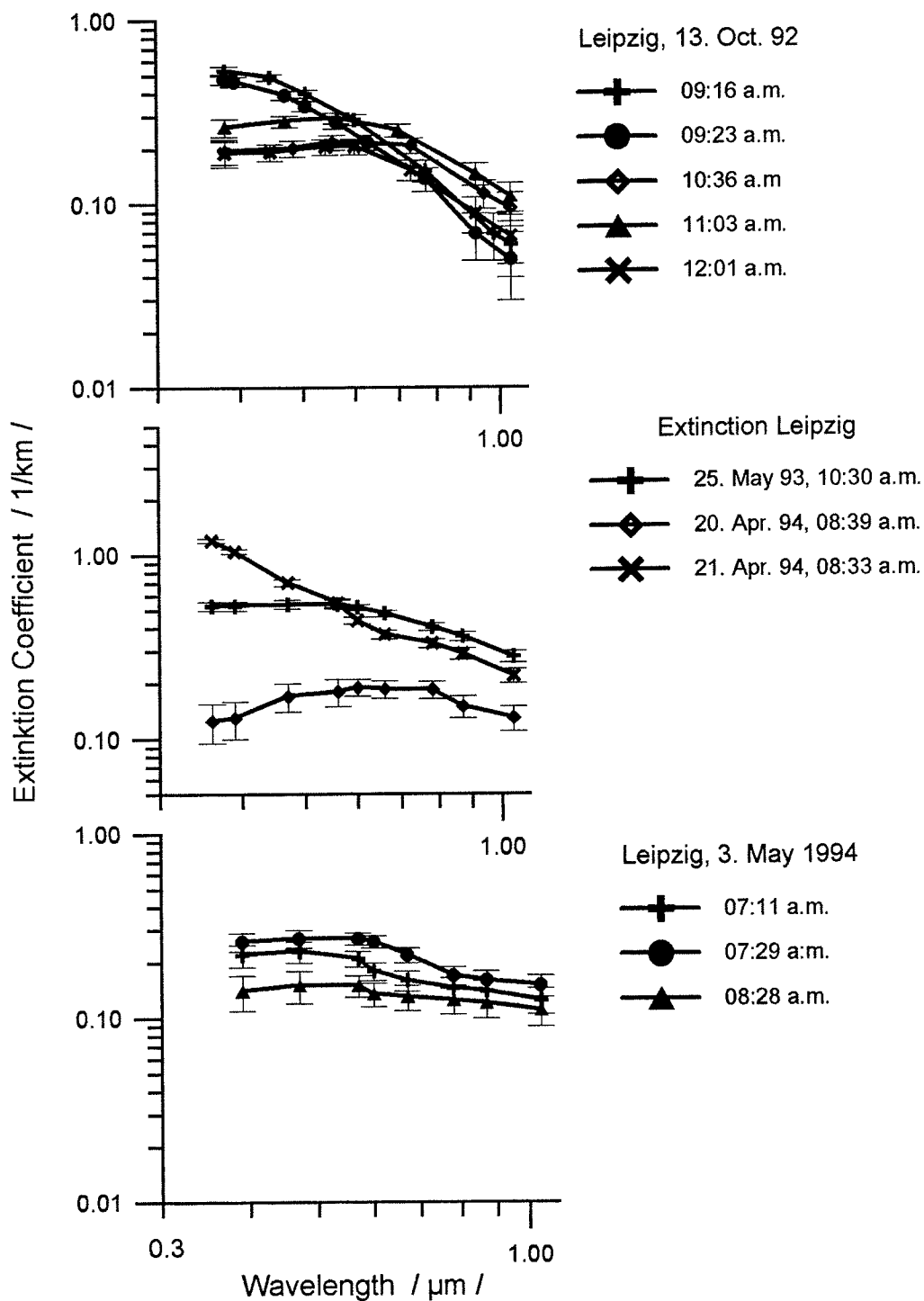


Abb.: 4
 Spektrale Aerosol-Extinktionskoeffizienten der urbanen Grundschicht aus vertikal versetzten (100 m) Spektralradiometermessungen in Leipzig.

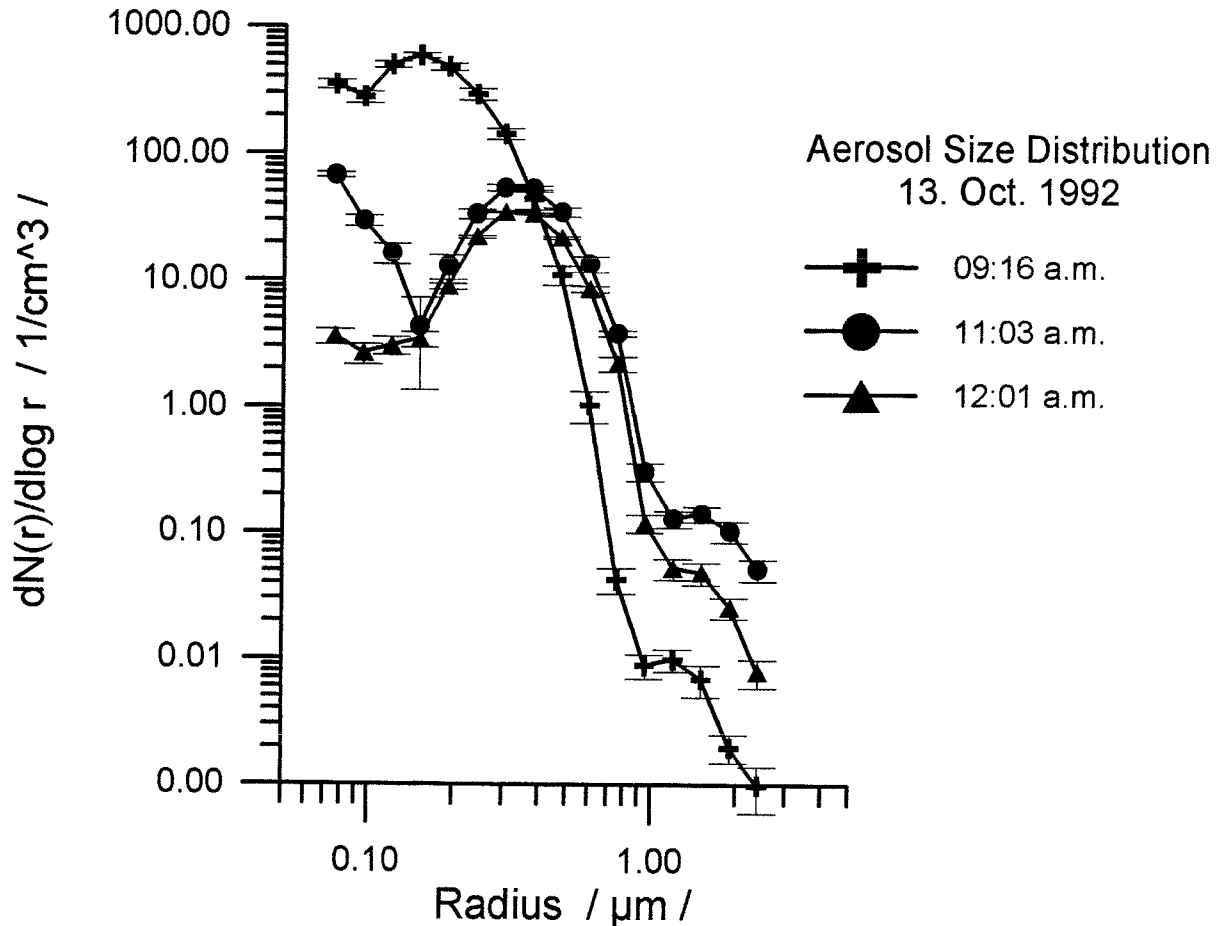


Abb.: 5

Invertierte Aerosolgrößenverteilungen zu den spektralen Extinktionsverläufen vom 13. Oktober in Leipzig.

3.3. Trübungsparameterbestimmung aus columnaren Messungen der spektralen optischen Dicke

In der Regel sind die Spektralradiometer zur Bestimmung der spektralen optischen Dicke $\delta(\lambda)$ und der Himmelslichtstrahlendichte $L_H(\phi, h_0)$ im Almukantar (Sonnenhorizontalkreis) durchgeführt worden, die für die Untersuchungen mit dem gekoppelten Inversions- und Strahlungstransferprogramms CIRATRA benötigt werden. Die optische Dicke des Aerosols wurde zunächst dazu verwendet, ihre Änderung mit der Zeit während des SANA-Zeitraums darzustellen. Das Hauptproblem dabei bestand darin, die Änderungen in der Troposphäre von denen in der Stratosphäre zu trennen, da mit dem Ausbruch des Pinatubo ab Herbst 1991 in den Leipziger Messungen ein erheblicher Beitrag zur optischen Dicke durch das stratosphärische Aerosol hinzukam. Im folgenden soll kurz die Verfahrensweise bei der Bestimmung der spektralen

optischen Dicke des Aerosols und deren Separierung in troposphärischen und stratosphärischen Anteil vorgestellt werden.

Für die Bestimmung der spektralen optischen Dicke werden Messungen der spektralen direkten Sonnenstrahlung $L(\lambda)$ verwendet. Die optischen Dicke $\delta(\lambda)$ wird unter Zugrundelegung des Lambert-Bouguer'schen Gesetzes erhalten

$$\delta(\lambda) = 1 / M * \ln(L_0(\lambda) / L(\lambda)).$$

Dabei ist M die relativ durchstrahlte Luftmasse der Atmosphäre, die sich nach KASTEN & YOUNG (1989) berechnet, $L_0(\lambda)$ ist die extraterrestrische spektrale Strahlung der Sonne, auf die jedes eingesetzte Gerät zu kalibrieren ist. Dazu sind in regelmäßigen Abständen Kalibrierungsmeßkampagnen auf der Zugspitze durchgeführt worden, bei denen mit Hilfe einer modifizierten Langley-Plot-Methode $L_0(\lambda)$ als gerätespezifisches Signal (Kanalempfindlichkeit, Filtertransmission) ermittelt wurde.

Den Aerosolanteil an der spektralen optischen Dicke erhält man durch Abzug der Rayleighstreuung - $\delta_R(\lambda)$, der Absorption von Ozon - $\delta_{O_3}(\lambda)$, Wasserdampf - $\delta_{H_2O}(\lambda)$ und z.T. des NO_2 - $\delta_{NO_2}(\lambda)$

$$\delta_A(\lambda) = \delta(\lambda) - \delta_R(\lambda) - \delta_{O_3}(\lambda) - \delta_{H_2O}(\lambda) - \delta_{NO_2}(\lambda).$$

Die optischen Dicken der Spurengasanteile konnten bei der Vielzahl der gemessenen Spektralkanäle (90 im λ -Bereich von 0.35 - 1.1 μm) direkt aus den Spektralradiometermessungen in den jeweiligen Bandenbereichen ermittelt werden. So ergab z.B. ein Vergleich mit Ozondaten des DWD, daß der Fehler der abgeleiteten optischen Dicke aus den Spektralradiometermessungen nicht größer als 15 % betrug.

Diese columnare optische Dicke des Aerosols war während des SANA-Zeitraums in ihren troposphärischen und stratosphärischen Anteil aufzuspalten. Dafür standen 2 Wege zur Verfügung:

1. Verwendung der Zugspitzmessungen zur Bestimmung des Anteils der oberen Troposphäre und der Stratosphäre und Abzug dieses Beitrag zur spektralen optischen Dicke und
2. Verwendung des mittleren Spektralverhaltens von kontinentalen Luftmassentypen für Leipzig, das vor dem Ausbruch des Pinatubo gewonnen wurde.

Beide Wege wurden hier angewandt.

Für die Korrektur der Trübungsparameter α und β nach ANGSTRÖM ($\delta_A(\lambda) = \beta * \lambda^{-\alpha}$) wurde folgender Ansatz verwendet:

$$\delta_A(\lambda) = \beta_{Trop} * \lambda^{-\alpha_{Trop}} + \beta_{Pin} * \lambda^{-\alpha_{Pin}}$$

Dabei konnte davon ausgegangen werden, daß im langjährigen Mittel die Troposphäre in Leipzig bei kontinentalen Luftmassen ein Spektralabfall $\alpha_{Trop} = 1.1$ besaß. Von den Zugspitzmessungen konnte ein Spektralabfall für die obere Troposphäre und Stratosphäre $\alpha_{Pin} = 0.0$ abgeschätzt werden. Unter diesen Annahmen war aus den spektralen Daten der optischen Dicke des Aerosol: eine Separierung der Anteile aus den Messungen in Leipzig möglich.

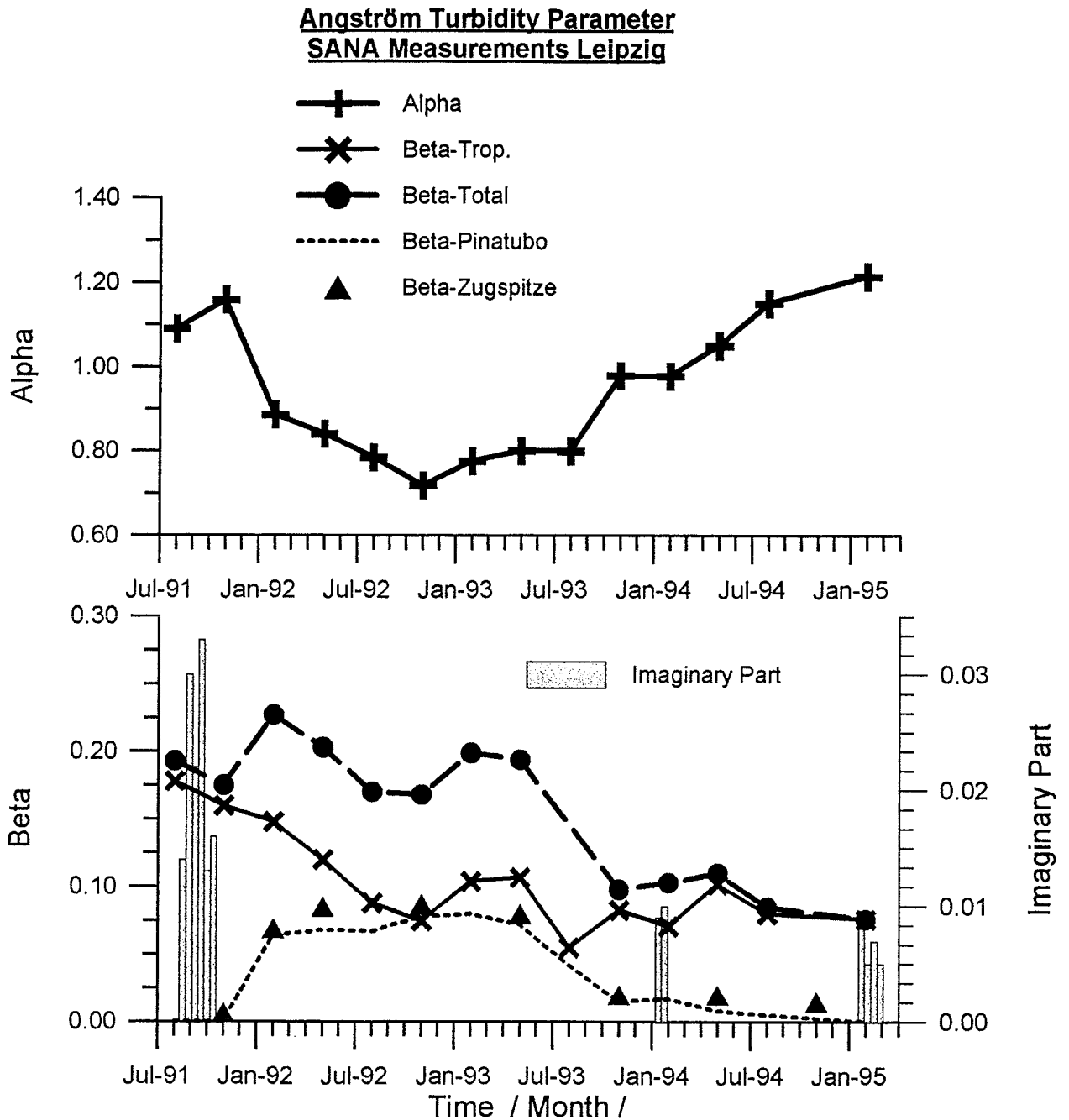


Fig. 6:
Time series of the ANGSTRÖM turbidity parameter: $\delta_A(\lambda) = \beta * \lambda^{-\alpha}$
of the spectral aerosol optical thicknesses $\delta_A(\lambda)$ at the site Leipzig, 1991 - 1995:
 α - Spectral slope of the aerosol optical thickness (total)
 β - ANGSTRÖM turbidity coefficients, different for:
- total column,
- stratospheric volcanic aerosol (Pinatubo),
- tropospheric part, mainly determined by the boundary layer

Der zeitliche Verlauf der aus den spektralen optischen Dicken des Aerosols abgeleiteten Trübungsparameter der verschiedenen Anteile ist in Abb. 6 dargestellt.

Im oberen Teil ist der zeitliche Verlauf des Spektralabfalls zu sehen. Bemerkenswert ist, daß der gemessene Spektralabfall nach Abklingen des Pinatubo-Einflusses deutlich über den Werte liegt,

die vor dem Ausbruch des Pinatubo in Leipzig erhalten wurden. Als Ursache kommt die relative Zunahme von Teilchen im Größenbereich von $r = 0.1 \mu\text{m}$ in Frage, die im wesentlichen durch die Senkung des coarse Partikelanteils hervorgerufen sein wird.

Im unteren Teil der Abb. 6 ist der zeitliche Verlauf der Trübungsparameter β insgesamt und für die unterschiedlichen Anteile dargestellt. Dabei ist die Abnahme der troposphärischen Trübung während des SANA-Zeitraums deutlich. Der Trübungskoeffizient β_{Trop} verringert sich bis Mitte 1993 auf ca. 50 % des ursprünglichen Wertes, um dann etwa konstant zu bleiben.

Regionale Unterschiede zwischen verschiedenen Meßpunkten während des SANA Zeitraums sind bei VON HOYNINGEN-HUENE et al. (1996) dargestellt. Deutlich zeigt sich ein Trübungsunterschied zwischen geringeren Trübungen an den Meßstellen Zingst, Lindenberg (vom DWD) und Melpitz und den hohen Trübungen in Leipzig, die sich im Verlaufe der Zeit entsprechend verringert haben. Nennswerte spektrale Unterschiede konnten im Rahmen der Genauigkeit der Messungen nicht festgestellt werden.

3.4. Bestimmung columnarer klimarelevanter Aerosolparameter mit CIRATRA

3.4.1. Grundzüge der CIRATRA Methodik

Für die Bestimmung der colunaren klimarelevanten Aerosolparameter wurde das gekoppelte Inversions-Strahlungstransferprogramm CIRATRA (Coupled Inversion Radiation Transfer), vgl. VON HOYNINGEN-HUENE & WENDISCH (1994), WENDISCH & VON HOYNINGEN-HUENE (1994) verwendet. Eine Übersicht über die Hauptschritte von CIRATRA sind in Abb. 7 dargestellt. Die wesentlichen Schwerpunkte des Herangehens sind:

1. Aus den spektralen optischen Dicken des Aerosols und der Strahldichtevertelung in der Aureole wird unter Vorgabe eines Brechungsindexes eine temporäre Aerosolgrößenverteilung invertiert. Dazu wird eine nichtlineare iterative zufallsgesteuerte Inversionsprozedur verwendet, die eine 'Histogrammverteilung' ohne Vorgabe eines bestimmten Verteilungstyps aus den Eingabedaten bestimmt.
2. Mit dieser temporären Größenverteilung wird die Aerosoleinfachstreuungsfunktion berechnet. Sie kann einerseits unter Annahme kugelförmiger Teilchen mit Hilfe der Mie-Theorie oder wahlweise mit der semiempirischen Streutheorie für nichtsphärische Teilchen von POLLACK & CUZZI (1980) erhalten werden. Der Aerosoleinfachstreuung wird im Anschluß noch die Rayleighs-Streuung der Luftmoleküle hinzugefügt.
3. Mit der Einfachstreuungsfunktion und der gemessenen optischen Dicke wird unter Annahme einer Bodenbedo die Himmelslichtstrahldichte im Almkantar mit Hilfe des Strahlungstransfercodes von NAKAJIMA & TANAKA (1988) berechnet. Dabei wird der IMS-code verwendet (Intensity Corrected Multiple Scattering).

CIRATRA

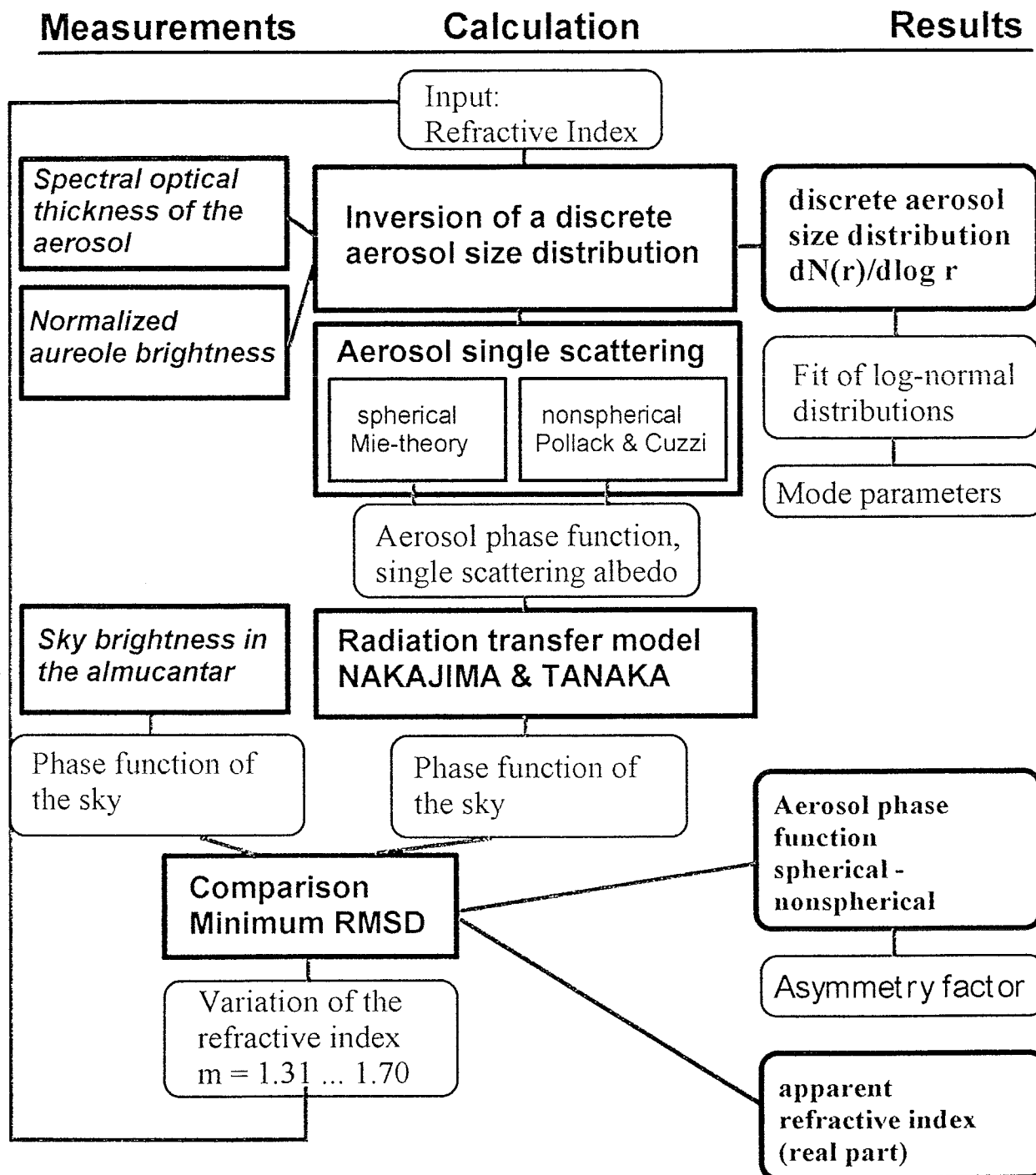


Abb.: 7
Schematischer Überblick über die Teilschritte in der CIRATRA Prozedur.
CIRATRA = Coupled Inversion Radiation Transfer.

4. Die berechnete, wie auch die gemessenen Himmelslichtverteilung im Almukantar wird im Sinne eine Phasenfunktion auf das Integral über den gesamten Streuwinkelbereich normiert (Norm = 1). Damit werden sowohl Kalibrierungsfehler der Messungen als auch ungenaue Vorgaben der extraterrestrischen Strahlungswerte im Modell eliminiert und die Vergleichbarkeit von gemessener und berechneter Strahldichteverteilung im Almukantar hergestellt.

5. Vergleich der berechneten und gemessenen normierten Strahldichteverteilungen, indem der RMSD zwischen beiden Ergebnissen bestimmt wird.

6. Der ganze Zyklus 1. - 5. wird mit verändertem vorgegebenem Brechungsindex wiederholt und das Minimum des RMSD gesucht. Das Minimum des RMSD gibt deutlich den vorherrschenden columnaren Brechungsindex an. Das ist der Fall der besten Anpassung der erhaltenen Ergebnisse an die experimentell gewonnenen Daten. Die so erhaltenen Ergebnisse stellen die columnaren klimarelevanten Aerosolparameter dar, die in der Lage sind, das gemessene Strahlungsfeld zu beschreiben:

- columnarer Brechungsindex,
- columnare Aerosolgrößenverteilung für den erhaltenen Brechungsindex.
- columnare Einfachstreuungsfunktion des atmosphärischen Aerosols.

Weitere Parameter, wie Modenparameter von logarithmischen Normalverteilungen oder Asymmetrieparameter ergeben sich durch Anpassungen an die vorstehend aufgeführten Ergebnisse.

3.4.2. Ergebnisse

Die vorstehend beschriebene Methodik ist auf die spektralen optischen Dicken und die Himmelslichtstrahldichtemessungen des SANA Projekts von Leipzig und Melpitz angewandt worden. Wesentliche Ergebnisse sind im folgenden dargestellt:

1. Teilchenform

Für die meisten Messungen, die in Leipzig gewonnen wurden, konnte zur Schließung zwischen den gemessenen Strahlungskomponenten die Mie-Theorie zur Beschreibung der Streueigenschaften des Aerosols verwendet werden. Das Ergebnis zeigt, daß im Mittel das dort vorhandenen Aerosol als kugelförmig anzusehen ist. Nur bei advektiv harangeführten maritimen Luftmassen konnte mit Hilfe der Mie-Theorie keine brauchbare Approximation der berechneten Strahlungsgrößen erreicht werden.

2. Brechungsindex

Die ermittelten Realteile der Brechungsindices, des atmosphärischen Aerosols zeigen eine deutliche Abhängigkeit zur relativen Luftfeuchte und werden weiterhin vom vorherrschenden Luftmassentyp beeinflusst. Extrapolationen zum Trockenzustand (Luftfeuchte $f = 0$) ergeben Werte, wie sie aus den Aerosolmodellen 'average continental' oder 'urban' bekannt sind, Abb. 8.

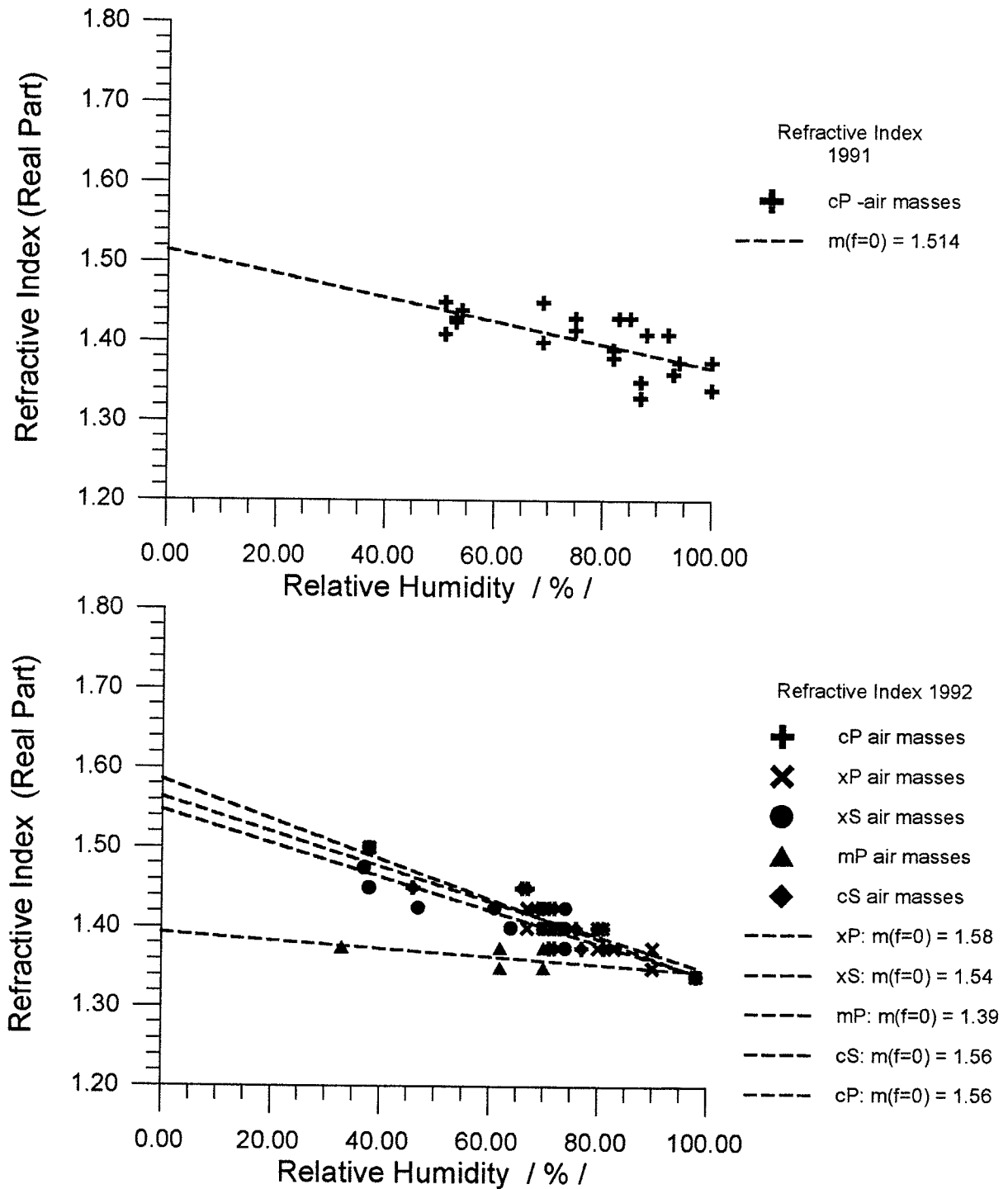


Abb.: 8

Realteile des mit der CIRATRA Prozedur bestimmten Brechungsindices, klassifiziert nach verschiedenen vorherrschenden Luftmassensituationen: cP - kontinentale Polarluft, xP - gealterte Polarluft, cS - kontinentale Subtropikluft, xS - gealterte Subtropikluft, mP - maritime Polarluft. Für die Extrapolation zur relativen Feuchte von $f=0$ wurde ein linearer Fit verwendet. Die Werte $m(f=0)$ geben die mit der linearen Beziehung ermittelten Brechungsindices des Trockenzustands an.

Es zeigt sich aber, daß der reale Brechungsindex, der 'in-situ' für das Aerosol in seiner thermodynamischen Umgebung angesetzt werden muß, durch den Feuchteeinfluß erheblich niedriger ist,

Ebenso zeigt sich ein deutliche Unterschied im Feuchteverhalten von verschiedenen Aerosoltypen. Für kontinentale und gealterte Luftmassentypen, ergibt sich der Realteil des Brechungsindex mit abnehmender Feuchte als $m_{\text{Real}} = 1.51 - 1.52$ (bei $f = 0$), die realen aus den Messungen abgeleiteten Mittelwerte beim normalen Feuchtezustand der Atmosphäre liegen bei $m_{\text{Real}} = 1.40 - 1.45$ je nach Feuchtezustand. Wenn man davon ausgeht, daß (mit Ausnahme der Präsenz von stratosphärischen vulkanischen Impakten) ca 80 % des Beitrags der columnaren optischen Parameter aus der atmosphärischen Grundschicht kommt, so ist der erhaltene Brechungsindex im wesentlichen als Charakteristikum für das Grundschichtaerosol anzusehen.

Für advektiv herangeführte maritime Luftmassen liegen die erhaltenen Werte unter $m_{\text{Real}} < 1.40$ und zeigen auch keine ausgeprägte Feuchteabhängigkeit.

Der Imaginärteil des Brechungsindex konnte mit dem einfachen CIRATRA Verfahren noch nicht ermittelt werden, da die Einfachstreueralbedo bei der verwendeten Normierung der Strahldichtevertelungen des Himmelslichts im Almkantar aus den Streutermen herausgekürzt wird. Um diesen Informationsverlust wieder aufzuheben, ist eine weitere unabhängige experimentelle Strahlungskomponente erforderlich, die diesen Einflußfaktor noch enthält. Erste Versuche mit der Einbeziehung von gemessenen abwärtsgerichteten Breitband-Strahlungsflüssen (Globalstrahlung) sind für die Intesivmeßkampagne 1991 in Melpitz erfolgreich durchgeführt worden, vgl. VON HOYNINGEN-HUENE et al. (1996). Die Bearbeitung der Leipziger Daten mit der dort dargestellten Methode ist z.Z. noch in Bearbeitung. Erste Ergebnisse, die den Unterschied in den Imaginärteilen zwischen 1991 und 1994/1995 zeigen sind in Abb. 6 enthalten. Für diese Untersuchungen konnten nur Datensätze herangezogen werden, in denen der Einfluß des stratosphärischen Vulkanaerosols weitgehend abgeklungen war, so daß er weder in den optischen Dicken noch in den Strahlungsflußdichten bemerkbar war. Die vorliegenden ersten Ergebnisse zeigen für 1994/1995 ($k = 0.008$) eine Reduzierung des Imaginärteils auf ca. 30 % des Werts, der 1991 ($k = 0.022$) ermittelt worden war.

3.. Aerosolgrößenverteilung

Um die wesentlichen Unterschiede in den Aerosolgrößenverteilungen während des SANAZeitraums zu erhalten, sind nur die Ergebnisse von Messungen verwendet worden, die bei kontinentalen und gealterten Luftmassentypen erhalten wurden. Der Zeitraum 1992 wurde wegen des vorherrschenden Einflusses des Pinatuboaerosols in den columnaren Eingangsdaten ausgeklammert. Abb. 9 zeigt die mittleren columnaren Größenverteilungen für kontinentale und gealterte Luftmassentypen für die Messungen von 1990/1991, 1993 und 1994. Man erkennt die Veränderung in den Aerosolgrößenverteilungen, vor allem im Radienbereich von 0.2 - 0.7 μm durch Abnahme der Teilchenzahlen in der Atmosphärensäule. In den Ergebnissen von 1993 tritt deutlich noch der Einfluß des Pinatubo-Aerosols im Radienbereich von 0.6 - 1.0 μm , der dann in den Daten von 1994 weitgehend fehlt.

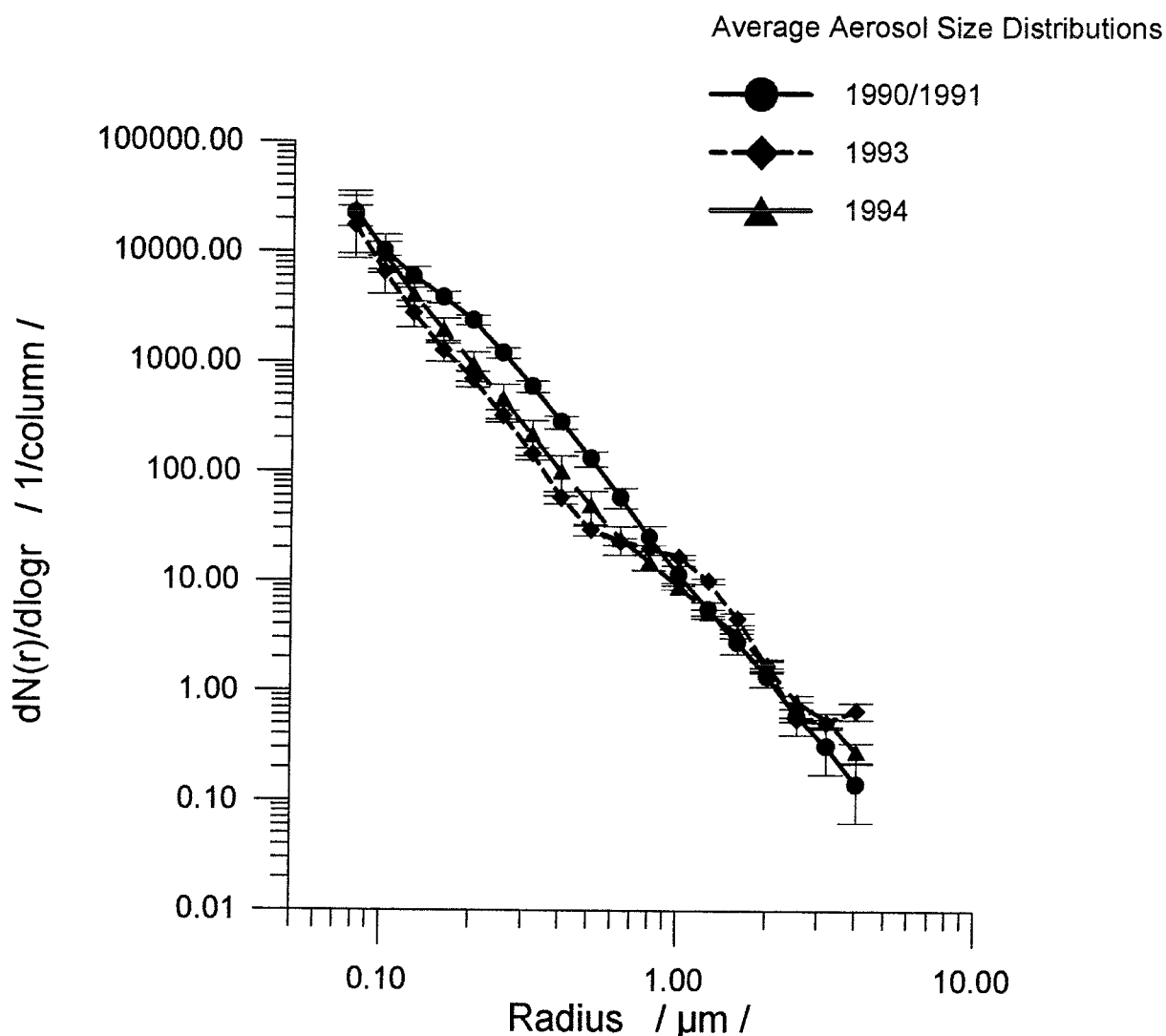


Abb.: 9

Mittlere columnare Aerosolgrößenverteilung für kontinentale Luftmassentypen in Leipzig für die Zeitbereiche 1990/1991, 1993 und 1994. Im Jahr 1993 ist noch deutlich der Einfluß des stratosphärischen Pinarubo-Aerosols erkennbar.

Vergleicht man die Ergebnisse von 1990/91 und 1994, spiegeln sie die wesentlichen Ergebnisse der Strukturveränderungen für die Aerosolgrößenverteilung wider. Die hauptsächliche Abnahme hat im Teilchengrößenbereich von 0.2 - 1.0 μm stattgefunden. Der Teilchenbereich von $r < 0.2$ zeigt keine wesentlichen Abnahmeerscheinungen, so daß sich daraus die Zunahme des Spektralabfalls in der spektralen optischen Dicke für die Jahre 1994 und 1995 erklärt (relative Zunahme kleinerer Teilchen).

Die Modenparameter für die Anpassung von logarithmischen Normalverteilungen an die invertierten Aerosolgrößenverteilungen spiegeln im wesentlichen das gezeigte Ergebnis wider. Man erhält in den meisten Fällen eine Anpassung von 4 Moden.

Mittlere Modenparameter für Aerosolgrößenverteilungen in der Troposphäre über Leipzig.

Zeit	Mode 1			Mode 2		
	Modenradius μm	Modenbreite	Partikelanzahl cm^{-3}	Modenradius μm	Modenbreite	Partikelanzahl cm^{-3}
1990/91	0.060	1.77	9600	0.178	1.61	651
1993/94	0.070	1.58	17800	0.176	1.55	493

Zeit	Mode 3			Mode 4		
	Modenradius μm	Modenbreite	Partikelanzahl cm^{-3}	Modenradius μm	Modenbreite	Partikelanzahl cm^{-3}
1990/91	0.434	1.64	130	1.26	1.44	3.85
1993/94	0.647	1.52	59	1.22	1.35	6.85

Die Modenparameter der Einzelmessungen zeigen jedoch eine große Variabilität. Die Hauptunterschiede sind in den Moden 2 und 3 zu erkennen.

4. Phasenfunktion

Die Phasenfunktion für das Leipziger Aerosol während des SANA-Zeitraums läßt sich in den Fällen mit Hilfe der Mie-Theorie aus den Aerosolgrößenverteilungen berechnen. Vergleicht man die Phasenfunktionen für kontinentale und gealterte Luftmassen von 1991 und 1994 so zeigen sich keine signifikanten Unterschiede. Die Unterschiede, die durch Luftmassenvariabilität auftreten sind erheblich größer als die zwischen 1991 und 1994. Die daraus resultierenden mittleren Asymmetrieparameter des Aerosols sind:

$$1991: \quad g = 0.658 \pm 0.02$$

$$1994: \quad g = 0.666 \pm 0.02.$$

3.5 Abschätzung von kurzwelligen Strahlungsflüssen

Zur Abschätzung von Änderungen in den kurzwelligen Strahlungsflüssen wurden die erhaltenen Aerosolparameter in einem spektralen Strahlungsbilanzprogramm auf der Basis des Strahlungscode von NAKAJIMA & TANAKA verwendet, um die abwärts- und aufwärtsgerichteten zu berechnen. Das Grundschema des Strahlungsflußprogramms zeigt Abb. 10.

Für eine erste Abschätzung der aerosolbedingten Änderung der Strahlungsbilanz durch die im SANA-Zeitraum abgelaufenen Änderung in den Aerosolparametern wurden Daten von Herbst 1991 und Herbst 1993 verwendet. Das Jahr 1992 wurde wegen des Pinatubo-Einflusses in der optischen Dicke ausgeklammert.

Der Hauptunterschied der optischen Eingangsparameter resultiert zum gegenwärtigen Kenntnisstand aus der Verringerung der optischen Dicke, da wir keinen signifikanten Unterschied in den Phasenfunktionen feststellen konnten. Ein Einfluß der Absorption konnte noch nicht untersucht werden, da die Untersuchungen für die Single Scattering Albedo noch nicht abgeschlossen sind.

Damit ergab sich für die gewählten Zeitpunkte 1991 und 1991 ein Unterschied in der Strahlungsbilanz von ca. $\Delta B = +8 \text{ W/m}^2$ in der kurzwelligen Strahlungsbilanz. Ebenso konnte eine Änderung im abwärts gerichteten Strahlungsfluß erhalten werden ebenfalls als ca. $F_G = +8 \text{ W/m}^2$ erhalten. Damit hat durch die Verringerung der Trübung von 1991 bis 1993 eine Zunahme der kurzwelligen Strahlungsbilanz und des abwärtsgerichteten Strahlungsflusses stattgefunden. Das anthropogene Strahlungsforcing durch die Belastungen der Braunkohleverbrennung während der DDR-Zeit kann daher für die Region um Leipzig mit ca. 8 W/m^2 abgeschätzt werden.

Zur Überprüfung der erhaltenen Ergebnisse wurden die Globalstrahlungsmessungen herangezogen. Die Daten aller wolkenfreien Tagesabschnitte wurden für die Vergleichbarkeit auf mittlere globale Einstrahlungsbedingungen umgerechnet. Damit wird der Einfluß unterschiedlicher Einstrahlungsbedingungen an verschiedenen Tage und Tageszeiten herauskorrigiert. Aus diesen korrigierten Größen wurden Monatsmittelwerte für die Daten von 1990/91 und 1993/94 berechnet. Es zeigt sich, daß der Hauptunterschied in den normierten abwärtsgerichteten Strahlungsflüssen in den Wintermonaten existiert, z.Z. sogar über $+10 \text{ W/m}^2$, während der Unterschied in den Sommermonaten weitgehend verschwindet. Abb. 11 zeigt die Resultate der korrigierten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse und die berechneten Differenzen. Das Kreuz markiert das Ergebnis der Strahlungsflußberechnungen aus den erhaltenen Aerosolparametern.

Damit zeigen Abschätzungen aus den Strahlungsflußmessungen und den Strahlungsflußberechnungen aus den gemessenen Aerosolparameter vergleichbare Resultate.

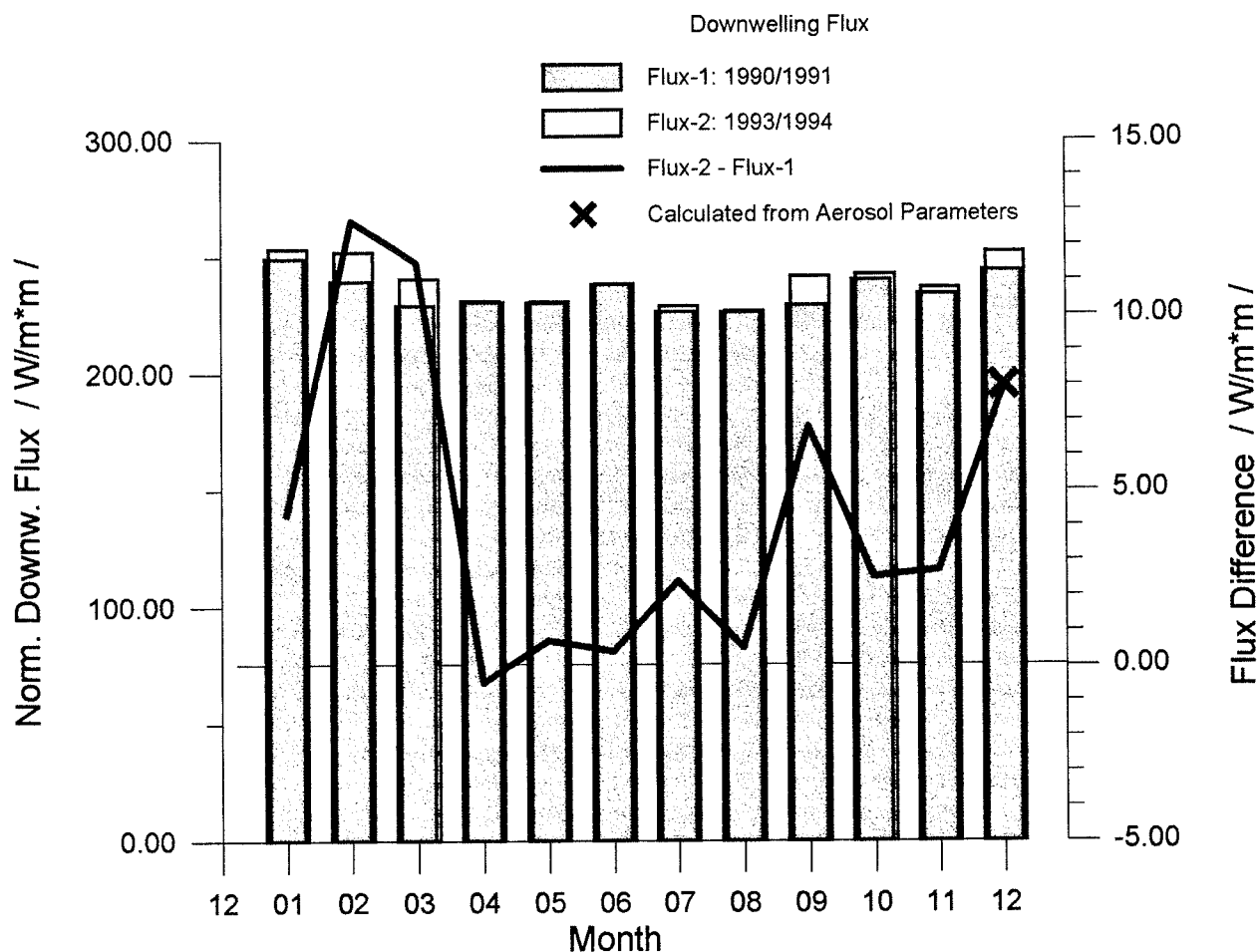


Abb.: 11

Vergleich der Monatsmittelwerte des abwärtsgerichteten kurzwelligen Strahlungsflusses (bezogen auf mittlere globale Einstrahlung) für wolkenlose Stundenabschnitte aus den Globalstrahlungsmessungen von Leipzig der Zeiträume 1990/91 und 1993/94. Die Differenz zwischen den Werten von 1993/94 und 1990/91 (dicke Linie) zeigt vor allem in den Wintermonaten eine deutliche Zunahme (von bis zu 12 W/m^2), die im Jahresmittel 3.9 W/m^2 ausmacht. Das Kreuz markiert die Flußänderung, die sich bei der Zugrundelegung der über die Inversionsmethoden bestimmten Aerosolparameter ergibt (8 W/m^2).

4. Zusammenfassung

Das vorgestellte Teilprojekt erbrachte folgende Ergebnisse und neue Erkenntnisse:

Die atmosphärische Trübung und die Schwebstaubkonzentration haben sich seit der politischen Wende 1990 in der Leipziger Stadtgrundsicht deutlich verringert (Abnahme um ca. 60 %).

Die stark luftmassenabhängige spektrale optische Dicke des Aerosols der Troposphäre über Leipzig hat sich ebenfalls verringert, was zur Veränderung der ab- und aufwärtsgerichteten Strahlungsflüsse geführt hat. Allein die Abnahme der optischen Dicke des Aerosols ergab eine Zunahme der kurzwelligen Strahlungsbilanz von 8 W/m^2 im Zeitraum von 1991 bis 1993, was einem Strahlungsforcing durch anthropogenes Aerosol der Stadtgrundsicht in der betreffenden Region entspricht.

Die Zusammensetzung des troposphärischen Aerosols veränderte sich in einer Weise, die zu einer starken Zunahme des relativen Anteils kleiner Partikel ($r < 0.15 \mu\text{m}$) führte. Diese Veränderung sollte auch der entscheidende Grund für die Abnahme der spezifischen Extinktion in der Grundsicht von $3.5 \text{ m}^2/\text{g}$ auf $2.3 \text{ m}^2/\text{g}$ sein.

Die experimentelle Untersuchung des Aerosol-Brechungsindex ergab keine signifikante Änderung von 1992 zu 1993/94, bestätigte aber dessen Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß gealtertes Aerosol hydrophyler als frisches kontinentales Aerosol ist.

Für den Trübungsstatus der Atmosphäre, inklusive der Grundsicht, sind meteorologische Ereignisse (Frontdurchgänge, Schichtung, vorherrschender Luftmassentyp) von vorrangiger Bedeutung.

5. Danksagung

An dieser Stelle sei dem Bundesministerium für Bildung und Forschung BMBF (früher BMFT) und dem Koordinator des Verbundprojekts SANA, Prof. W. Seiler für die Unterstützung vorliegender Forschungsarbeiten gedankt.

6. Literatur

Wendisch, M., und W. von Hoyningen-Huene (1992), Optically equivalent refractive index of atmospheric aerosol particles, *Beitr.Phys.Atmosph.*, Bd.65, 293-308

Stettler, M., und W. von Hoyningen-Huene (1993), Estimation of Pinatubo aerosol size distribution and its influence on spectral optical thickness measurements in Canada, *Beitr.Phys.Atmosph.*, Bd.66, 347-354

Uhlig, E.-M., und W. von Hoyningen-Huene (1993), Correlation of the atmospheric extinction coefficient with the concentration of particulate matter for measurements in a polluted urban area, *Atmospheric Research*, Bd.30, 181-195

von Hoyningen-Huene, W., und M.Wendisch (1994), Variability of aerosol optical parameters by advective processes, *Atmospheric Environment*, Bd.28, 923-933.

- Stettler, M., und W.von Hoyningen-Huene (1994), Three years of aerosol extinction measurements with a He-Ne-laser in the urban boundary layer of Leipzig, Germany, Beitr.Phys.Atmosph., Bd.67, 169-180
- Uhlig, E.-M., Stettler, M., und W. von Hoyningen-Huene (1994), Experimental studies on the variability of the extinction coefficient by different air masses, Atmospheric Environment, Bd.28, 811-814
- Wendisch, M., und W.von Hoyningen-Huene (1994), Possibility of refractive index determination of atmospheric aerosol particles by ground-based solar extinction and scattering measurements. Atmospheric Environment, Bd.28, 785-792
- von Hoyningen-Huene, W., Stettler, M., und M. Weller (1996), Determination of climate-relevant aerosol parameters in the vicinity of an industrial region in Eastern Germany, Meteorol. Zeitschrift NF Bd.5 (Nov.) in press
- Stettler, M., und W.von Hoyningen-Huene (1996), On the relation between boundary layer and air mass aerosol at an urban location - case studies, Atmospheric Research Bd.40 1-18.
- Hänel, G. (1984) Parametrization of the influence of relative humidity on optical properties. In: Aerosol and their climatic effects. Deepak Publ. Hampton, 117-123.
- Hänel, G. (1976) The Properties of atmospheric aerosol particles as function of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air. Advances in Geophysics, Vol 19, 73-188.
- Hänel, G. (1994) Optical Properties of atmospheric particles: complete parameter sets obtained through polar photometry and improved inversion technique. Applied Optics, Vol. 33, 30, 7187-7199.
- Kasten, F., Young, A.T. (1989) Revised optical air mass tables and approximation formula. Applied Optics, Vol. 22, 4735-4738.
- Pollack, J.B., Cuzzi, J.N. (1980) Scattering by nonspherical particles of size comparable to a wavelength: a semiempirical theory and its application to tropospheric aerosols. J. Atm. Sci., Vol 37, 868-881.
- Nakajima, T., Tanaka, M. (1988) Algorithms for radiative intensity calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, Vol 40, 51-69.

Trockene Deposition von Schwefeldioxid (SO₂), Ozon (O₃) und Stickoxiden (NO_x) an der Forschungsstation des IfT in Melpitz 1992-1995 - Meßtechnische Realisierung und Ergebnisse

G. Spindler, U. Teichmann, D. Theiss, E. Brüggemann

Summary:

Results from the subproject "Dry Deposition" of the national research project entitled SANA (Scientific Attendance Program of the Rehabilitation of the Atmosphere in the New Federal Lands) are presented. After the political unification of Germany a change in the air quality in the region of the conurbation of Leipzig have been observed as consequence of changes in the energy politics, economic structural reorganisation and the environmental legislative.

The concentrations of the trace gases SO₂, Ozone and NO_x (NO and NO₂) were measured over a period of more than three years (May 1992 to December 1995). For the measurements the micrometeorological gradient technique was applied to calculate the trace gas fluxes of SO₂ and O₃. The instrumentation of the research station near Melpitz - downwind of the conurbation of Leipzig - , the calculation of dry deposition and the meteorological situation for this time consist of SO₂ and O₃, the temperature, global radiation, and wind velocity are described.

Typical monthly impacts for SO₂ and Ozone were found in the range between 2-5 and 2-3 kg/(ha*month) for winter time and between 0.2-0.6 and 3-10 kg/(ha*month), respectively, for summer time, respectively. The ratio of dry deposition to total S-impact was 0.5 with a large variation from month to month.

Zusammenfassung:

Ergebnisse aus dem Teilprojekt "Trockene Deposition" des nationalen Verbundforschungsvorhabens SANA (Wissenschaftliches Begleitprogramm zur SANierung der Atmosphäre über den neuen Bundesländern) werden vorgestellt. In der Zeit nach der politischen Einigung Deutschlands konnte eine Veränderung der Luftqualität im Ballungsraum Leipzig als Folge der neuen Energiepolitik, einer ökonomischen Neustrukturierung und des Wirksamwerdens einer neuen Umweltgesetzgebung festgestellt werden

Die Konzentration der Spurengase SO₂, Ozon und NO_x (NO und NO₂) wurde über mehr als drei Jahre gemessen. Die Berechnung des trockenen Eintrages von SO₂ und Ozon erfolgte unter Anwendung der mikrometeorologischen Gradiententechnik. Der Aufbau der Forschungsstation im Lee des Ballungsraumes Leipzig, die Berechnung der trockenen Deposition für SO₂ und O₃ und die meteorologische Situation am Beispiel der Temperatur, der Globalstrahlung und der Windgeschwindigkeit für diesen Zeitraum werden beschrieben.

Typische monatliche Einträge für SO₂ und Ozon wurden im Bereich von 2 -5 und 2-3 kg/(ha*Monat) einerseits im Winter und 0,2-0,6 bzw. 3-10 kg/(ha*Monat) andererseits im Sommer ermittelt. Der mittlere Anteil der trockenen Deposition für S am Gesamtschwefeleintrag konnte zu etwa 50 % festgestellt werden, wobei sehr große Unterschiede von Monat zu Monat auftraten.

1. Einleitung

Die trockene Deposition von Spurenstoffen aus der Atmosphäre hin zur Erdoberfläche kann als Senke für Spurenstoffe in der Troposphäre wie auch als eine Komponente in der Stoffbilanz von Ökosystemen nicht vernachlässigt werden. Dieser vertikale Stofftransport, der ohne Mitwirkung von Niederschlägen erfolgt und den Transport partikulärer Beimengungen (Aerosole) mit einschließt, kann in der gleichen Größenordnung liegen wie der Eintrag durch nasse Deposition, (Fowler 1980; Eisenreich et al. 1981; Erisman et al. 1989; Lindberg und Lovett, 1992, Smith 1991). Welcher der beiden Depositionsmechanismen überwiegt, hängt von verschiedenen Faktoren ab, z. B. der atmosphärischen Konzentration und den chemischen Eigenschaften des Spurenstoffes selbst, der Rauigkeit der Unterlage und der geographischen Lage, welche die Niederschlagshäufigkeit und die mittlere Windgeschwindigkeit mit bestimmt. Nicht zuletzt ist die Entfernung zur Quelle des emittierten Spurenstoffes ein weiterer wesentlicher Einflußfaktor.

Im Verbundforschungsvorhaben SANA des BMBF¹⁾ wurde davon ausgegangen, daß sich durch die auf dem Gebiet der ehemaligen DDR unmittelbar nach der deutschen Vereinigung schnell stattfindende Umstrukturierung von Industrie, Landwirtschaft und Gesellschaft sowie greifende umweltpolitische Maßnahmen die Emissionsraten der klassischen Spurengase (SO₂, NO₂ und NO_x) stark ändern. Das muß sich direkt und über eine veränderte Bildung sekundärer Spezies - Ozon, Säuren und Photooxidantien - wiederum auf die Immissionen in suburbanen Regionen auswirken. Solche sinkende Konzentrationen (oder im Falle von Ozon auch einen möglichen Anstieg) können Oberflächeneigenschaften verändern, wodurch zu erwarten war, daß sich die Einträge durch molekular turbulenten Transport in das Ökosystem verändern könnten.

Da heute als allgemein anerkannt gilt, daß eine sinnvolle Bestimmung der trockenen Deposition nur unter Anwendung mikrometeorologischer Methoden erfolgen sollte (Foken et al. 1995, Peters 1995), wurde beschlossen, innerhalb des Verbundprojektes exemplarisch eine automatisch betriebene Dauermeßstation nach vorliegenden neueren Erkenntnissen zu konzipieren und möglichst schnell im Lee des Ballungsraumes Halle-Leipzig zu errichten und zu betreiben. Dabei sollten die Messungen der Konzentration und der Flüsse ausgewählter Spurengase mit Hilfe der Gradientenmethode über einer für den Großraum repräsentativen Vegetationsoberfläche erfolgen.

Die Station konnte auf den Großwiesen bei Melpitz im Urstromtal der Elbe von Juli 1991 bis Januar 1992 in ausreichender Entfernung zum Ballungsraum errichtet werden. Das komplette Gradientensystem für die Spurengase SO₂, NO_x und O₃ ging zusammen mit den notwendigen meteorologischen Messungen im Mai 1992 in Betrieb. Zusätzlich wurde auch die nasse Deposition in Melpitz registriert, (Brüggemann 1996).

2. Experimenteller Aufbau, Datenerfassung und Qualitätssicherung

2.1. Auswahl des Standortes

Für die Anwendung der mikrometeorologischen Gradientenmethode zur experimentellen Bestimmung der trockenen Deposition von Spurengasen war ein Standort notwendig, der die Ausbildung einer "constant flux layer" ermöglicht. Das erfordert eine sehr ebene Fläche, die in Hauptwindrichtung frei von nahen Emissionsquellen sein muß. Die unmittelbare Umgebung sollte darüber hinaus möglichst homogen bewachsen und nicht geneigt sein (Höhenunterschiede weniger als 1 m auf 100 m).

¹⁾ Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie

Es dürfen keine Quellen zusätzlich induzierter Turbulenz (Baumreihen, Bauwerke, Waldkanten etc.) bis in 1 km Entfernung vorhanden sein. Foken (1990) fordert für die Genauigkeit und Repräsentanz von Messungen turbulenter Energie- und Stoffflüsse in der bodennahen Grenzschicht und als wesentliche Voraussetzung für die Auswertbarkeit der gemessenen Vertikalprofile für Wind, Temperatur, Feuchte und Konzentrationsverteilung der Spurengase:

1. Völlig ebenes Gelände, Hangneigungen < 3 %,
2. einheitliche Bodenstruktur ohne Unterschiede im Bewuchs, damit keine signifikanten Oberflächenrauigkeiten und/oder thermische Strukturen mit folglich verändertem Depositionsverhalten auftreten,
3. großer Abstand (mehrere Kilometer) von Emittenten in der Hauptwindrichtung, da sonst die notwendige Annahme eines von Advektionsprozessen ungestörten turbulenten Spurenstoffflusses nicht erfüllt ist.

Die Aufzählung zeigt, daß es sich bei einem "realen" Meßplatz bei der relativ dichten Besiedelung des Freistaates Sachsen nur um einen Kompromiß zwischen Anforderungen durch das Meßverfahren, vorhandener Orographie und Erfüllbarkeit infrastruktureller Randbedingungen handeln kann.

Das 90 Jahre alte Grasland besteht hauptsächlich aus folgenden Pflanzen: *Lolium perenne* (Deutsches Weidelgras), *Taraxacum officinale* (Gemeiner Löwenzahn) und *Leontodon autumnales* (Herbst Löwenzahn). Der Standort ist zumindest zeitweise grundwasserberührt. In einer Entfernung von ca. 80 m östlich des Meßfeldes befinden sich die Container für die Datenerfassung. Zum Containerstandort führt eine Zufahrt aus Melpitz.

Es bleibt zu beachten, daß sich aus der unterschiedlichen landwirtschaftlichen Nutzung außerhalb der eigentlichen Weide mechanisch und thermisch induzierte interne Grenzschichten ausbilden können. Dabei wird im unteren Teil des Höhenprofils die Turbulenzstruktur durch die eigentliche Unterlage Weide bestimmt, im oberen Teil des Höhenprofils wird die Turbulenz durch die vorgelagerte Unterlage geprägt. Die Höhe des ungestörten Bereiches oberhalb einer internen Grenzschicht (h_0) und unterhalb (h_u) läßt sich in Abhängigkeit der Windwirklänge "fetch" (f) abschätzen (Raabe 1991).

$$\begin{aligned} h_0 &\approx 0,5 * \sqrt{f} \\ h_u &\approx 0,3 * \sqrt{f} \end{aligned} \tag{1}$$

Zeitweilig ist mit der Existenz interner Grenzschichten (im Höhenbereich zwischen 4 m und 7 m) zu rechnen. Abbildung 1 zeigt die geographische Lage der Meßstation mit Windrose.

2.2. Aufbau des Gradientensystems

Das Gradientensystem wurde so ausgelegt, daß es dauerhaft automatisch betrieben werden kann. Dies erforderte von vornherein die Festlegung von Steuermodi, da im Zusammenhang mit der Zielstellung ausgeschlossen werden mußte, daß sich Veränderungen im Betriebsregime auf die Konstanz der Meßreihe auswirken. Die Abbildung 2 zeigt die Realisierung der Immissionsmessungen in unterschiedlichen Höhenniveaus.

Es wurden zwei getrennte Gittermasten (Entfernung 27 m) für die Erfassung der meteorologischen Größen und die Luftansaugung für die höhenvariable Konzentrationsmessung errichtet. Damit wurde verhindert, daß es am Mast für die Luftansaugung zur zusätzlichen Induzierung von Turbulenz durch Datenfassungsmodulen und Sensoren kommt.

Die relativ dichte Höhenbestückung für das Gradientensystem wurde bewußt gewählt. Im Prinzip wären zwei Meßniveaus ausreichend, um alle zur Berechnung von Spurengasflüssen

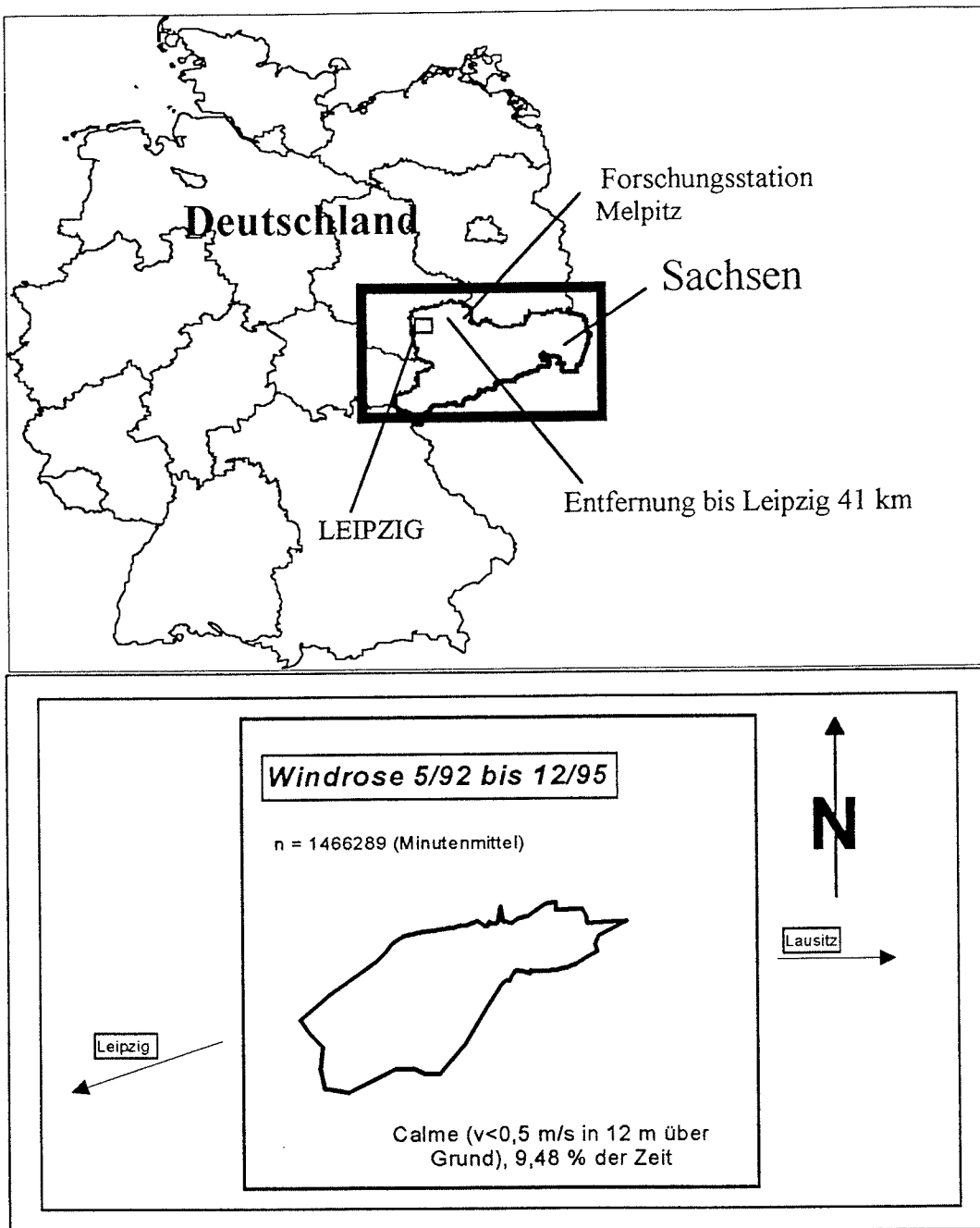


Abbildung 1 Geographische Lage der Meßstation (87 m NN, 51°32' N, 12°54' E) und Windrose 5/92 bis 12/95

erforderlichen Größen bestimmen zu können. Störungen in den Profilen sind dann aber nicht erkennbar. Da ein Meßgebiet, das o.g. theoretischen Anforderungen genügt, praktisch nicht zu finden ist, wurde das Vertikalprofil der Dauermeßstation bis in 12 m Höhe 8-fach mit Sensoren (Windgeschwindigkeit, trockene und feuchte Temperatur) bestückt und eine Luftansaugung für die Immissionsmessungen aus vergleichbaren Höhenniveaus vorgesehen. Um die Verteilung der Meßstellen so zu gestalten, daß zwar nach unten hin die dichtere Bestückung vorhanden ist, aber andererseits im oberen Teil der Masten keine zu großen "Lücken" auftreten, wurde eine zweifach logarithmisch gegliederte Anordnung gewählt ("Duolog"). Für die Höhenniveaus 1 bis 8 ergeben sich die in Tabelle 2 angegebenen Höhen über Grund.

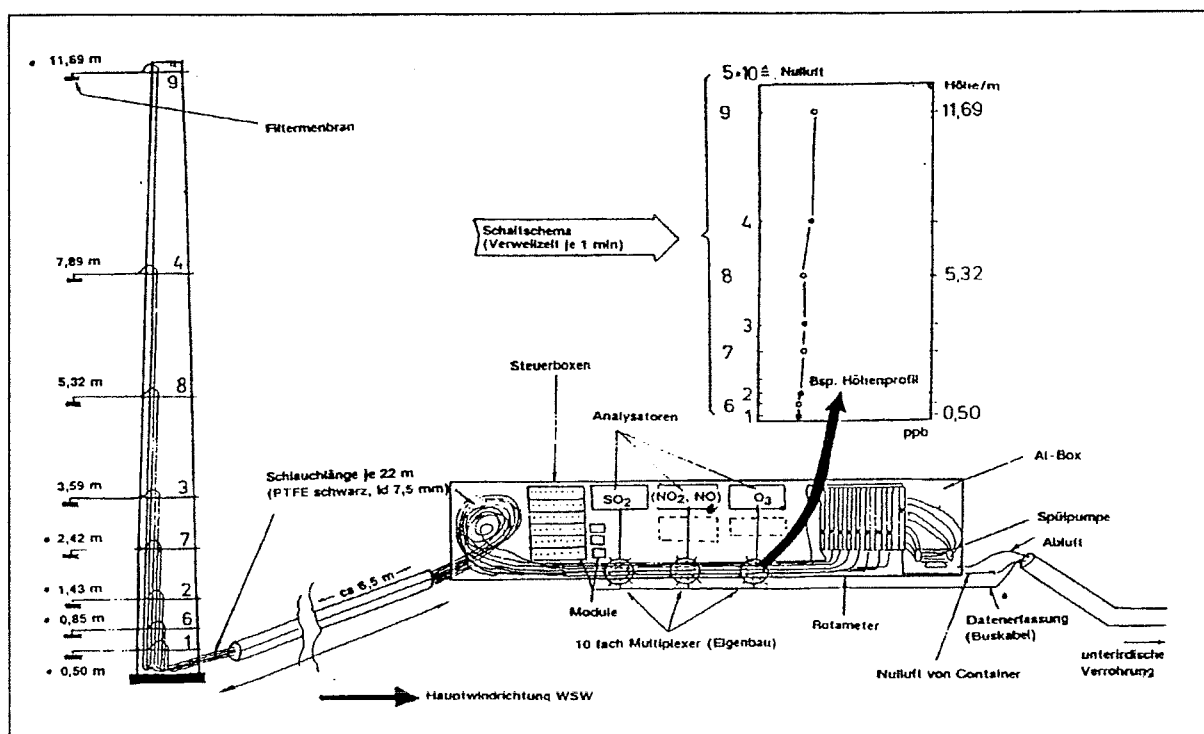


Abbildung 2 Gradientensystem, Mast für Immissionsmessungen¹⁾ und Analysatorbox

Es war notwendig, zwischen Datenerfassungscontainer und Meßfeld (Standort Analysatorbox) unterirdisch Rohre zu verlegen, um auch weiterhin eine einheitliche landwirtschaftliche Nutzung der Weide zu ermöglichen. In 1 m Tiefe liegen vier parallele Rohre mit einem Innendurchmesser von 100 mm, am Meßfeld enden sie oberirdisch neben der Analysatorbox und vor dem Container in einem gemauerten Schacht. Parallel zu diesen Rohren, durch die Kabel und Versorgungsschläuche gezogen wurden, sind zwei Kupferrohre verlegt. Durch diese Rohre wird im Sommer Wasser gepumpt (Wegstrecke 160 m in 1 m Tiefe). Dieses Wasser wird in der Analysatorbox über einen Wärmetauscher mit Querstromlüfter geführt. Somit ist es möglich, die im Sommer in der Box entstehende Wärme abzuführen. Im Winter dient die warme Abluft der Gradientenpumpe zum Heizen der Analysatorbox. Es wurden 8 Schalenkreuzanemometer und in 12m Höhe eine Wetterfahne der Firma "Siggelkow" installiert. Als Sensoren für die trockene und feuchte Temperatur dienen 8 Psychrometer (PT 100) der Firma "Thies", zusätzlich wurden Strahlungskomponenten und die Bodentemperatur bis in 0,5 m Tiefe registriert. In Tabelle 1 ist die Bestückung des Gradientensystems mit chemischer Meßtechnik aufgelistet.

2.3. Zentrale Datenerfassung und Steuerung, Datenaufbereitung

Das Kernstück der zentralen Datenerfassung bildet ein Echtzeitrechner mit 32-Bit-Betriebssystem auf VME-Bus-Basis. Echtzeitrechner (VMEexec-Target, Motorola MVME167) und Entwicklungsrechner (Unix System V; Motorola MVME147) sind getrennt, können jedoch über VME-Bus und Ethernet kommunizieren. Zur Synchronisation externer Experimente stehen Signalausgänge zur Verfügung.

1) Ursprünglich war vorgesehen, die Filterhalterungen der Luftansaugung mit Teflonfiltern (5 µm) zu bestücken, aufgrund der vorhandenen Aerosolbelastung war dies jedoch nicht möglich, da sich in sehr kurzer Zeit ein extrem hoher Unterdruck aufbaut. Deshalb mußten diese Teflonfilter durch Quarzfritten (keine Zerstörung von O₃ im Gegensatz zu Glasfritten) ersetzt werden. Diese Fritten haben den Vorteil, daß sie gereinigt und wiederverwendet werden können.

Jegliche zeitbezogene Aktion wird definiert über sogenannte Events mit der Genauigkeit der DCF77-Funkuhr (VME-Bus-Ausführung) gestartet. Als Zeitbasis wurde die mittlere Ortszeit (MOZ), MEZ -8 min und -16 s, vereinbart. Die Daten des Gradientensystems werden über serielle Module der Firma IMKO mit einer Zeitaufösung von 10 Sekunden erfaßt und zum Rechner (Polling) übertragen.

Die Datenablage erfolgt auf MO-Disk (600 MB Kapazität) in Halbstundendateien, deren Inhalt im IfT weiterbearbeitet und in eine Datenbank (INGRES) als Minutenmittel gespeichert wird. Der Echtzeitrechner steuert u.a. die gesamte Ventilschaltung, registriert und behandelt Fehler

Tabelle 1 Komponenten des Gradientensystems (Spurengaschemie)

Meßwertgeber/Gegenstand	Einbau/Funktion	Anzahl
PTFE-Schlauch (schwarz) ^{a)} Fa. "BEMU", Ø 7,5/9,5 mm, je 22 m	Transport der Luft aus den 8 Ansaughöhen	8
radiale Gasmultiplexer (Eigenbau), alle verwendeten Teile und Schalt- ventile Fa. "Galtec" aus PTFE	Analysatorbox, wahlweise Luftzufuhr zu den Analysatoren aus unterschiedlichen Höhen	3
Rotameter mit Minimaschalter, Fa. "MFE"	Analysatorbox, Kontrolle des Luftstromes aus 8 Höhen	9
Saugpumpe mit 8 Köpfen Fa. "hyco"	Analysatorbox, ständige Spülung des Ansaugsystems	1
SO ₂ -Analysator, Typ AF21M Fa. "Ansyco" (schnelle Version, Sonderanfertigung)	Analysatorbox, kontinuierliche Messung der SO ₂ -Immission (UV-Fluoreszenz) Ansprechzeit 10s	1
O ₃ -Analysator, Typ 41M Fa. "Ansyco"	Analysatorbox, kontinuierliche Messung der O ₃ -Immission (UV-Adsorption) Ansprechzeit 30s	1
NO _x -Analysator, Typ 8841 Fa. "MonitorLabs"	Analysatorbox, kontinuierliche Messung der NO/NO _x -Immission, (Chemiluminiszenz) Ansprechzeit 60s	1

a) Es wurden schwarze PTFE-schläuche verwendet, um photochemische Reaktionen im Schlauch weiterstehend zu unterdrücken (Beier und Schneewind 1991).

einzelner Module bis hin zu einer Initialisierung. Auf XWindows (netzwerkfähig) basierende Grafiktools gestatten die Online-Darstellung von Meßwerten und Steuereingriffe per Mausklick. QA/QC-Güteanforderungen wird zusätzlich durch ein elektronisches Stationstagebuch entsprochen. Die gesamte Datenerfassung wird aufgrund der schlechten E-Netzqualität über eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) betrieben, die im Bedarfsfalle per Softwaretool einen automatischen Systemabschluß und Neustart des Rechners ermöglicht. Nach Blitzschlag/Hochwasser in 1994 wurde größerer Aufwand in entsprechende Prävention seitens E-Netz und Meßfeld investiert, was sich bewährt hat. Der Entwicklungsrechner wurde zum zentralen Kontrollrechner der Station ausgebaut mit Tools zur Systemüberwachung, -kontrolle und -steuerung. Diese Funktionen sind auch "remote" vom IfT aus bedienbar bis zum RESET, BOOT der Rechner und der Möglichkeit der Abforderung aktueller oder gespeicherter Daten. Dazu besteht eine Modemverbindung über Telefonnetz zwischen Melpitz und einem ins IfT-Netz eingebundenen Unix-Rechner.

Für die hier diskutierten Berechnungen wurden aus den Minutenmitteln der Datenbank INGRES 5-Minutenmittel gebildet, einer graphischen Sichtung unterzogen und als LOTUS-Files (*.WK3) zu entsprechenden Ergebnissen weiterverarbeitet. Dieses Datenformat erlaubt eine direkte graphische Weiterverarbeitung unter EXEL 4.0 und einen Export von ASCII-Files für weitere Nutzer.

2.4. Langzeitmessungen

2.4.1. Messungen mit dem Gradientensystem

Die Gradientenmethode (auch Integral- oder Profilmethode), als ein indirektes Verfahren zur Bestimmung der trockenen Deposition, beruht auf der Annahme, daß die turbulenten Flüsse von Impuls, sensibler Wärme und Materie - im Sinne einer Schließung erster Ordnung - parametrisiert werden können (Monin und Obuchov 1954, Businger 1973, Atkins und Garland 1974, Fowler 1978, Herbert und Kramm 1981, Rojas et al. 1993).

Dieses Verfahren wird neben anderen (Winkler 1985, Spindler et.al. 1989, Erisman et.al. 1994, Foken et.al. 1995, Peters 1995) zur Berechnung der trockenen Deposition von Spurengasen aus Immissions-, Windgeschwindigkeits- und Temperaturmessungen in unterschiedlichen Höhen über Grund häufig herangezogen. Es erscheint nach mehr als dreijähriger Betriebserfahrung für die Flußmessung von SO₂ und Ozon im "automatischen" Dauerbetrieb geeignet.

Es ist dazu notwendig, die Immissionskonzentrationen in unterschiedlichen Höhen über Grund zu messen. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten, die kontinuierliche Messung mit je einem Gasmonitor in einer Höhe (kontinuierliches Verfahren) zum einen und zum anderen die zeitversetzte Messung durch alternierende Zufuhr von Luft aus jeweils einer Höhe zu einem Monitor (quasikontinuierliches Verfahren). Die Entscheidung für eines der Verfahren birgt ein Für und Wieder in sich. Ein Problem ist die Wiedergabe von zeitlichen Konzentrationsänderungen einerseits, weil ein diskontinuierliches Verfahren ein Profil immer nur zeitlich versetzt liefern kann, andererseits ist beim kontinuierlichen Verfahren die niemals mögliche exakte Kalibrierung von mehreren Spurengasmonitoren eine zusätzliche Fehlerquelle. Es wurde deshalb das Verfahren einer quasikontinuierlichen Messung, wie es Abbildung 2 verdeutlicht, gewählt. Tabelle 2 beschreibt den realisierten Schaltzyklus für die Gasmultiplexer, die den permanenten Luftstrom dem jeweiligen Gasanalysator zuführen.

Tabelle 2 Schaltzyklus der Luftzufuhr für die Gasanalysatoren^{a)}

Zeit [min]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Höhe/Kennziffer ^{b)}	1	3	5	7	?	2	4	6	8	?
Ansaughöhe [m]	0,50	1,43	3,59	7,89		0,85	2,42	5,32	11,69	
	Teilprofil 1					Teilprofil 2				

a) Aus meßtechnischen Gründen (langsamere Einstellzeit) konnte für den NO_x-Analysator nur ein Profil aus den Höhen 2,4,6,8 mit einer zweiminütigen Verweilzeit realisiert werden.

b) ? entspricht frei verfügbar

Die plötzlich starke Änderung von Immissionen kann auf Grund der zeitlichen Verzögerung zu Schwierigkeiten führen, da die Voraussetzung einer *constant flux layer* nicht mehr gegeben ist. Dies zeigt sich bei dem gewählten Schaltzyklus in einem Kippen der Teilprofile gegeneinander. Entsprechende Situationen konnten nach manueller Sichtung der Daten eliminiert werden.

Aus den gemessenen Konzentrationsprofilen und den Messungen von Windgeschwindigkeit, trockener und feuchter Temperatur in 8 Höhen kann der Fluß der Spurenkompone i zum Boden ermittelt werden. Dieser Fluß ist für annähernd inerte Komponenten in den unteren Metern über Grund konstant, bei reaktionsfähigen Komponenten (O₃, NO_x) können, zumindest zeitweise, chemische Reaktionen, die innerhalb der gleichen Zeitskala wie die Depositionsprozesse ablaufen, zu Flußdivergenzen führen (Spindler et.al. 1996). Das heißt, der in einer Referenzhöhe über der Erdoberfläche (Vegetationsoberfläche) bestimmte Fluß ist nicht gleich dem Fluß direkt an der Oberfläche. Da Ozon in der Regel in höheren Konzentrationen als NO_x auftritt, ist es in erster Näherung möglich, hier den Einfluß chemischer Reaktionen zu vernachlässigen. Im folgenden wird die Berechnung des Flusses kurz aufgezeigt (Thom 1975).

Es wird angenommen, daß der vertikale Fluß der Komponente i [F_{ci}] dem Gradienten der mittleren Größe der Konzentration proportional ist.

$$F_{ci} = -K_c \frac{dc_i}{dz} \quad (2)$$

Analog dem Transfer von Impuls und Wärme soll in der turbulenten *Prandtl*-Schicht auch der vertikale Spurengasfluß stattfinden. Das bedeutet, daß die turbulenten Austauschkoefizienten für die Wärme (K_h), den Impuls (K_p) und die Konzentration (K_c) gleichgesetzt werden (Thom et al., 1975, Oke, 1987, Foken et al., 1975):

$$F_p = K_p \frac{du}{dz} \quad \text{und} \quad F_h = K_h \frac{dT}{dz} \quad (3)$$

$$K_c \approx K_p \approx K_h \quad (4)$$

Für die Auswertung der Dauermessungen soll zeitgleich das Wind- und Temperaturprofil im gleichen Höhenbereich bekannt sein. Abbildung 4 zeigt als Beispiel ein unter neutralen atmosphärischen Bedingungen real gemessenes Windprofil und verdeutlicht den Weg zur Berechnung der Verdrängungshöhe d , die als ein indirektes Maß für die Vegetationshöhe ist. In dieser Arbeit wird eine Faustregel bestätigt, nach der gilt, daß d ca. 60 bis 80 % der physikalischen Höhe des Bewuchses entspricht. Die Verdrängungshöhe d wurde für alle Stunden mit annähernd neutralen meteorologischen Bedingungen ermittelt und wird jeweils als Monatsmittel bei den Flußberechnungen berücksichtigt. Abbildung 13 zeigt die monatlich ermittelten Verdrängungshöhen d . Aus der Steigung der Geraden in Abbildung 3 kann die Schubspannungsgeschwindigkeit (u^*) berechnet werden, und aus der Gleichung der optimierten Geraden wird die Rauigkeitslänge (z_0) abgeleitet. Als Faustregel für die Rauigkeitslänge unter neutralen Bedingungen gilt, daß sie etwa 10 bis 20% der Höhe der Rauigkeitselemente ausmacht. Für die Schubspannungsgeschwindigkeit (u^*) gilt

$$u^* = \frac{du}{d(z-d)} \cdot k \cdot (z-d) \quad (5)$$

der turbulente Austauschkoefizient für den Impuls kann als

$$K_p = k \cdot u^* \cdot (z-d) \quad (6)$$

beschrieben werden. k ist die dimensionslose *von Karman*-Konstante ($k = 0,4$). Unter Beachtung von Gleichung 2 und der Gleichsetzung der turbulenten Austauschkoefizienten K_p und K_c läßt sich für den vertikalen Spurengasfluß eine bei neutraler atmosphärischer Schichtung ($F_{c(\text{neutral})}$) geltende Berechnungsformel ableiten:

$$F_{c \text{ neutral}} = k^2 \cdot (z-d)^2 \cdot \frac{du}{d(z-d)} \cdot \frac{dc}{d(z-d)} \quad (7)$$

Da diese Berechnung des Spurengasflusses aus der Kenntnis des Konzentrations- und Windgeschwindigkeitsgradienten streng nur für eine neutral geschichtete Atmosphäre gilt, ist es notwendig, den jeweiligen Zustand der Atmosphäre im betreffenden Höhenbereich zu ermitteln. Dies ist mit Berechnung der *Richardson*-Zahl (R_i) möglich, dafür muß zusätzlich der Temperaturgradient über Grund gemessen werden. Die *Richardson*-Zahl berechnet sich nach Gleichung 8:

$$R_i = \frac{g}{T} \frac{dz}{du^2} = \frac{g}{T} \cdot \frac{(T_2 - T_1)(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2} \quad (8)$$

$R_i < 0$ gilt, wenn die Atmosphäre labil geschichtet ist, bei stabiler Schichtung ist $R_i > 0$. Eine neutrale Schichtung liegt streng genommen nur bei $R_i = 0$ vor. In der Praxis wurden für diesen Fall jedoch Grenzen angegeben ($0,03 > R_i > -0,03$ für den neutralen Fall). Der Fluß kann nun für labile und stabile Verhältnisse mit Hilfe empirisch ermittelter Stabilitätsfunktionen "korrigiert" werden.

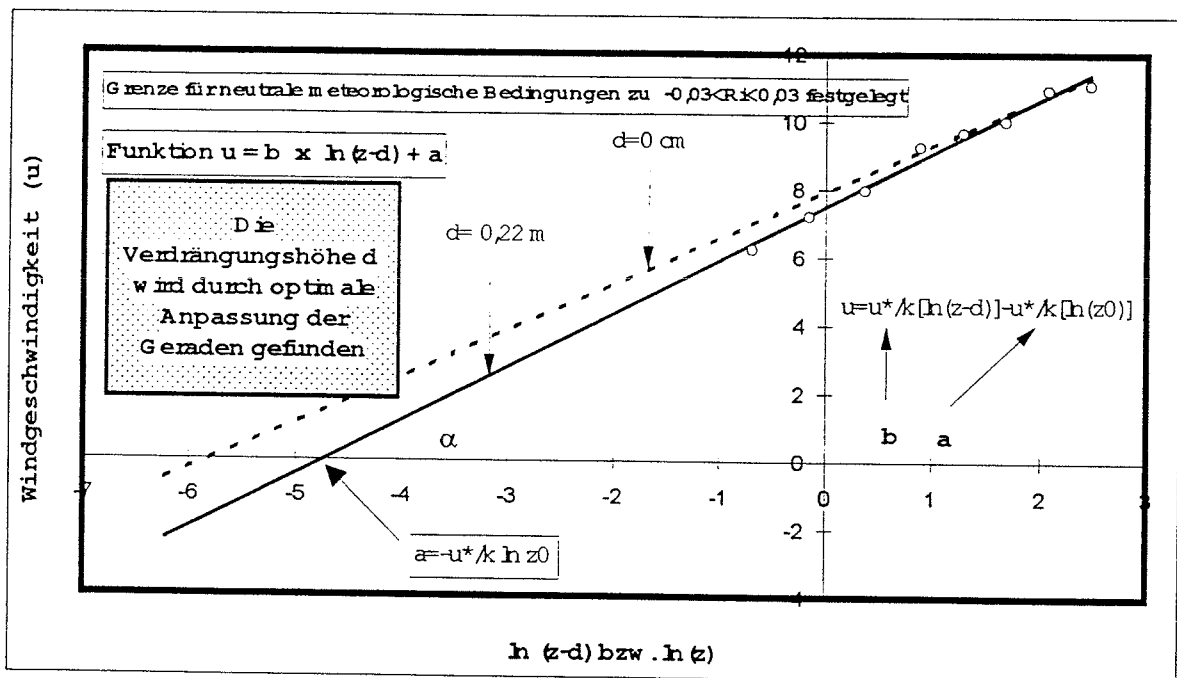


Abbildung 3 Beispiel eines linearisierten Windprofils (Stundenmittel) 16.01.93 13:00 CET Melpitz (horizontale Windgeschwindigkeit u in m/s)

In der Literatur findet man verschiedene Vorschläge für eine solche Korrektur. In dieser Arbeit finden die Korrekturen nach Thom (1975) Anwendung.

$$F_{c(stabil)} = F_{c(neutral)} \cdot (1 - 5 R_i)^2 \quad (9a)$$

$$F_{c(labil)} = F_{c(neutral)} \cdot (1 - 16 R_i)^{3/4} \quad (9b)$$

Es ist auch möglich, die Stabilitätsfunktionen für Impuls-, Wärme- und Spurenstofffluß (Φ_p , Φ_h , Φ_c) alternativ als Funktion der MONIN-OBUKOV-Länge (L) über die dimensionslose Größe z/L auszudrücken (Businger et al. 1971). Eine mögliche Korrektur ist folgende nach Panofsky und Dutton (1984):

$$\Phi_p(z/L) = (1 - 16 z/L)^{-1/4} \quad \text{stabile Verhältnisse} \quad -2.5 \leq z/L \leq 0 \quad (10)$$

$$\Phi_p(z/L) = (1 + 5 z/L) \quad \text{labile Verhältnisse} \quad 0 \leq z/L \leq +2$$

2.4.2. Kalibration der chemischen Monitore und Qualitätssicherung der Immissionsmessung

Die verwendeten chemischen Monitore sind in Tabelle 1 aufgelistet, Prüfgase und Kalibratoren sind in Tabelle 3 beschrieben. Die Kalibration der verwendeten Spurengasanalytoren erfolgte diskontinuierlich off-line, eine direkte Kalibration über das Ansaugsystem ist auf Grund der hohen Gasströme (500 bis 600 l/h) nicht möglich. Tabelle 4 beschreibt die Standardkalibrationsprozeduren. Bei den vorgenommenen Kalibrationen zeigten die Analytoren, wenn nicht offensichtliche technische Defekte eintraten, nach 4 Wochen keine Abweichung um mehr als 5 % des Absolutwertes. Die Melpitzer Meßstation unterlag innerhalb des Verbundprojektes der Qualitätskontrolle durch das luftchemische QA/QC-Labor des Institutes für Atmosphärische Umweltforschung (IFU) in Garmisch-Partenkirchen (H.-J.Kanter und V.Mohnen). Weiterhin wurden Parallelmessungen in einem vergleichbaren Höhengniveau durchgeführt. Durch direkte Prüfgasaufgabe auf die in der Analysatorbox befindlichen Monitore wurde die gesamte verwendete Datenerfassung geprüft. Die Datenverfügbarkeit zum Eingang in Flußberechnungen nach der Gradientenmethode beträgt etwa 75-78 %.

Tabelle 3 Verwendete Prüfgase und Kalibratoren

Prüfgas/Kalibrator	Standort/Beschreibung	Anzahl
Nullluftaufbereitung Wechseltrockner Fa. "Zander", Kompressor Fa. "Dürr"	Stationscontainer, Nullluftförderung über 80 m PTFE-Schlauch zur Analysatorbox (Datenerfassungscontainer und IFT-Labor)	2
SO ₂ - und NO-Prüfgas Fa. Messer-Griesheim	transportabel	2
O ₃ -Kalibrator, Typ SYCOS K-O ₃ , Fa "Ansyco"	2 Konzentrationen einstellbar für Einsatz im Feld, Analysatorbox	1
O ₃ -Primärstandard (UV-photometrisch) Fa. "Thermo Instruments"	Vorgabe einer O ₃ -Primärkonzentration (IFT-Labor)	1
Gasmischer: Serie 2000 (Fa. EnviroNics)	IFT-Kalibrierlabor bzw. Datenerfassungscontainer in Verbindung mit Null-Luft	1

Tabelle 4 Standardkalibrationen

Gasmonitor	Kalibrierverfahren
O ₃ -Analytator:	Primärstandard am IFT in Leipzig, im Feld Zweipunktkalibrierung mit Hilfe des Transferstandards SYCOS, K-O ₃ , (30 ppb / 70 ppb)
SO ₂ -Analytator:	Prüfgasaufgabe im verwendeten Meßbereich (0 bis 250 ppb) bei 200 ppb bzw. in 4 Konzentrationsschritten über Gasmischer
NO _x -Analytator:	Gasphasentitration am IFT, Mehrpunktkalibration auf NO und NO ₂ , Kontrolle des Konverterwirkungsgrades bei höchster Konzentration.

Zusätzlich legten die Betreiber Wert darauf, auch über die Dauer mehrerer Tage - und damit unter unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen - zu zeigen, daß die quasikontinuierlichen Immissionsmessungen in einer Höhe den wahren Immissionsverlauf richtig wiedergeben und das Ansaugsystem mit seinen Fritten und relativ langen Schläuchen keine wesentliche Beeinträchtigung der Qualität der Messungen liefert. Vorher wurden die jeweils verwendeten Monitore gemeinsam kalibriert. Das Ergebnis einer Parallelmessung für NO₂ zwischen einem Höhengniveau des Gradientensystems und einer kontinuierlichen Immissionsmessung in gleicher Höhe zeigt als Beispiel Abbildung 4, bis auf eine kurzzeitig größere Abweichung um den 8. November (Schneefall) ergibt sich eine gute Übereinstimmung. In Abbildung 5 ist ein Beispiel für eine Vergleichsmessung für SO₂ im Januar 95 dargestellt, es

wurde bewußt diese Jahreszeit gewählt, da SO_2 stark wasserlöslich ist und eventuell Regen und Schnee die Qualität der Messungen beeinflussen könnten. Die Abbildung zeigt, daß dies nicht der Fall ist.

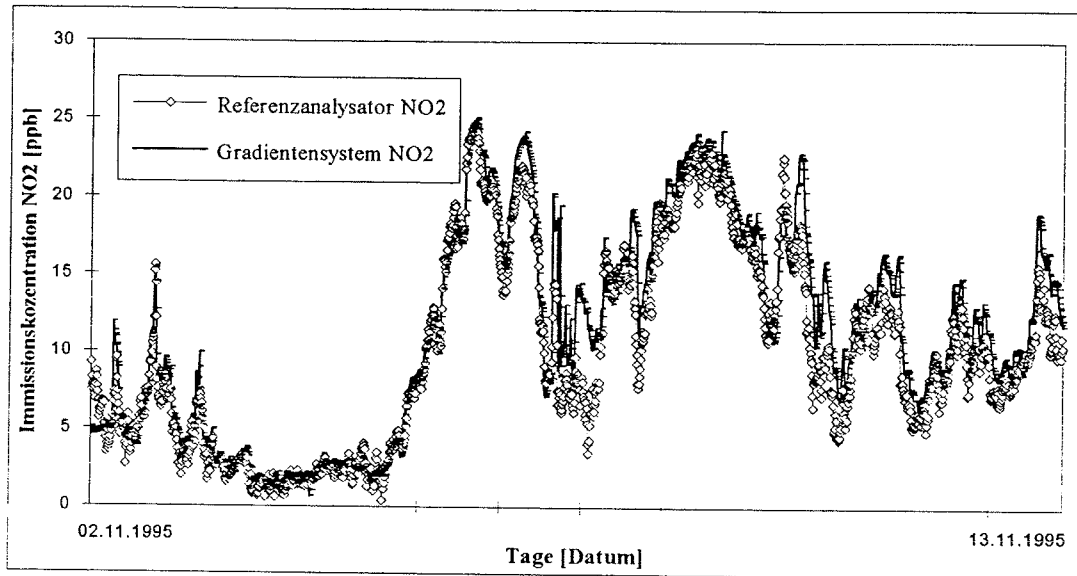


Abbildung 4 Beispiel einer parallelen Immissionsmessung für NO_2 (2,42 m über Grund)

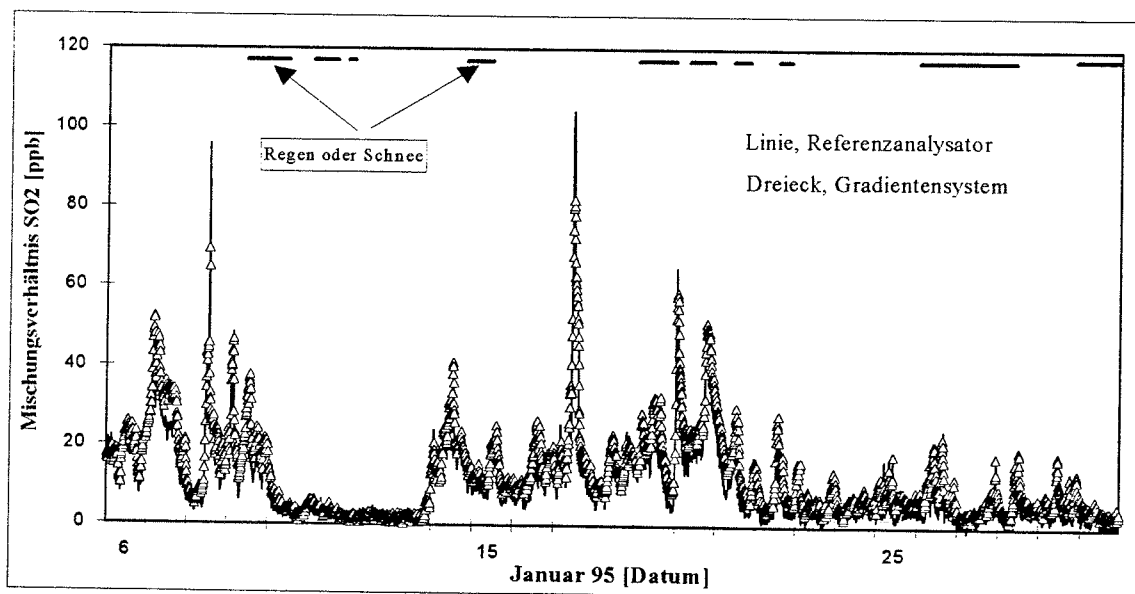


Abbildung 5 Beispiel einer parallelen Immissionsmessung für SO_2 (2,42 m über Grund)

3. Ergebnisse

3.1. Charakterisierung des Standortes an Hand ausgewählter meteorologischer Daten

Die Meßstation Melpitz liegt im Mitteldeutschen Raum im Urstromtal der Elbe. Es handelt sich damit um einen relativ küstenfernen Ort (Entfernung zur Nordsee in Hauptwindrichtung mehr als 500 km). Die vorherrschende Hauptwindrichtung ist Südwest für bis zu 75 % der Zeit, die zweite Hauptwindrichtung (bevorzugt in kontinentalen Hochdruckwetterlagen) ist Ost mit bis zu 20 % der Zeit, andere Windrichtungen sind für den Standort ohne Bedeutung(vgl.

Abbildung 1). Der hier beschriebene Meßzeitraum (Mai 1992 bis Dezember 1995) war durch relativ warme Winter mit nur gelegentlichen Frosteinbrüchen gekennzeichnet, in denen es kaum zur Ausbildung einer Schneedecke kam. Erst gegen Ende der Meßphase (Dezember 1995) begann ein kalter und langer Winter. Der Sommer 1992 war für mitteleuropäische Verhältnisse normal. Der Sommer 1993 war sehr niederschlagsreich und kühl, im Gegensatz dazu stehen die Sommer 1994 und 1995, die mit zu den wärmsten dieses Jahrhunderts zählen. Dies zeigt sich zum einen in Abbildung 6 am Verlauf der Tagesmitteltemperatur und zum anderen in Abbildung 7 in der Darstellung der mittleren täglichen Globalstrahlung: im sonnenscheinarmen Sommer 1993 befinden sich mehr Punkte weit unterhalb der jahreszeitabhängig maximal möglichen Einstrahlung. Die Verläufe von minimaler und maximaler Tagestemperatur (jeweils extremes Minutenmittel des Tages) zeigen langanhaltende Hochdruckwetterlagen im Sommer 1994 und Spätsommer 1995 durch größere Differenzen deutlich an (Abbildung 6).

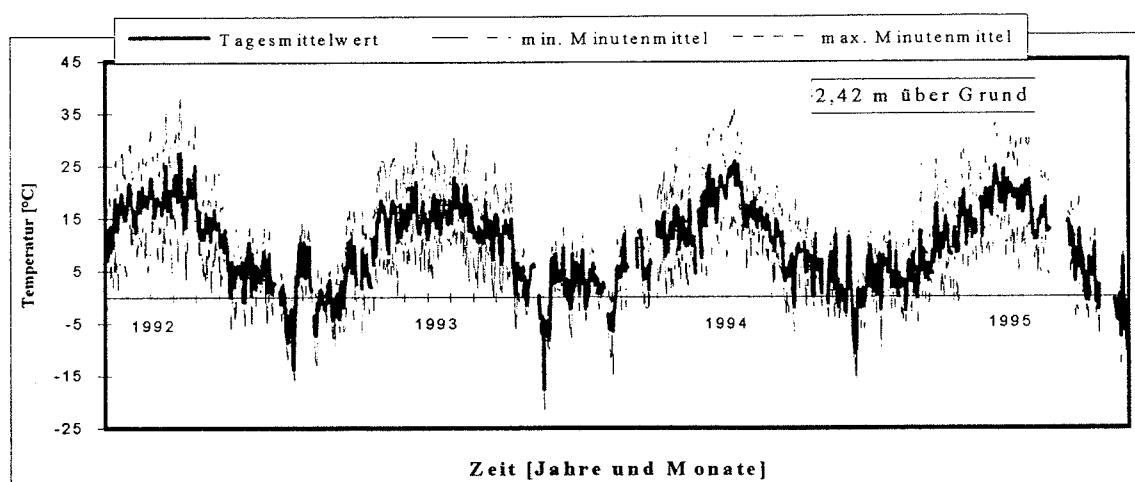


Abbildung 6 Tagesmitteltemperaturen und Maxima, Minima (Minutenmittel des Tages)

Abbildung 8 zeigt die Tagesmittel der Windgeschwindigkeit auf gleicher Zeitachse. Es zeigt sich für die Winter 1992/93 und 93/94 eine relativ normale Verteilung von Schwachwindlagen (stabile Situationen mit Neigung zur Smogbildung) und Zeitabschnitten mit starker Luftbewegung. Der Winter 1994/95 weist allgemein eine recht starke Luftbewegung aus, was kaum zur Ausbildung typischer Wintersmogepisoden führte. Ganz im Gegensatz dazu steht der langanhaltende kalte Winter 1995/96 (der nur bis Dezember 95 erfaßt ist), hier kommt es Ende Dezember bereits zur Ausbildung stabiler Wetterlagen mit ausgeprägt hohen Immissionskonzentrationen für SO_2 und NO_x . Mit einer durchschnittlichen Windgeschwindigkeit von über 3,3 m/s in 2,42 m über Grund weist der Standort relativ hohe Windgeschwindigkeiten auf, es konnten Böen bis über 17 m/s (Minutenmittel) registriert werden.

3.2. Immissionssituation für SO_2 , O_3 und NO_x

Für die Beurteilung des Standortes und der für die trockener und nasser Deposition erhaltenen Ergebnisse ist eine kurze Charakterisierung hinsichtlich seiner Immissionssituation von Interesse. In den Meßzeitraum fällt eine starke Abnahme der noch im Winter 1992/93 registrierten hohen mittleren SO_2 -Konzentrationen auf ein in den folgenden Wintern stagnierendes niedrigeres Niveau. Die SO_2 -Konzentrationen des Sommers stagnieren bei gleich niedrigen Werten, dies ist ein Hinweis darauf, daß das im Winter 92/93 gemessene SO_2

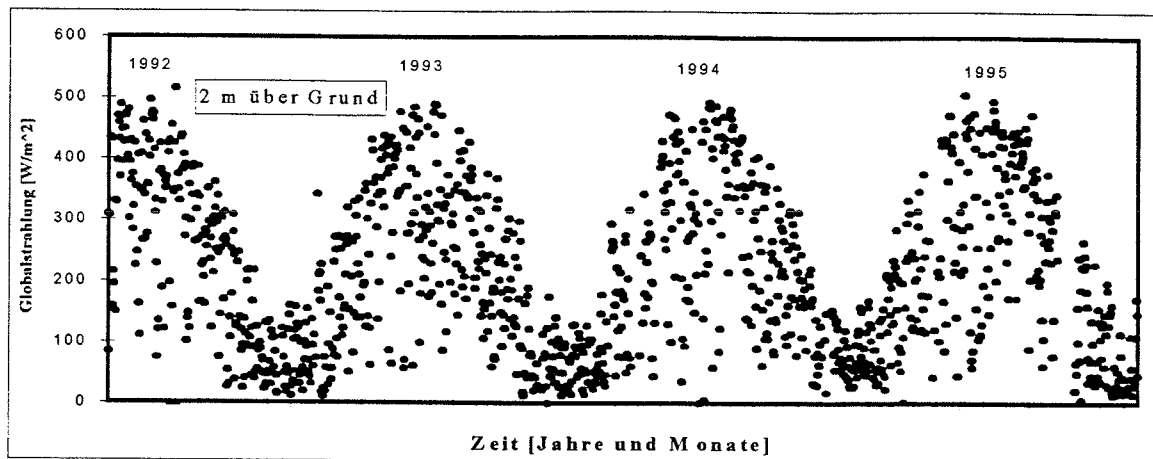


Abbildung 7 Tagesmittel der Globalstrahlung

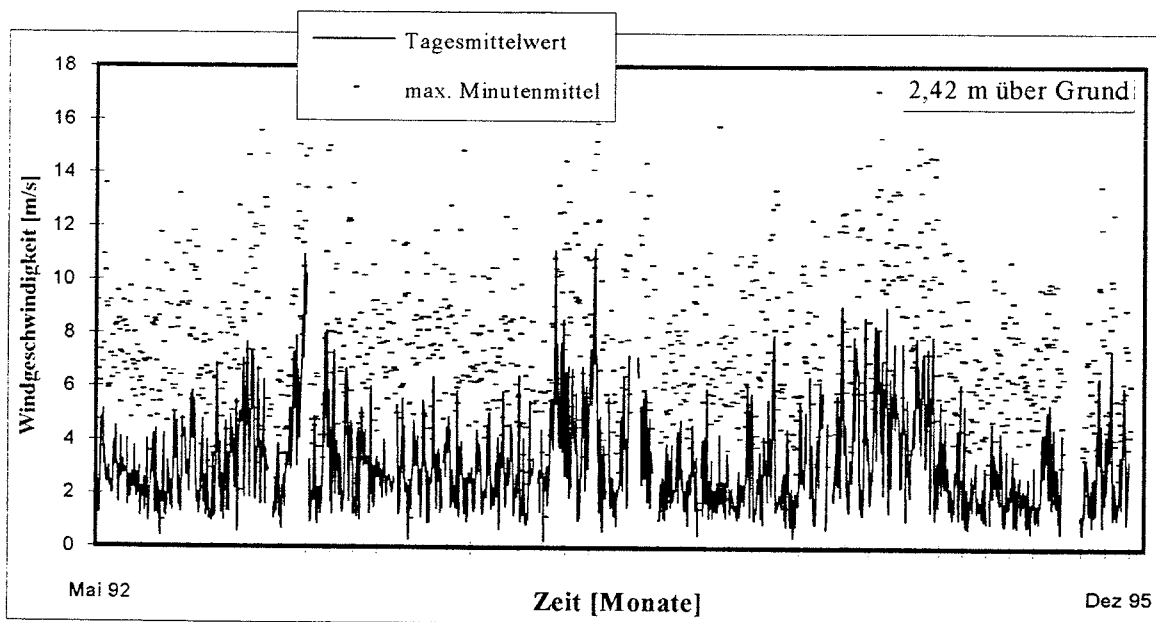


Abbildung 8 Verlauf der Tagesmittel der Windgeschwindigkeit und der maximalen Tagesböen (Minutenmittel)

noch aus der Verbrennung schwefelhaltiger Kohle in Einzelöfen und dem Betrieb der Kohlekraftwerke ohne Rauchgasentschwefelung stammen muß. In den darauf folgenden drei Wintern gibt es mittlere SO_2 -Konzentrationen (10 Tagesmittel) bis nahe 20 ppb nur noch in Verbindung mit Kälteeinbrüchen (Spätwinter 93/94 und Winter 94/95), besonders ausgeprägt bereits im Dezember des extrem kalten Winters 1995/96. Die mittleren Ozonkonzentrationen sind für Melpitz auch in den Sommermonaten recht moderat und erreichen nach einem in diesem kurzen Zeitabschnitt scheinbar ständigen leichten Anstieg ihr Maximum im extrem warmen Hochsommer 1994 mit einer Sommersmogsituation, bei der es über etwa 12 Tage zu einem deutlichen Ozonkonzentrationsanstieg bis über 100 ppb kam. Überraschenderweise setzt sich die Ausprägung von Sommersmogsituationen im relativ warmen und langen Sommer 1995 nicht fort, vergleiche Abbildung 9. Von Umweltbundesamt (UBA) werden die Ozonimmissionen der für die Bundesrepublik in den Sommern 1990 bis 1995 als schwankend eingestuft, 1994 zeigt sich auch hier als "gutes Ozonjahr", das sich 1995 trotz relativ hoher

Temperaturen nicht wiederholt¹⁾. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit sinkenden Kohlenwasserstoffimmissionen für Melpitz von 1994 zu 1995 (Gnauk et.al. 1996).

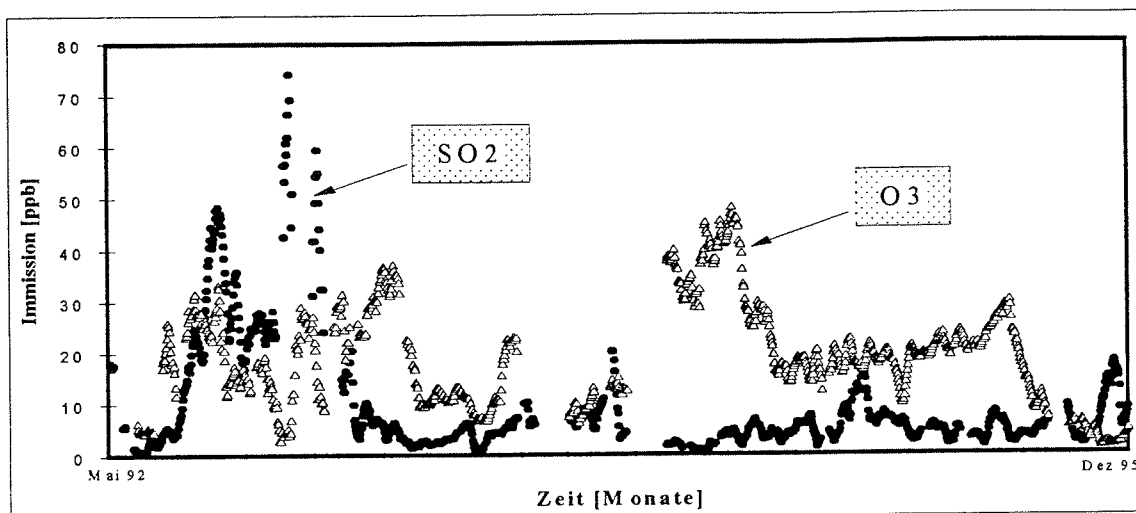


Abbildung 9 Immission von SO_2 und O_3 in Melpitz (2,42 m über Grund, gleitende 10-Tagesmittel, zentriert)

Für die Stickoxide NO_2 und NO (NO_x) bleibt eine erkennbare Veränderung der Immissionssituation im beschriebenen Zeitraum aus (vgl. Abbildung 10). Es ist möglich, daß sich hier zwei Effekte überlagern: ein zurückgehender Ausstoß durch direkte Kohleverbrennung einerseits, und andererseits eine Zunahme durch die gestiegene Anzahl von Kraftfahrzeugen. Deutlich zu erkennen sind in Abbildung 15 die Wintersmogssituationen an einem merklichen Anstieg der Konzentrationen von NO_2 und NO . Die mittleren Konzentrationen von 5-7 ppb für NO_2 und 1-2 ppb für NO sind in Melpitz im Vergleich zu den westlichen Bundesländern eher gering. Das mittlere Verhältnis der Konzentrationen von NO_2 zu NO beträgt ca. 4,2 und ist im Winter oft deutlich erhöht, dies ist ein Hinweis auf den primären Ausstoß von NO_2 aus Feuerungsanlagen bzw. geringere Photolyseraten.

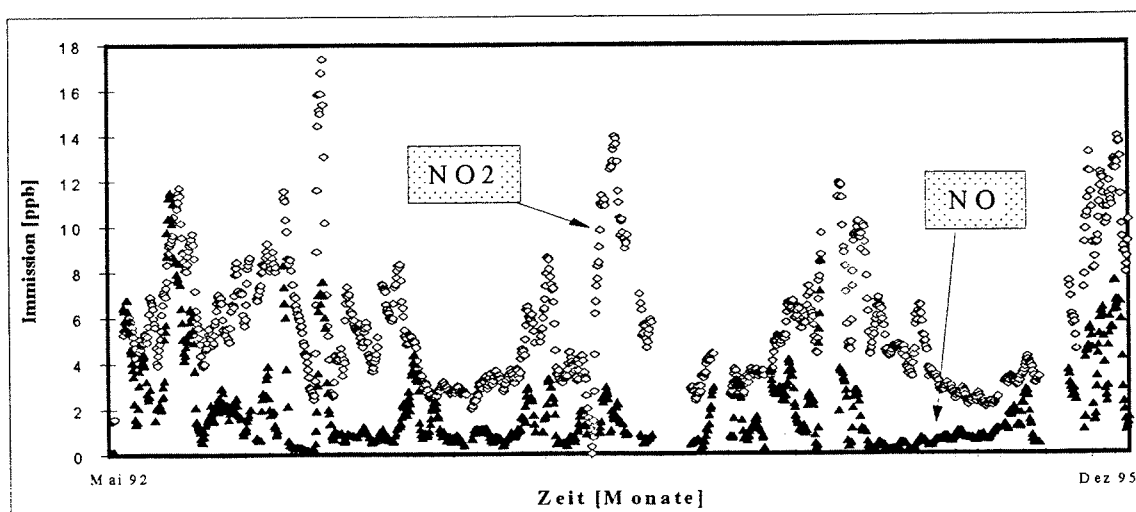


Abbildung 10 Immission von NO_2 und NO (NO_x) in Melpitz (2,42 m über Grund, gleitende 10-Tagesmittel, zentriert)

¹⁾ Umweltbundesamt (UBA) 1996, R. Lacombe (persönliche Mitteilung)

In den Abbildungen 11 und 12 sind jeweils für SO_2 und Ozon und für NO_2 und NO die relativen Verteilungen der maximalen Stundenkonzentrationen über die Tageszeit für den gesamten Meßzeitraum aufgetragen. Für SO_2 und O_3 (Abbildung 11) bildet sich eine relative Normalverteilung um die Stunden mit den höchsten Immissionskonzentrationen aus. Es zeigt sich, daß SO_2 als primär emittiertes und reaktionsträges Gas seine höchsten Konzentrationen mit einsetzender stärkerer Turbulenz im Mittel gegen 10:00 Uhr erreicht. Ozon als nicht primär emittiertes Spurengas erreicht seine höchsten Konzentrationen meist erst gegen 15:00 Uhr, dies ist ein deutliches Indiz für die Bildung von Ozon auf photochemischem Wege. Für NO_2 und NO ist die Verteilung nicht so ausgeprägt (Abbildung 12). Dies hat zum einen seine Ursache in den absolut geringeren Konzentrationen und kleineren Konzentrationsschwankungsbreiten, zum anderen kann NO_2 sowohl primär emittiert als auch photochemisch gebildet werden. Für NO gilt, daß es primär emittiert werden kann und danach zu NO_2 oxidiert wird. In der Verteilung ist zu erkennen, daß NO und NO_2 in den Morgenstunden zur Zeit der ersten Kfz-Verkehrsspitze und mit einsetzender Durchmischung eine relative Maximalkonzentration erreichen. NO_2 allein erreicht am Nachmittag nochmals ein Maximum, was wie beim Ozon auf eine zumindest teilweise photochemische Bildung hindeutet.

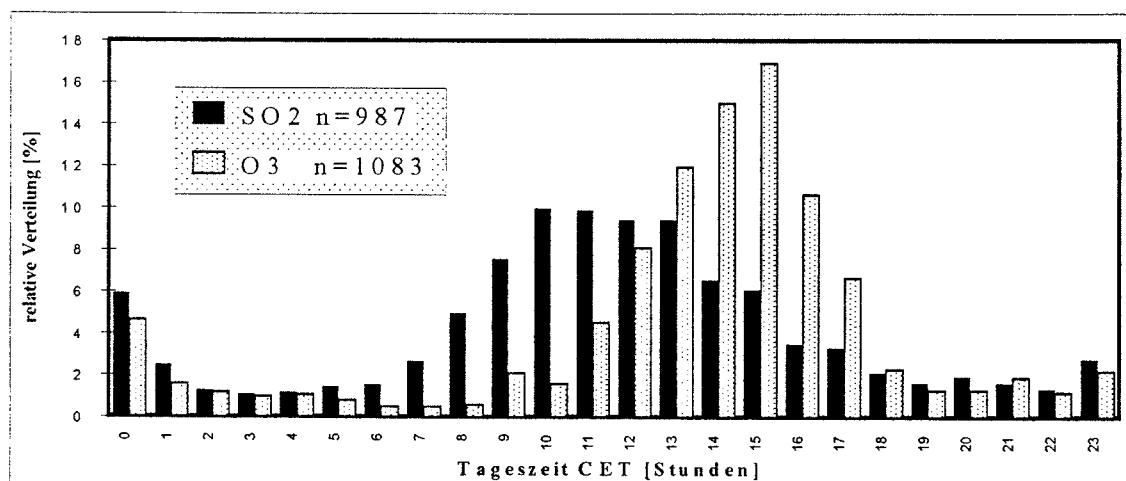


Abbildung 11 Relative Verteilung der Tagesmaxima der Konzentrationen von SO_2 und O_3

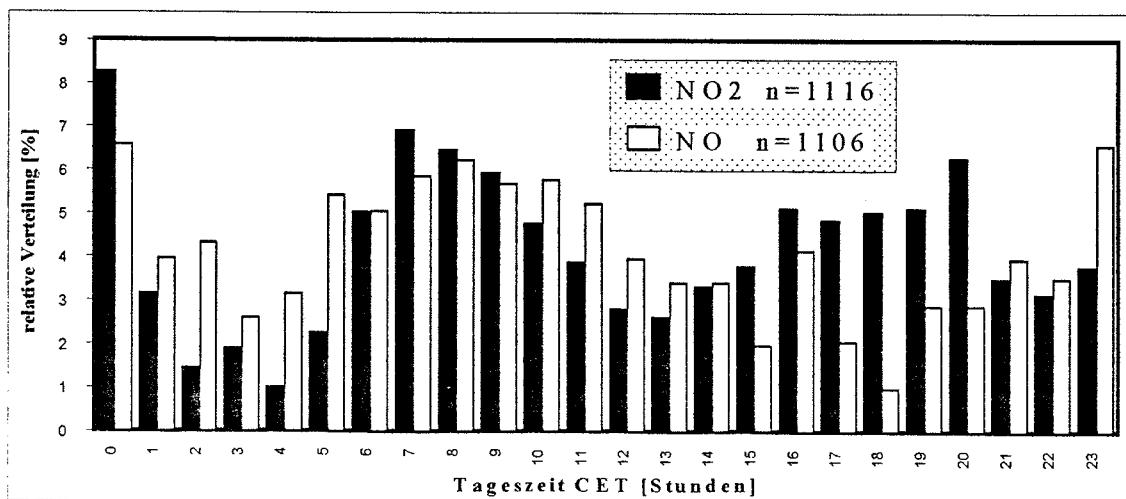


Abbildung 12 Relative Verteilung der Tagesmaxima der Konzentrationen von NO_2 und NO

3.3. Trockener Eintrag von SO₂ und Ozon

Alle angegebenen Berechnungen erfolgten nach einer *constant flux Approximation* (Angabe der Depositionsgeschwindigkeit v_d für $z=5,32$ m über Grund).

$$v_{d(z)} = \frac{F}{c(z)} \quad (11)$$

Für SO₂, einem reaktionsträgen Spurengas, dürfte diese Annahme voll erfüllt sein, für Ozon stellt sie eine Näherung dar, da die Stickoxidkonzentrationen (NO_x) meist viel geringer als die Ozonkonzentrationen sind, und es damit möglich wurde, in erster Näherung chemische Reaktionen zu vernachlässigen. Alle Berechnungen der Flüsse und Depositionsgeschwindigkeiten erfolgten jeweils für einen Monat auf der Basis von Stundenmitteln unter der Berücksichtigung folgender Ausschlußkriterien:

- Ergebnis einer manuellen Sichtung der Immissionsverläufe in den unterschiedlichen Meßniveaus mit Ausschluß nicht plausibler Verläufe auf Grund von Defekten am Analysator oder/und im Ansaugsystem. Zeitweise wurden einzelne Meßniveaus ausgeschlossen, die durch den Verschluß der Ansaugfritten, u.a. Vereisungen, beeinflußt waren,
- keine Berechnung bei Windgeschwindigkeiten unter 0,5 m/s,
- keine Berücksichtigung von Daten mit gestörtem "fetch" (Anströmung über Datenerfassungscontainer, Windrichtungen innerhalb 85° bis 95°)
- Selektion von Stunden mit offensichtlich unrealistischem v_d (> 5 cm/s und < -5 cm/s)
- abschließende manuelle Sichtung der berechneten v_d , Entfernung und Dokumentation innerhalb der Zeitreihe nicht plausibel erscheinender Werte (Datenmenge $< 2\%$).

Zu allen stündlichen Flüssen und Depositionsgeschwindigkeiten ist es möglich, die Rauigkeitslänge z_0 und die Schubspannungsgeschwindigkeit u^* mit anzugeben. In jedem Fall wurde vor der Rechnung für einen Monat aus allen Stunden mit neutraler Schichtung der monatliche Mittelwert der Verdrängungshöhe d aus den Profilmessungen für Windgeschwindigkeit und Temperatur berechnet und in der anschließenden Berechnung des Monatsmittels der Depositionsgeschwindigkeit und des Flusses berücksichtigt. In Abbildung 13 sind die so ermittelten Monatsmittel der Verdrängungshöhe d dargestellt. Es ist jeweils das Wachsen des Grases im Frühjahr zu erkennen. Das sehr feuchte und warme Frühjahr 1995 ließ das Gras auf die größte Höhe innerhalb des Beobachtungszeitraumes anwachsen. Der Winter 1992/93 zeigt ein nicht so gut ausgeprägtes Minimum, die Ursache liegt hier darin, daß einzelne Pflanzen noch im Herbst aufwachsen konnten und nicht von einer Schneedecke bedeckt wurden.

Es ist in diesem Rahmen nicht möglich, alle berechneten Stundenmittel für Depositionsgeschwindigkeit und Fluß zu zeigen. Abbildung 14 veranschaulicht als Beispiel den stündlichen Ozonfluß für einen ausgewählten Monat; deutlich zu erkennen ist oft die Zunahme des Flusses zur Mittags- und Nachmittagszeit (Zunahme der Turbulenz bei steigenden Immissionskonzentrationen). Die stündlich berechneten Flüsse und Depositionsgeschwindigkeiten bilden die Berechnungsgrundlage für die weiter zu diskutierenden Monatsmittel. Dabei wird hier ein Monatsmittel immer nur dann ausgewiesen, wenn wenigstens zu 20 % der monatlichen Zeit (in Stunden) Daten für den Fluß und die Depositionsgeschwindigkeit verfügbar sind.

Die Abbildungen 15 und 16 zeigen den Verlauf der monatlichen Einträge und Depositionsgeschwindigkeiten für Ozon und Schwefeldioxid. Für Ozon werden mittlere Flüsse von 1,5 bis 9 kg pro Hektar und Monat errechnet, diese unterliegen jahreszeitlichen

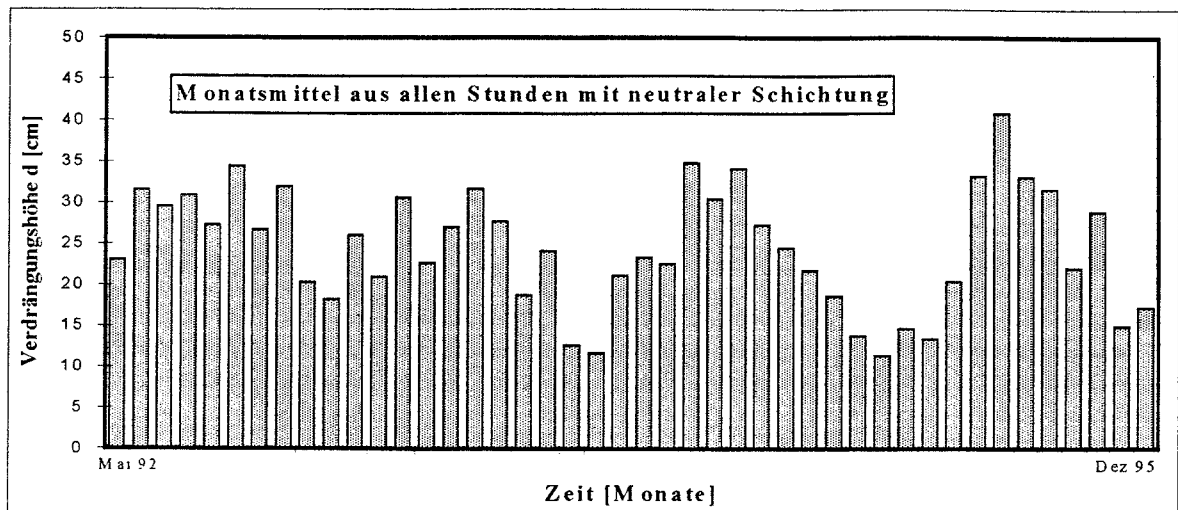


Abbildung 13 Verlauf der Monatsmittel der Verdrängungshöhe d über den Meßzeitraum

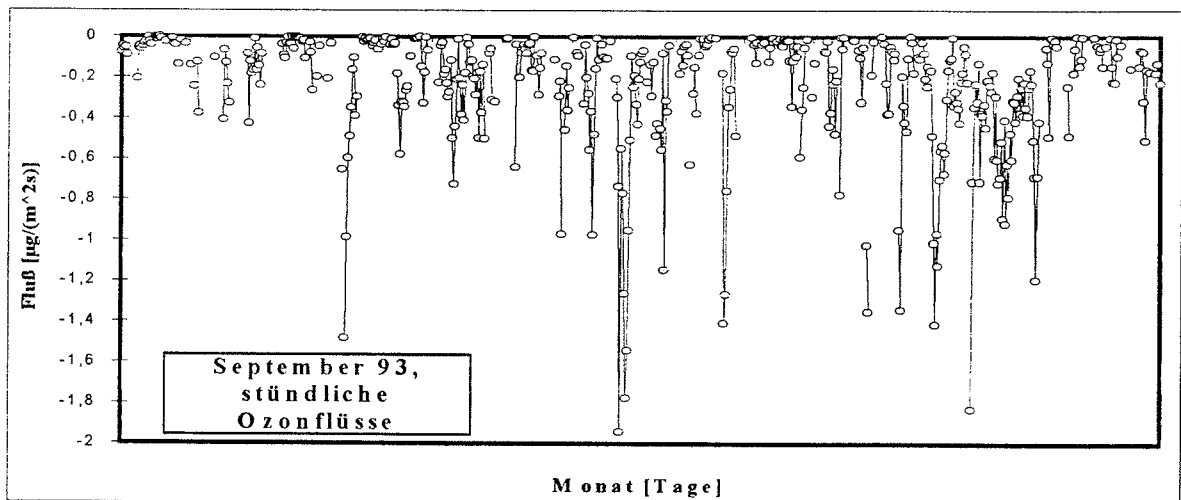


Abbildung 14 Beispiel stündlicher Ozonflüsse im September 1993 (Datenverfügbarkeit 62%)

Schwankungen und erreichen ihre höchsten Werte im Spätsommer und Herbst bei erhöhter Turbulenz. Die warmen Sommer 1994 und 1995 bedingen höhere Einträge, allerdings korrelieren diese Maxima nicht mit hohen Ozonkonzentrationen, wie sie z.B. Anfang August 94 auftraten, dies ist in Anbetracht der durch große Hitze und Trockenheit zu dieser Zeit abgestorbenen Pflanzen auch verständlich. Die Depositionsgeschwindigkeit für Ozon wird zwischen 0,2 und 1,2 cm/s bestimmt. Der mittlere Wert für die Ozondepositionsgeschwindigkeit erscheint mit ca. 0,6 bis 0,7 cm/s real (Padro 1996).

Für SO_2 -Schwefel werden mittlere Flüsse von 0,1 bis über 3 kg pro Hektar und Monat registriert, die Depositionsgeschwindigkeiten schwanken zwischen 0,1 und 0,7 cm/s und liegen damit auch in einem realistischen Bereich (Walcek et.al. 1986). Es werden hohe Einträge in Verbindung mit hohen Depositionsgeschwindigkeiten im Winter bei höheren Immissionskonzentrationen gefunden. In den Sommern liegen die Einträge bei niedrigeren Werten. Auffallend ist, daß im Jahre 1995 bei relativ niedrigen Immissionskonzentrationen (ausgenommen der Dezember 95) relativ hohe Einträge bedingt durch höhere Depositionsgeschwindigkeiten gefunden werden. Dies könnte ein Hinweis für das Überwinden einer Oberflächensättigung nach einer Übergangszeit (Sommer 93 bis 94) durch langjährig

hohe SO_2 -Immissions sein. Dafür spricht, daß mit Einbruch des strengen Winters 1995/96 - und damit erneut ansteigenden SO_2 -Konzentrationen - die Depositionsgeschwindigkeiten wieder sinken (Gleichung 11). Die hohe Depositionsgeschwindigkeit vom Februar 93 wurde während einer Totalüberschwemmung der Weide gemessen und ist nicht repräsentativ für den Standort. Die höheren v_d in Februar und März 1993 rühren teilweise von einer schmelzenden Schneedecke.

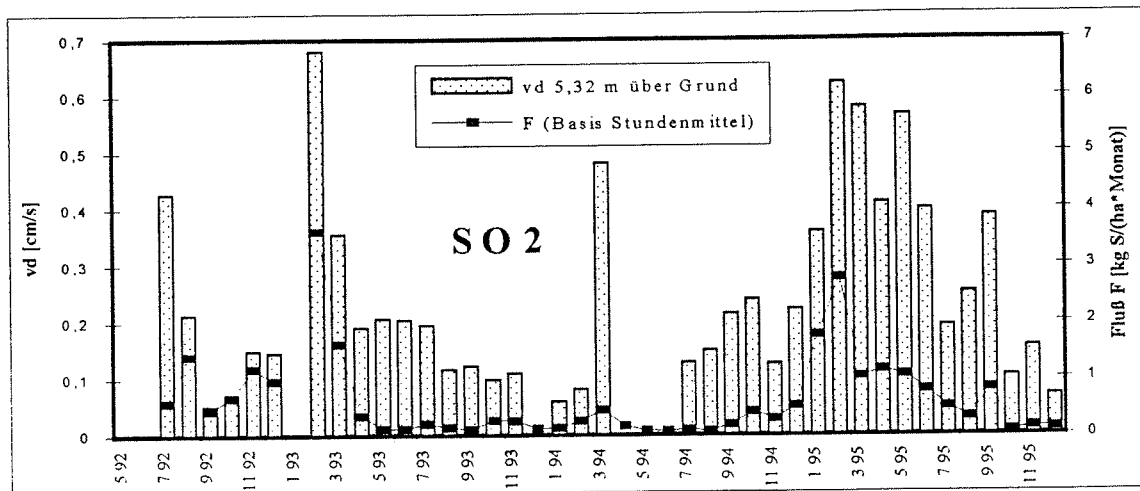


Abbildung 15 Eintrag und Depositionsgeschwindigkeit für SO_2 (Monatsmittel)

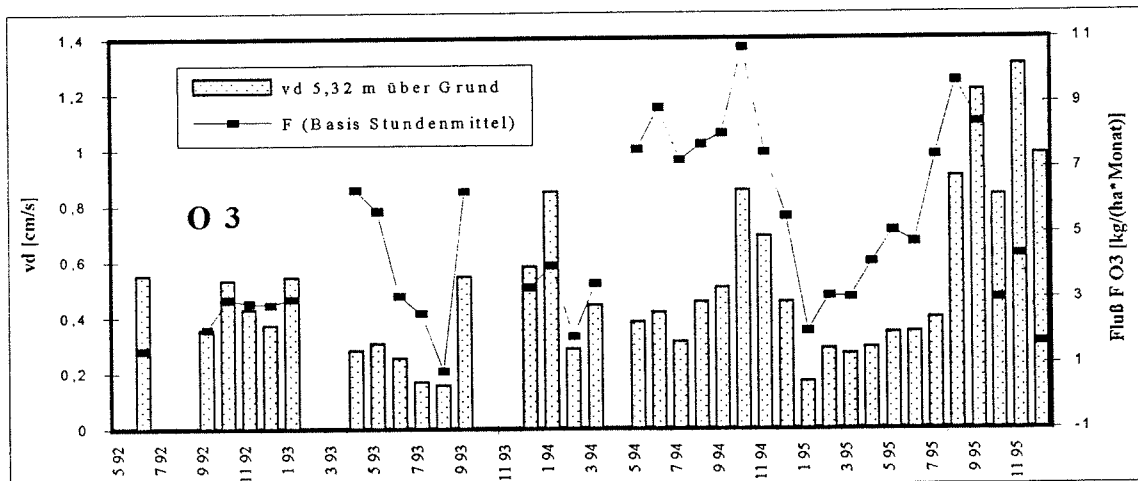


Abbildung 16 Eintrag und Depositionsgeschwindigkeit für Ozon (Monatsmittel)¹⁾

3.4.. Verhältnis von trockenem zu nassem Eintrag für Schwefel

Das Verhältnis trockener zu nasser Eintrag für eine Spezies in ein Ökosystem ist abhängig von der Quellferne, der Höhenlage, der atmosphärischen Stabilitätsverhältnisse und dem Bewuchs. Weiterhin hängt es von Zeitabschnitt zu Zeitabschnitt von der Niederschlagsmenge und der Art ihrer Verteilung ab. Es wurden zahlreiche Angaben zu diesem Verhältnis gemacht (u.a. Downing et al. 1995, Ro 1988), wobei der Anteil trockener Deposition oft nicht mit Hilfe mikrometeorologischer Methoden bestimmt wurde (Peters 1995, Winkler 1985, Dlugi et al. 1991). Für den Standort Melpitz ist eine solche Angabe möglich, da dort auch die nasse Deposition vermessen wurde (Brüggemann 1996).

1) Berechnung des Ozonflusses aus Höhen 3-8

Abbildung 17 zeigt den monatlichen prozentualen Anteil des trockenen Schwefeleintrages im Vergleich zur gefallenen monatlichen Niederschlagsmenge für Melpitz.

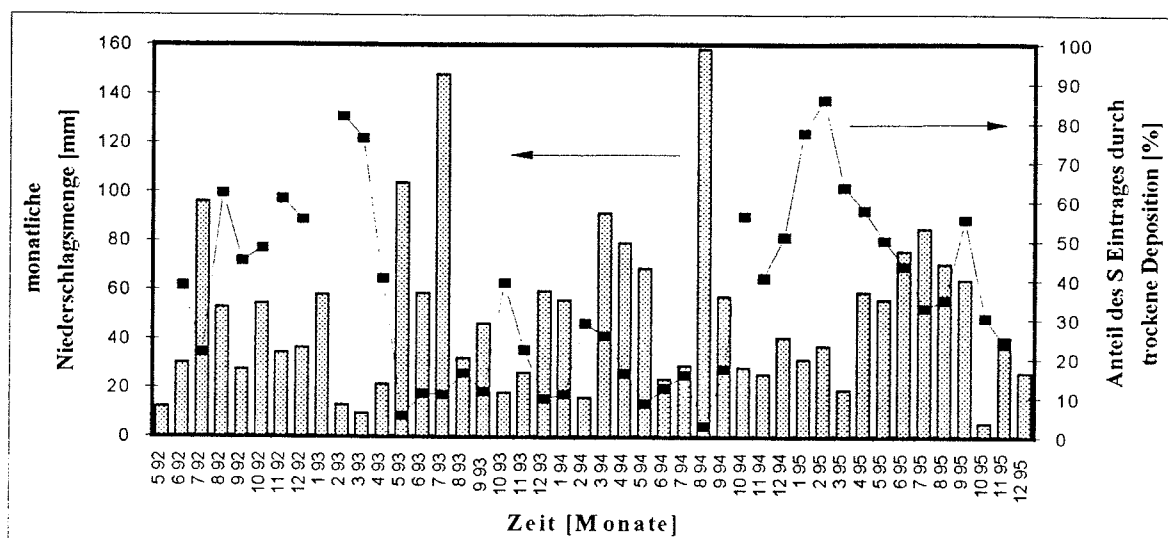


Abbildung 17 Prozentualer Anteil der trockenen Schwefeldeposition

Es zeigt sich eine Korrelation zwischen geringer Niederschlagsmenge und hohem Anteil des Eintrages durch trockene Deposition. Der mittlere Wert der nassen Deposition für Schwefel beträgt $(0,80 \pm 0,44)$, der der trockenen Deposition $(0,62 \pm 0,75) \text{ kg ha}^{-1} \text{ monat}^{-1}$.

Erwartungsgemäß ist die Steuerung für die trockene Deposition größer. Der mittlere Anteil der trockenen Deposition für Schwefel an der Gesamtdeposition (Aerosoleintrag und Monate mit weniger als 20 und mehr als 80 mm Niederschlag unberücksichtigt) beträgt $(54 \pm 14)\%$. Er unterliegt sehr starken jahreszeitlichen Schwankungen und hängt auch von der absoluten SO_2 -Immission ab.

4. Schlußfolgerungen

Die Registrierung der trockenen Deposition mit Hilfe der mikrometeorologischen Gradientenmethode war im Dauerbetrieb für SO_2 und O_3 möglich. Zu 75 bis 78% der Meßzeit lassen sich Datensätze für die Berechnung von Flüssen und Depositionsgeschwindigkeiten bereitstellen. Im Mittel konnten für 43 % (SO_2) und 41 % (O_3) der Stunden des Jahres Flüsse berechnet werden. Vergleichende Immissionsmessungen konnten beweisen, daß das Gradientensystem die Spuregasimmissionen für SO_2 , O_3 und NO_x gut quasikontinuierlich wiedergibt. Im Zeitraum Mai 92 bis Dezember 95 zeigt sich ein starker Rückgang der SO_2 -Immission. Die sommerliche Ozonkonzentration schien von Meßbeginn bis zum Sommer 1994 leicht anzusteigen, dies setzt sich 1995 nicht fort. Die NO_x Konzentration läßt innerhalb des Meßzeitraumes keine Veränderungen erkennen. In Melpitz prägt sich für SO_2 der typische mittlere Tagesgang eines Standortes im "industriellen Background" aus. Ozon wird als photochemisch gebildete Spezies ausgewiesen. Für die Ozondeposition ergibt sich keine auffällende Veränderung über den Meßzeitraum. Die höchsten Einträge werden im Spätsommer und Herbst registriert.

Für SO_2 gibt es hingegen Hinweise auf eine zeitweilige Verminderung der Depositionsgeschwindigkeit nach einem längerfristigen Einwirken hoher Immissionen. Es soll deshalb darauf hingewiesen werden, daß der vorhandene Datensatz zwar die Anwendung der sogenannten Inferentialmethode zuläßt, aber mit hoher Wahrscheinlichkeit für SO_2 unterschiedlich gute Übereinstimmungen zwischen der hier berechneten und einer modellierten

Depositionsgeschwindigkeit zu erwarten sind. Bei der Inferentialmethode wird die Depositionsgeschwindigkeit lediglich nach einem mathematischen Modell berechnet. In dieses Modell gehen Kenngrößen zur Vegetation und zur Mikrometeorologie ein. Die Depositionsgeschwindigkeit läßt sich letztlich berechnen als das Reziproke einer Summe von Einzelwiderständen, die in Analogie zu einem elektrischen Stromkreis parallel oder seriell verknüpft sind

$$\frac{1}{v_d} = R_a + R_b + R_c \quad (12)$$

Die wesentlichen Einzelwiderstände sind R_a , der aerodynamische Widerstand, R_b , der Boundary-Layer-Widerstand und R_c , der Canopy-Widerstand. Der Widerstand R_c wird weiter unterteilt in den Stomata- und Mesophyllwiderstand r_s bzw. r_{mes} , damit läßt sich die Aufnahme durch die Pflanzenstomata beschreiben. Der Widerstand r_{cut} beschreibt die Deposition auf der Kutikula.

$$R_c = \frac{1}{1 \cdot (r_s + r_{mes}) + 1/r_{cut}} \quad (13)$$

Durch einen Restwiderstand r_{res} kann die Abscheidung an der unbedeckten Bodenfläche berücksichtigt werden. Ein verbreitetes Berechnungsverfahren, das auf der Widerstandsanalogie beruht, ist das Big-Leaf-Modell (Hicks et al., 1987). Ein weiterer Ansatz ist das RADM Modell nach Walcek et al. 1986, modifiziert durch Wesely, 1989. Letzlich limitiert ein Canopy-Widerstand von 0 die maximal mögliche Depositionsgeschwindigkeit, die sich dann nur aus den beiden Widerständen R_a und R_b rekrutiert. Diese Überschreitung, die ein Hinweis auf fehlerhafte Berechnung wäre tritt bei den hier beschriebenen Ergebnissen nicht auf.

Das Verhältnis trockener zu nassem Deposition für SO_2 -Schwefel zu Sulfat-Schwefel wurde für Melpitz für den beschriebenen Zeitraum zu etwa 50 % abgeschätzt und schwankt stark von Monat zu Monat.

5. Literatur

Atkins, D.H.F., Garland, J.A. (1974) *The measurement of deposition velocities for SO_2 and particulate material by the gradient method*. WMO Special Environment Report No. 3, Observation and Measurement of atmospheric pollutants. WMO 368, 579-594

Beier, N., Schneewind, R. (1991) *Chemical reactions of gases in tubes of probing system and their influence on measured concentrations*, Ann. Geophysicae 9, 701-707

Brüggemann, E. (1996) *Betrieb eines Meßnetzes zur Bestimmung des flächenhaften Eintrages und der zeitlichen Trends von Schadstoffen durch Niederschläge*, SANA-Abschlußbericht, Teilprojekt C 3.1.

Businger, J.A., Wyngaard, J.-C., Izumi, J., Bradley, E.F. (1971) *Flux profile relationships in the atmospheric surface layer*, J. Atmos. Sci. 28, 181-189

Businger, J.A. (1973) *Turbulent Transfer in the atmospheric surface layer*, in: Haugen, D.A. (Ed.), Workshop on micrometeorology. Amer. Meteor. Soc., Boston, 67-100

Dlugi, R., Foken, Th., Kramm, G., Nestlen, M. und G. Spindler (1991) *Wissenschaftliches Begleitprogramm zur Bestimmung der Deposition im Rahmen des Verbundforschungsprojektes SANA*

- Downing, C.E.H., Vincent, K.J., Campbell, G.W., Fowler, D., Smith, R.I. (1995), *Trends in wet and dry deposition of Sulphur in the united Kingdom*, Water, air and Soil Pollution **85**, 659-664
- Erisman, J.W., Beier, C., Draaijers, G., Lindberg, S. (1994), Review of deposition monitoring methods, *Tellus* **46B**, 79-93
- Foken, Th. (1990) *Turbulenter Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Unterlage*, in "Berichte des Deutschen Wetterdienstes", **180**, Offenbach
- Foken, Th., Dlugi, R., Kramm, G. (1995) *On the determination of dry deposition and emission of gaseous compounds at the biosphere-atmosphere interface*, Meteorol. Zeitschrift, N.F. **4**, 91-118
- Fowler, D. (1978) *Dry Deposition of SO₂ on agricultural crops*. Atmos. Environ. **12**, 369-373
- Gnauk, Th, Rolle, W. (1996) *A 3-year study of nonmethane hydrocarbons in surface air over Saxonia, Germany*, eingereicht für J.Atmos.Chem.
- Herbert, F., Kramm, G. (1981) *A discussion of approximate relations for transfer and deposition of trace constituents in the ABL*, In Herbert, F. (Editor) Atmospheric trace constituents. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, 27-40
- Hicks, B.B., Baldocchi, D.D., Meyers T.P., Hosker Jr., R.P., Matt, D.R. (1987) *A preliminary multiple resistance routine for deriving dry deposition velocities from measured quantities*, Wat.Air Soil Poll. **36**, 311-330
- Monin, A.S., Obuchov, A.M. (1954) *Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremesivaniya v prizemnom sloe atmosfery*, Trudy geofiz. inst. ANSSST. **24** (151), 163-187. Übersetzung in: Goering, H. (Hrsg.) Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz. Akademie-Verlag, Berlin, 1958, 199-226
- Oke, T.R. (1987) *Boundary Layer Climates*, Methuen Press, London, 2. Aufl.
- Padro, J. (1996) *Summary of Ozone dry Deposition Velocity Measurements and Model Estimates over Vineyard, Cotton, Grass and Deciduous Forest in Summer*, Atmos. Environ. **30**, 2363-2369
- Panofsky, H.A., Dutton, J.A. (1984) *Atmospheric Turbulence*, New York, John Wiley & Sons. 397 pp
- Peters, K. (1995) *Methoden zur Bestimmung der trockenen Deposition auf Pflanzenoberflächen*, UWSF-Z. Umweltchem. Ökotox. **7**, 337-352
- Raabe, A. (1991) *Die Höhe der internen Grenzschicht* - Z. Meteorol. **41**, 251-261
- Ro, C.U., Tang, A.J.S., Chan, W.H., Kirk, R.W., Reid, N.W., Lysis, M.A. (1988), *Wet and Dry Deposition of Sulfur and Nitrogen Compounds in Ontario*, Atmos. Environ. **22**, 2763-2772
- Rojas, C.M., Van Grieken, R.E., Laane, R.W. (1993), *Comparison of three dry Deposition models applied to field measurements in the southern bight of the north sea*, Atmos. Environ. **27** 363-370
- Smith, F.B. (1991) *Deposition processes for airborne pollutants*, Meteorological Magazine **120**, 173-182

- Spindler, G., Gnauk, Th., Rolle, W. (1989) *Ein einfaches naßchemisches Verfahren zur Charakterisierung von Immissionen*, Z. Chem. **29** 257-258
- Spindler, G., Mölders, N., Beier, N., Hansz, J., Kramm, G. (1996) *Determining the Dry Deposition of SO₂, O₃, NO, and NO₂ at the SANA Core Station Melpitz*, Meteorol.Z., N.F. (im Druck)
- Thom, A.S. (1975) *Momentum, Mass and Heat Exchange of Plant Communities*, in: *Vegetation and the Atmosphere*, Vol 1, Monteith, J.L. (Ed.), Academic Press, New York, London, San Francisco
- Walcek, C.J., Brost, R.A., Chang, J.S., Wesely, M.L. (1986) *SO₂, Sulfate and HNO₃ Deposition Velocities computed using regional Landuse and Meteorological Data*, Atmos. Environ. **20**, 949-964
- Wesely, M. L. (1989) *Parameterization of surface resistances to gaseous dry deposition in regional-scale numerical models*, Atmos. Environ. **23**, 1293-1304
- Winkler, P. (1985) *Verfahren der Depositionsmessung*, Staub Reinhaltung der Luft **45**, 256-260

Danksagung:

Die Autoren danken dem BMBF für die großzügige Förderung des Verbundforschungsvorhabens SANA (12/103551). Weiterhin danken Sie Herrn Akad.Dir. N. Beier und seinen Mitarbeitern vom Meteorologischen Institut der Ludwig-Maximilians-Universität München für die tatkräftige Unterstützung beim Aufbau der Melpitzer Station. Den Herren F.X. Meixner, G. Kramm, Th. Foken und R. Dlugi sei für viele Anregungen und Diskussionen im Zusammenhang mit Aufbau und Betrieb der Station gedankt. Nicht zuletzt gilt unser Dank unserem Mitarbeiter Herrn Dipl.Ing. J. Hanß für den zuverlässigen Betrieb der Forschungsstation.

Adresse der Autoren:

Dr. Gerald Spindler, Dr. Ulrich Teichmann, Dr. Detlef Theiss, Dr. Erika Brüggemann
Institut für Troposphärenforschung e.V. (IfT)
 Permoserstraße 15
04303 Leipzig

Der Artikel gibt Teilergebnisse aus dem Abschlußbericht zum Subprojekt B 3.1.
 "Langzeitmessungen des Schadstoffeintrages an der Intensivmeßstation Melpitz"
 des Forschungsverbundvorhabens SANA des BMBF wieder.

Optische Eigenschaften von Wüstenaerosol

**Karin Wenzel, Sigurd Schienbein, Peter Posse,
Wolfgang von Hoyningen-Huene**

Zusammenfassung:

Durch Messungen von spektraler optischer Dicke, Sonnenaureole und Himmelshelligkeit in Kombination mit den Programmen CIRATRA und BILANZ werden die optischen Eigenschaften von Sahara-Wüstenaerosol und dessen klimatische Wirkung unter Berücksichtigung der Nichtsphärizität der Aerosolpartikel untersucht.

Summary:

By combining measurements of spectral optical thickness, solar aureole and sky brightness with the programs CIRATRA and BILANZ the optical properties of Saharan desert aerosol and its climatic effects are investigated, including a consideration of the Nonsphericity of the aerosol particles.

1. Wüstenaerosol

Ein Drittel der Landfläche der Erde ist von Wüsten bedeckt. Sie sind Quellen von Wüstenaerosol, das aus Bodenpartikeln gebildet wird, die vom Wind erodiert und transportiert werden (Péwé, 1981). Während der überwiegende Teil der größeren Teilchen nur kurze Zeit in der Atmosphäre verbleibt (obwohl sogar Partikel mit einem Durchmesser von mehr als 75 µm bis zu 10 000 km transportiert werden können, siehe Betzer et al., 1988), werden die kleineren Teilchen weite Strecken transportiert und werden Teil des atmosphärischen Hintergrundaerosols.

Die Staubfahne der Sahara über dem Atlantik, die im Sommer bis nach Mittel- und Südamerika reicht, wird durch Staubausrüche erzeugt, die dem Durchgang einer *easterly wave* folgen. Unter die heißen, trockenen, staubbeladenen Luftmassen aus den inneren Wüstenregionen schiebt sich ein Keil der kühlen und feuchten nördlichen Küstenwinde. Die dadurch erzeugte scharfe Inversion verhindert die Vermischung der beiden Luftschichten und hilft, den Wüstenstaub Tausende von Kilometern in der Luft zu halten. Der Staub bildet so eine dichte Schicht, die den Transfer der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre den ganzen Weg über den Atlantik beeinflusst.

2. Meßkampagne und Methodik

Vom 26. Mai bis zum 21. Juni 1995 wurde eine Meßkampagne an der Küste des Senegal, nahe dem kleinen Dorf Nianing auf dem Gelände des Club Aldiana Senegal, durchgeführt. Zeit und Ort wurden so gewählt, daß sie im Bereich der Saharastaubschicht zu dieser Jahreszeit und in einem Zeitraum, der sich bekanntermaßen durch hohe Lufttrübung und häufige Staubausrüche auszeichnet, lagen.

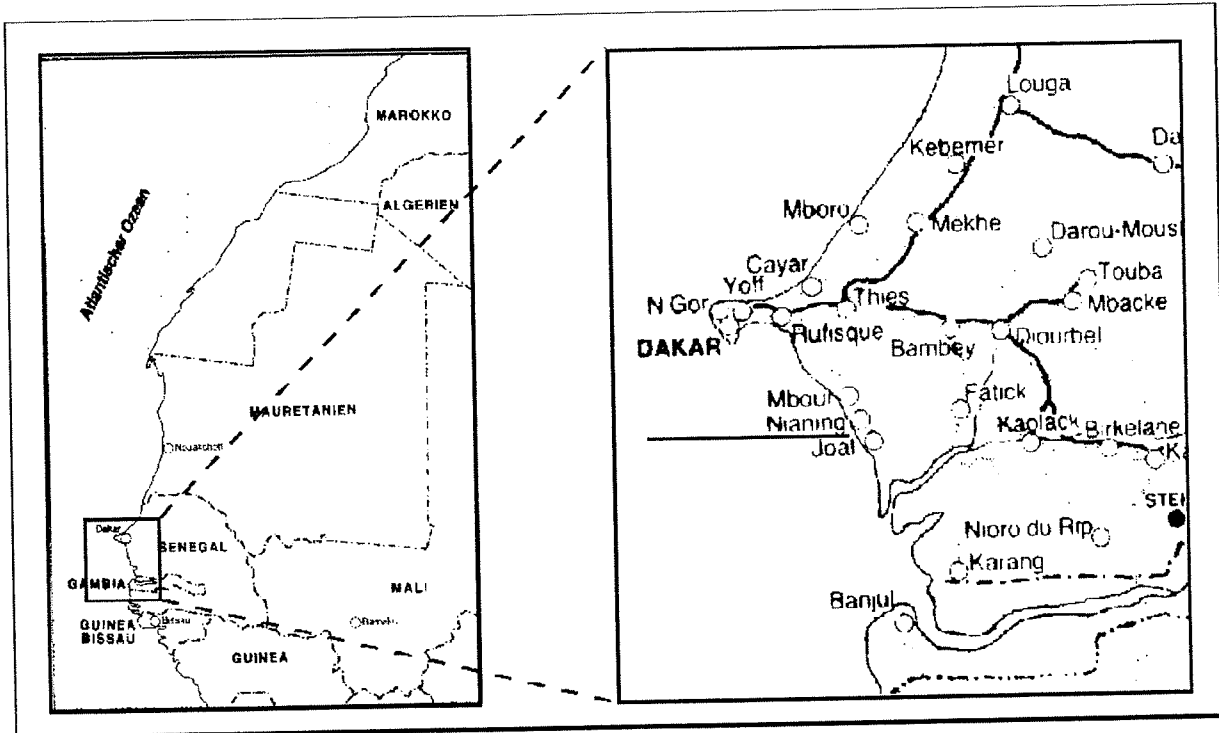


Abb. 1 - Der Meßort Nianing an der Küste des Senegal

Der Meßort wurde lokal durch die typische Land-Seewind-Zirkulation beeinflusst und die sich nähernde Regenzeit sandte ihre Vorboten in Form zunehmender Luftfeuchtigkeit. Der Himmel hatte - schon mit dem bloßen Auge sichtbar - eine rötlich-braune Färbung, die den überwiegenden Einfluß des erwarteten Wüstenaerosols anzeigte.

Messungen der spektralen optischen Dicke und der Himmelslichtverteilung im Almukantar wurden mit selbstentwickelten Sonnen-und-Himmels-Radiometern durchgeführt, die zuvor durch Langley-Plot unter Hochgebirgsbedingungen kalibriert worden waren. Abb. 2 zeigt das Schema der Messungen.

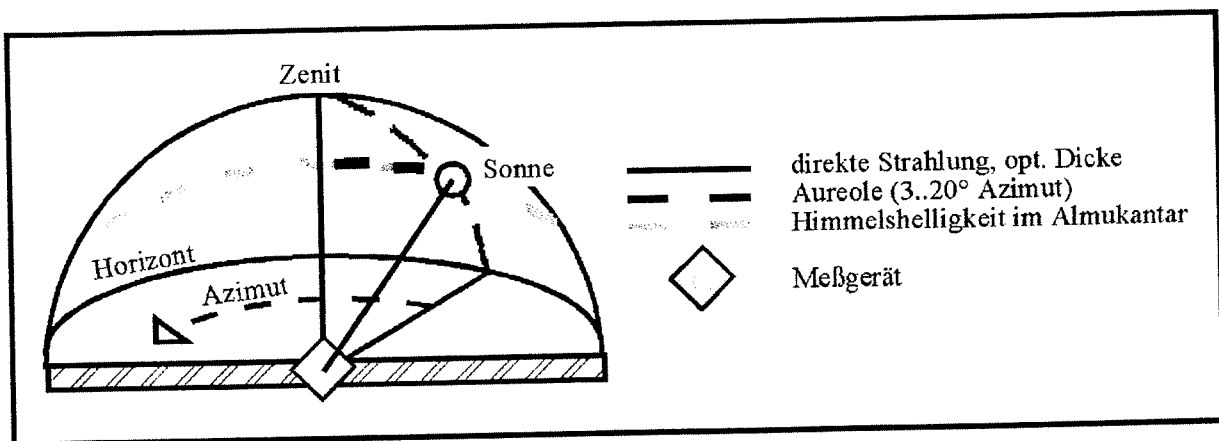


Abb. 2 - Schema der verschiedenen Messungen

Die Messung der optischen Dicken erfolgt bei ca. 90 Wellenlängen zwischen 0,35 und 1,2 μm , die durch Interferenzfilter selektiert werden, deren Halbwertsbreite 5-10 nm beträgt (zum Infraroten zunehmend). Als Detektor dient eine Silizium-Photodiode. Außerdem werden mit zusätzlichen diskreten Filtern (Halbwertsbreite 10-10 nm) und einem PbS-Sensor einzelne Wellenlängen im Infraroten gemessen: 1,195 / 1,270 / 1,559 / 1,700 / 2,190 μm . Die optischen Dicken werden aus den Meßdaten mittels eines Programms ermittelt, das verschiedene Korrekturen, u.a. die Rayleigh-Streuung und Temperatur-Effekte betreffend, berücksichtigt und außerdem z.B. Angstroem-Parameter und Ozon-Konzentration berechnet. Die Aureole und die Himmelslichtverteilung im Almukantar werden bei niedrigen Sonnenhöhen (kleiner 30°) für 22 Winkel von 0 bis 180° Azimut und bei den Wellenlängen 0,550 und 0,850 μm bestimmt.

Die Messungen werden dann mit dem Auswertungsprogramm CIRATRA (Wendisch/v. Hoyningen-Huene, 1994) bearbeitet. Das Programm erhält als Eingangsdaten die Werte der spektralen optischen Dicken, der Aureole und der Himmelslichtverteilung. Es bietet die Möglichkeit, nichtsphärische Effekte zu berücksichtigen, indem für kugelförmige Teilchen die Mie-Theorie und für Aerosole mit nichtsphärischen Teilchen die halbempirischer Theorie von Pollack/Cuzzi (1980) verwendet wird. Das Programm benutzt für die Berechnungen den Strahlungstransfercode von Nakajima/Tanaka (1988). Als Resultat erhält man die Aerosol-Größenverteilung in diskreter und log-normaler Form, den Realteil des Brechungsindex, die Phasenfunktion des Aerosols und den Asymmetrie-Parameter der Phasenfunktion.

3. Aerosoltypen

Abb. 3 zeigt einen Vergleich der spektralen optischen Dicken verschiedener Aerosoltypen, um die möglichen Unterschiede deutlich zu machen. Die optische Dicke, die durch die Rayleigh-Streuung der Atmosphäre verursacht wird, ist schon abgezogen worden. Übrigbleiben die Anteile der Streuung durch die Aerosole und die Gasabsorptionsbanden. Besonders deutlich sind die Wasserdampfbanden und eine breite Ozonbande zu erkennen. Die typischen Eigenschaften der verschiedenen Aerosole sind:

- **kontinentales / urbanes Aerosol (Messung in Leipzig):**
steiler Abfall der optischen Dicke (typisch für kleine Partikel); hohe optische Dicke
- **marines Aerosol (Messung auf Helgoland):**
flacher Verlauf der optischen Dicke (zeigt die Anwesenheit vieler großer Partikel an); niedrige optische Dicke.
- **Wüstenaerosol (Messung nahe Nianing, Senegal):**
Steigung des Spektrums nahe Null; extrem hohe optische Dicke; dies zeigt die Gegenwart einer dichten Aerosolschicht mit vielen großen Teilchen an.

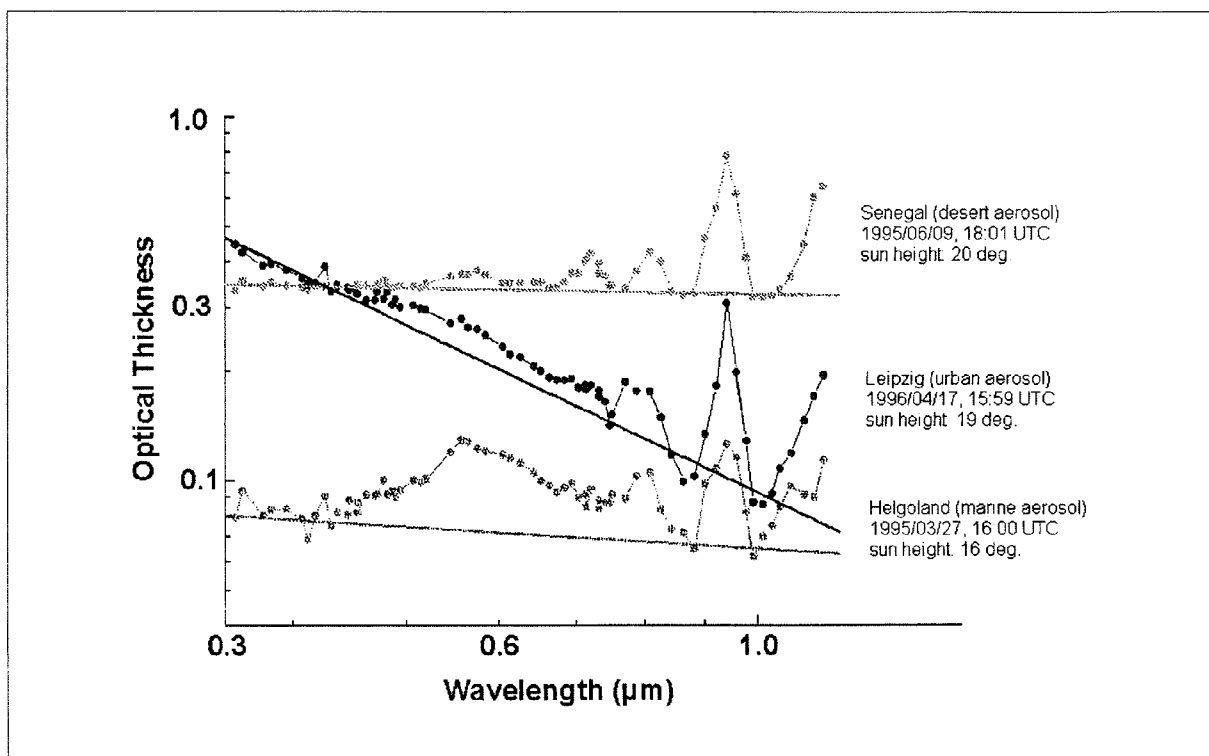


Abb. 3 - Vergleich typischer Spektren optischer Dicken verschiedener Aerosol-typen

4. Meßergebnisse

a) Beispiel einer Messung und zugehöriger Resultate

Abb. 4 zeigt Messungen und Resultate vom 18. Juni 1995. Beim Vergleich der berechneten mit der gemessenen Himmelshelligkeit ("Skybrightness") zeigt sich, daß die Theorie von Pollack/Cuzzi die Beobachtungen weit besser erklären kann, als die sphärische Mie-Theorie. Dies ist ein Hinweis darauf, daß Wüstenaerosole nicht kugelförmig sind, was man bereits aus Untersuchungen mit optischen und Elektronen-Mikroskopen weiß (Betzer 1988). Die Nichtsphärizität der Staubteilchen bewirkt, daß sie im Vergleich mit kugelförmigen Teilchen mehr Licht zur Seite streuen und ihre Phasenfunktion einen geringeren Asymmetrieparameter aufweist. Die meisten Aerosol-Modelle setzen aber bei der Berechnung der optischen Eigenschaften der Aerosole und ihrer Folgen für das Klima immer noch Kugelform voraus, was Ungenauigkeiten in den Ergebnissen verursacht (Wenzel et al., 1996).

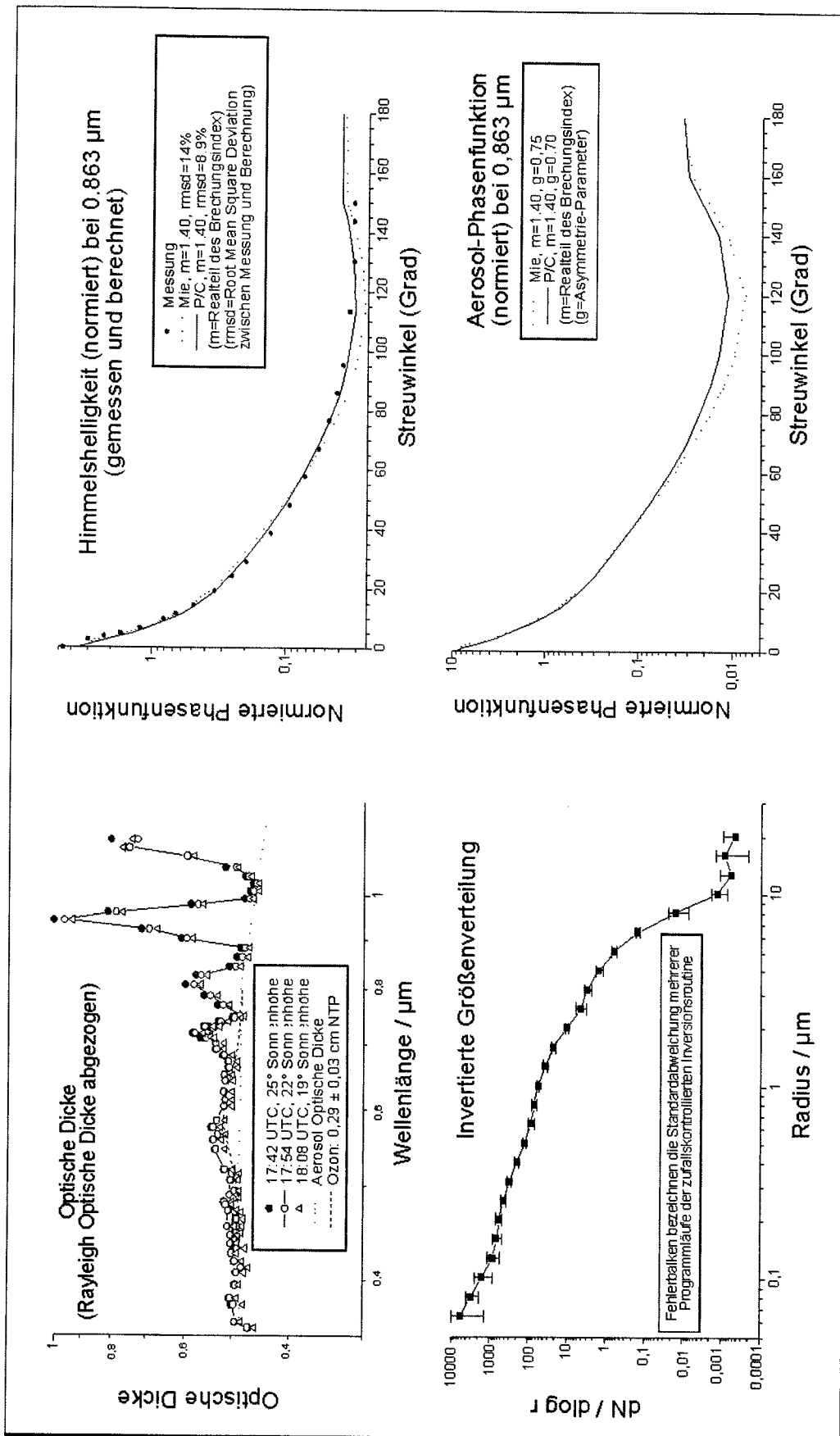


Abb. 4 - Messungen und Ergebnisse vom 18. Juni 1995

b) Zeitliche Entwicklung

Abb. 5 zeigt die zeitliche Entwicklung der optischen Dicke und der Steigung des Spektrums während der Meßkampagne. Für jeden Tag mit wolkenfreiem Himmel wurden drei aufeinanderfolgende, abendliche Messungen ausgewählt. Für jede Messung wurde der Angstroem-Parameter Alpha (der die Steigung des Spektrums beschreibt) ermittelt. Die eingezeichnete Linie deutet den Trend an, der zu extrem kleinen Alpha-Werten tendiert. Bei den optischen Dicken liefert jede Messung zwei Werte - je einen für ca. 420 und einen für ca. 860 nm, der aus je drei bzw. vier benachbarten Wellenlängen in dem jeweiligen Intervall gebildet wurde. Die Fehlerbalken beschreiben die Standardabweichung der Werte um ihren Mittelwert. Es gibt nahezu keine Unterschiede zwischen den Werten für 420 und 860 nm, da die Steigung des Spektrums die ganze Zeit so gering ist.

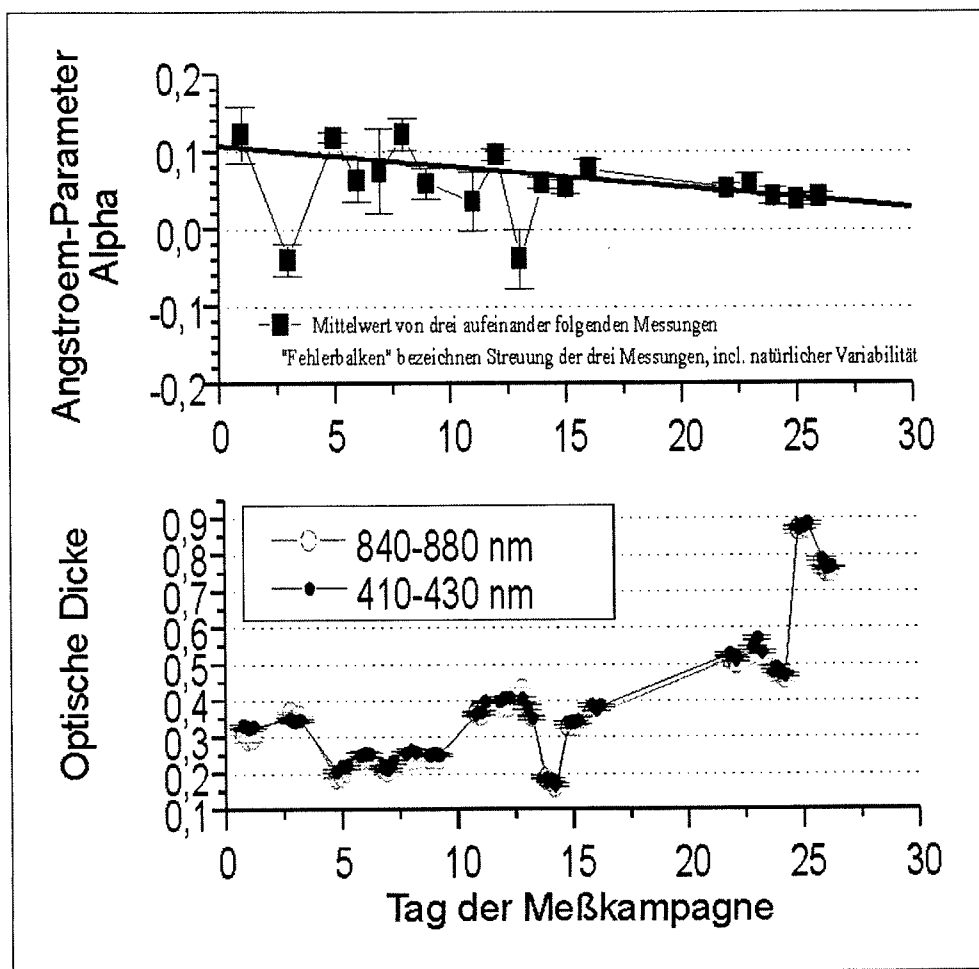


Abb. 5 - Zeitliche Entwicklung der optischen Dicken um 860 und 420 nm, sowie der Steigung des Spektrums (Angstroem-Parameter Alpha) während der Kampagne

c) Messungen im Infrarot

Im Senegal wurde erstmals in einer Meßkampagne das neu entwickelte ASP-8 mit diskreten Filtern für Wellenlängen zwischen 1,2 und 2,2 μm eingesetzt. Die Wellenlängen waren mit Hilfe des HITRAN92-Datensatzes so ausgewählt worden, daß sie keine Gasabsorption aufweisen und damit den reinen Aerosolwert liefern sollten. Wie Abb. 6 zeigt, weisen die Werte noch eine sehr große Streuung auf. Da im Infraroten der Brechungsindex der Aerosolpartikel nach bisherigen Erkenntnissen stärker variiert als im Bereich von 0,35 bis 1,1 μm und die CI-RATRA-Methodik einen konstanten Brechungsindex voraussetzt, wurden die neuen Werte dort bisher noch nicht integriert. Sie werden hier im Vergleich mit berechneten Daten gezeigt, die aus dem vom sichtbaren Spektrum und der Aureole-Messung bestimmten Größenverteilungen und aus den Datensätzen für Brechungsindizes für die Modelltypen "Wasser" und "mineralisches Aerosol" von d'Almeida et al. (1991) erzeugt wurden.

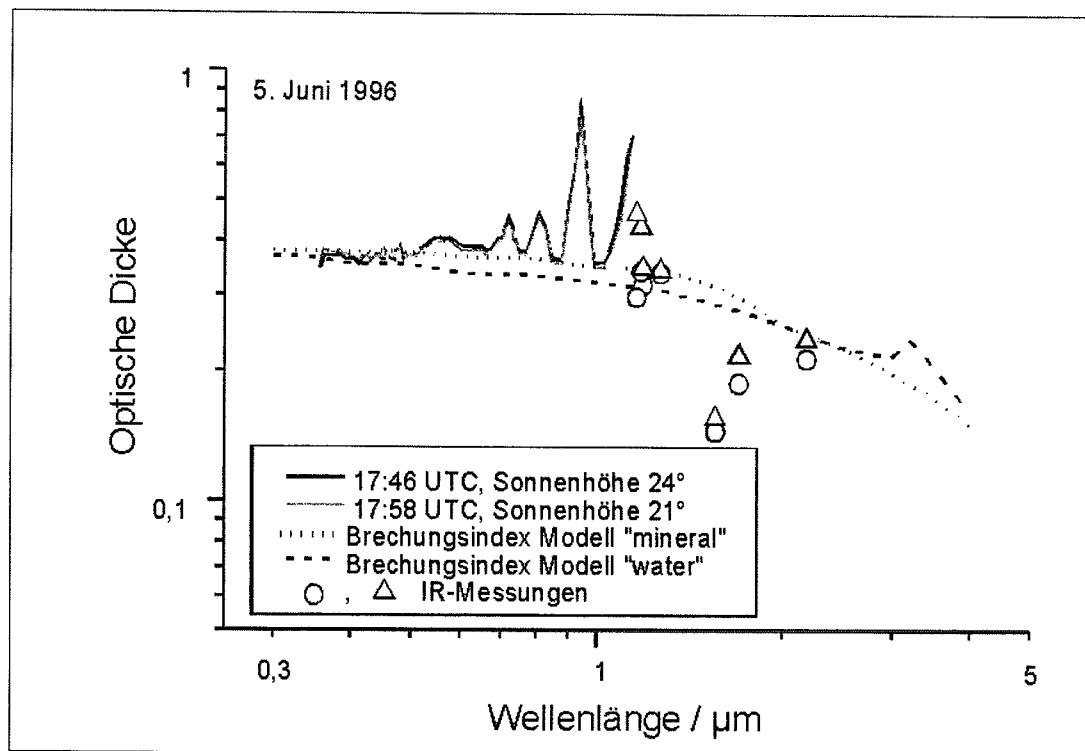


Abb. 6 - Optische Dicke im nahen Infrarot: Vergleich von Messungen und Rechnungen mit Modellwerten für den Brechungsindex über einer aus Messungen zwischen 0,35 und 1,25 μm ermittelten Aerosolgrößenverteilung

d) Starke Vorwärtsstreuung

Um den starken Vorwärtspeak der Aureole, der durch die großen Partikel des Wüstenaerosols verursacht wird, korrekt reproduzieren zu können, mußte die bisher verwendete Routine angepaßt werden. Der erste Schritt war, größere Teilchen als bisher in der Rechnungen zu berücksichtigen. Aber die so erreichte Verstärkung des Peaks war ungenügend. Zusätzlich wurde daher die Parametrisierung der Mehrfachstreuung (Box/Deepak 1981) überarbeitet, um den hohen optischen Dicken im Senegal zu entsprechen. Nach Modellrechnungen mit dem Strahlungstransfercode von Nakajima/Tanaka wurde eine angepaßte Parametrisierung entwickelt. Die Resultate zeigt Abb. 7.

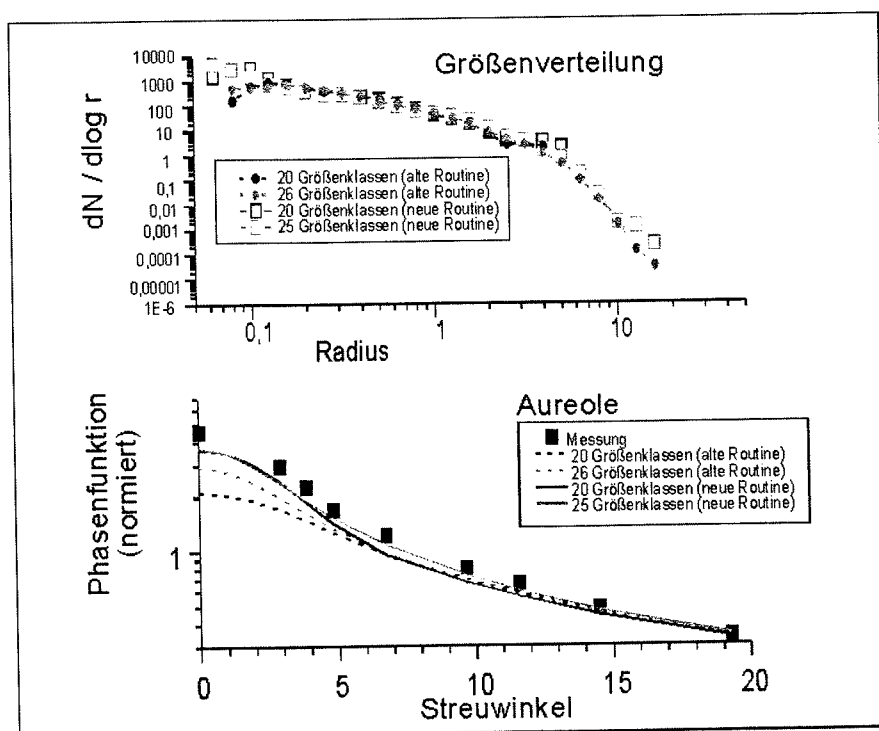


Abb. 7 - Wirkung von erweiterter Größenverteilung und neuer Mehrfachstreuung auf die Aureolenberechnung

5. Klimatische Effekte

Abb. 8 zeigt eine erste Abschätzung des Forcings, das durch die Nichtsphärizität der Aerosolpartikel verursacht wird. Dazu werden Mie- und Pollack/Cuzzi-Rechnungen für extreme Fälle der Meßkampagne miteinander verglichen - der Unterschied zwischen den beiden Rechnungen liefert den Anteil, der durch die Nichtsphärizität verursacht wird.

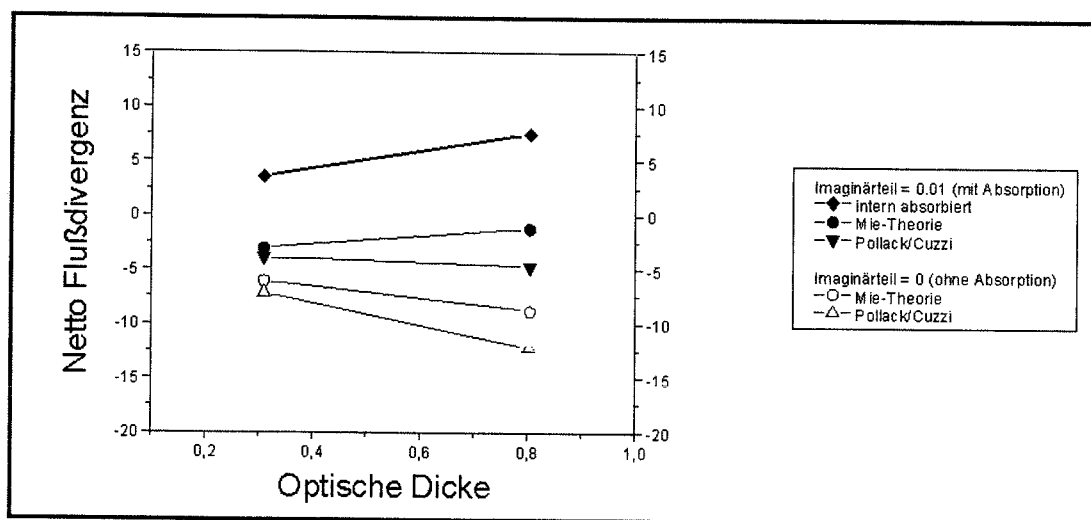


Abb. 8 - Klimatische Wirkung: Abschätzung des Strahlungsforcings durch Wüsten-aerosole für extreme Fälle der Campagne und im Vergleich von sphärischer (Mie) und nichtsphärischer (Pollack/Cuzzi) Rechnung sowie mit und ohne Absorption

Die Abschätzung wurde mit dem arbeitsgruppeneigenen Programm BILANZ durchgeführt, das zunächst die optischen Eigenschaften der Atmosphäre aus den gegebenen Werten des Brechungsindex, der Größenverteilung, der Partikelform und der Gasabsorption berechnet. Zusätzlich werden die geographischen Breiten und die Sonnenhöhen, gewichtet mit der Häufigkeit ihres Auftretens, berücksichtigt. Mit dem Strahlungstransfercode von Nakajima/Tanaka werden dann die aufwärts und abwärts gerichteten Strahlungsflüsse berechnet.

Für nicht oder leicht absorbierende Teilchen hat das Forcing durch die Wüsten-aerosole eine Stärke von einigen W/m^2 , wobei Pollack/Cuzzi stärker negative Werte liefert. Der Vergleich zeigt, daß die Formeffekte durch die Nichtsphärizität in künftigen, exakteren Aerosolmodellen berücksichtigt werden müssen.

6. Danksagung

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die diese Arbeit fördert. Ebenso gilt unser Dank dem Club Aldiana Senegal für die freundliche Unterstützung während der Messungen.

7. Literatur

P. R. Betzer et al., 1988

Long Range Transport of Giant Mineral Aerosol Particles, *Nature* **336**, 568-571.

M. A. Box / A. Deepak, 1981

An Approximation to Multiple Scattering in the Earth's Atmosphere: Almuqantar Radiance Formulation, *J. Atmos. Sci.* **38**, 10137-10148.

G. A. d'Almeida / P. Koepke / E. P. Shettle, 1991

Atmospheric Aerosols. Global Climatology and Radiative Characteristics, A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia.

W. v. Hoyningen-Huene, 1996 (submitted)

Nonsphericity of Aerosol Particles and their Contribution to Radiative Forcing, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*.

T. Nakajima / M. Tanaka, 1988

Algorithms for Radiative Intensity Calculations in Moderately Thick Atmospheres Using a Truncation Approximation, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **40**, 51-69.

T. L. Péwé (ed.), 1981

Desert Dust: Origin, Characteristics and Effects on Man, Boulder: Geol. Soc. America, Spec. Paper **186**.

J. B. Pollack / J. N. Cuzzi, 1980

Scattering by Nonspherical Particles of Size Comparable to a Wavelength: A New Semi-Empirical Theory, in: D. W. Schuermann (ed.), *Light Scattering by Irregularly Shaped Particles*, New York / London 1980.

M. Wendisch / W. v. Hoyningen-Huene, 1994

Possibility of Refractive Index Determination of Atmospheric Aerosol Particles by Ground-based Solar Extinction and Scattering Measurements, *Atm. Env.* **28**, 785-792.

K. Wenzel / W. von Hoyningen-Huene / S. Schienbein, 1996

Effects of Nonsphericity on Saharan Dust Optical Properties (Abstract), *Journal of Aerosol Science* Vol. **27**, Suppl. 1, S565-S566.

Adresse der Autoren:

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

Die Leistung von AEOLUS II in Abhängigkeit von mittlerem Windprofil und Turbulenz im Bereich der Rotorfläche

G. Tetzlaff und U. Hoppmann

Leipzig und Hannover 1996

Zusammenfassung

Synchrone Messungen der Windgeschwindigkeit und die Leistung von Windkraftanlagen dienen der Ermittlung der Kennlinien der Anlagen. Die existierenden Vorschriften zur Vermessung enthalten bezüglich der Strömungseigenschaften des Windes nahezu keine Spezifikationen. Diese sind jedoch notwendig, um die erreichbare Genauigkeit und Repräsentativität der vermessenen Kennlinie zu quantifizieren. Messungen am Standort der AEOLUS II-Anlage in Wilhelmshaven dienten dazu, bei einer Anlagenvermessung die Eigenschaften der Strömung und die Kennlinie gemeinsam zu untersuchen. Es wurde gefunden, daß die Strömungseigenschaften wie die vertikale Windscherung, die Winddrehung über der Höhe, die turbulenten Schwankungen der Windgeschwindigkeit und der Windrichtung die Leistung von Windenergieanlagen bei gleicher mittlerer Windgeschwindigkeit erheblich verändern. Dabei wirken sowohl Standorteigenschaften als auch die Witterung auf die Ergebnisse der Vermessung. Am gleichen Standort können in anisotropem Gelände die Werte der Kennlinie auch bei mehrmonatigen Vermessungen wegen der Variabilität der Windrichtung Unterschiede von mehr als 10 % aufweisen. Der größte Einzeleffekt wird von der vertikalen Windscherung verursacht, die Wirkung der Drehung des mittleren Windvektors über der Rotorfläche ergab sich als kleinerer Effekt. Die Wirkung der turbulenten Schwankungen von Geschwindigkeit und Richtung weisen meist unterschiedliche Vorzeichen auf, so daß die Rolle dieser Schwankungen insgesamt meist klein bleibt. Die Vermessung einer Kennlinie mit einer kleineren systematischen Abweichung von im Mittel weniger als etwa 5 bis 10 % erfordert eine genaue Strömungsspezifikation sowohl für den Vermessungs- als für den Betriebsstandort, die bisher nicht in hinreichendem Maße in den entsprechenden Richtlinien und Vorschriften enthalten sind.

Summary

Power curves of wind energy convertors need synchronous measurements of wind and power. The existing specification on the wind measurements are rather poor, however necessary. AEOLUS II-measurements and the wind measurements served to quantify the role of the different atmospheric parameters. Thus it was possible to define the influence on the power output of the machine as a function of the vertical wind shear, the wind veer with height, the turbulent fluctuations with the average wind speed being constant. As a consequence site properties and weather conditions both influence the measurements of the power curve. As a major result it was found that these factors may alter the power curve by as much as 10 %. The largest single effect is produced the effects of the vertical wind shear, The turbulent fluctuations are somewhat smaller in their effect, because speed and direction effects tend to compensate each other. It may be concluded that a highly accurate power curve -meaning errors to be less than 10 %-requires a fully specified set of weather and site parameters.

Einleitung und Fragestellung

Bei der Vermessung von Leistungskennlinien von Windenergieanlagen wird die in Nabenhöhe gemessene, mittlere Windgeschwindigkeit mit der zeitgleich gemessenen Leistung in Beziehung gesetzt. Die Beschreibung der Strömung über die gesamte Rotorfläche erfordert jedoch mehr Information als allein aus der mittleren Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe ermittelt werden kann. Die entsprechenden theoretischen Ansätze erlauben eine quantitative Beschreibung der Veränderung der mittleren Windgeschwindigkeit mit zunehmender Höhe. In größeren Höhen über Grund ergibt sich außerdem eine charakteristische Winddrehung. Zusätzlich weicht der momentane Windvektor vom mittleren wegen der turbulenten Schwankungen in Geschwindigkeit und Richtung ab. Die Größe der vertikalen Zunahme der Windgeschwindigkeit, die vertikale Windscherung, die Winddrehung des mittleren Windes mit der Höhe, sowie die Größe der turbulenten Schwankungen sind in komplexer Weise miteinander verknüpft und hängen systematisch vom Gelände sowie der Energiebilanz der Erdoberfläche ab. Insbesondere ist natürliches Gelände anisotrop, so daß die genannten Größen sich mit der Windrichtung verändern. Damit ist vertikal gegliedertes Gelände von vorneherein kaum für eine Vermessung geeignet. Die durch die genannten Effekte hervorgerufene Beeinflussung der Leistungsabgabe gewinnt durch den Trend zu größeren Anlagen mit größeren Rotordurchmessern zunehmend an Bedeutung und soll im folgenden anhand theoretischer Überlegungen und aufgrund von Messungen des Deutschen Windenergieinstitutes untersucht werden. Die Eigenschaften der Standorte für die Vermessung von großen Anlagen müssen daher vorab quantifiziert werden. Hier werden für einen Standort die unterschiedlichen Ergebnisse der Kennlinie ermittelt und in einem Rechenschema die Grundlage für eine Systematisierung zur Bewertung von zur Vermessung geeigneten Standorten geschaffen.

Das Temperatur und Windprofil in der Grenzschicht

Ist der vertikale Temperaturgradient kleiner als $-1\text{K}/100\text{m}$, so ist Temperatur des Luftpaketes nach der Hebung größer als die Umgebung. Aufgrund seiner geringeren Dichte setzt das Luftpaket seine Aufwärtsbewegung ohne zusätzlichen Antrieb fort. Dies wird als labile Schichtung bezeichnet. Labile Schichtungen sind i.a. nur schwach ausgeprägt, da die erzeugte Konvektion für einen Temperatúrausgleich und damit für eine Neutralisierung des Profils sorgt. In labilen Schichten werden lokal kräftige Vertikalbewegungen beobachtet.

Es wird nun das Windprofil in der Grenzschicht betrachtet. Die untersten Dekameter der Grenzschicht werden als Prandtl-Schicht bezeichnet. Hier läßt sich die mittlere Windgeschwindigkeit durch das theoretisch ableitbare „logarithmische Windprofil“ beschreiben.

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

Hierbei ist $u(z)$ die Windgeschwindigkeit in der Höhe z , u_* die Schubspannungsgeschwindigkeit (ein Maß für den Impulsfluß zum Boden, bzw. die Rauigkeit und die Schichtung der Atmosphäre), κ eine empirische Konstante (Wert 0.4) und z_0 die Rauigkeitslänge, ein Maß für die Rauigkeit des Bodens. Diese Formel gilt nur für neutrale thermische Schichtung. In stabilen Schichten wird der vertikale Impulsaustausch gedämpft, daher nimmt die Windgeschwindigkeit hier mit der Höhe stärker zu als nach dem logarithmischen Profil. In labilen Schichten kann sich wegen der besseren vertikalen Durchmischung kein so starker Geschwindigkeitsgradient halten und das Windprofil wird flacher als in der neutralen Schichtung. Weiter unter-

scheiden sich auch die Größen der turbulenten Schwankungen in labiler und stabiler Schichtung voneinander.

Die Formulierung für das logarithmische Windprofil muß für die Fälle mit labiler und stabiler Schichtung erweitert werden. Eine einfache Methode besteht in der Ergänzung durch einen additiven Term, der für geringere Abweichungen von der Adiabase die Schichtungseffekte berücksichtigt und so das log-linear-Profil (oder auch Monin-Obukhov-Profil) erzeugt :

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \alpha \frac{z - z_0}{L} \right)$$

Hierbei ist α wieder eine empirische Konstante (Wert ca. 5) und L ist die Monin-Obukhov-Länge, die ein Maß für Stabilität der Schichtung darstellt. Positive Werte stehen für stabile, negative für labile Schichtung. Bei neutraler Schichtung strebt die Monin-Obukhov-Länge L gegen unendlich. Es ist von zentraler Bedeutung, daß die Gleichung für die Formulierung des vertikalen Windprofils nur für ein horizontal homogenes Gelände ohne jede vertikale und horizontale Gliederung gelten. Im Falle von anisotropem Gelände müssen zusätzliche Terme in den Gleichungen angebracht werden, die in der Lage sind, die horizontale Advektion und die Ausbildung interner Grenzschichten zu berücksichtigen. In vielen Fällen werden diese Effekte vernachlässigt, jedoch zu Unrecht! Da hier die Auswertungen die Stabilität einbeziehen sollen, müssen deren Effekte in die Gleichungen aufgenommen werden. Da aber das Längenmaß L wegen seiner numerischen Eigenschaften für eine statistische Auswertung nicht besonders gut geeignet ist, wird an seiner Stelle der sogenannte Mischungsweg $L(z)$ verwendet :

$$L(z) = \frac{\kappa z}{1 + \alpha \frac{z - z_0}{L}}$$

Der Gültigkeitsbereich der logarithmischen Windprofile, die Prandtl-Schicht, erreicht im Mittel eine Höhe von etwa 50 bis 100m. Bei stabiler Schichtung beträgt die Höhe nur noch etwa 30m. Oberhalb der Prandtl-Schicht erstreckt sich die sogenannte Ekman-Schicht. Hier nimmt die Windgeschwindigkeit weiter zu bis auf den Wert in der freien Atmosphäre, die in einer Höhe von 300m (stabile Schichtung) bis 1500m (labile Schichtung) beginnt.

Gleichzeitig findet in der Ekman-Schicht eine Winddrehung statt. In der freien Atmosphäre weht der Wind parallel zu den Isobaren, am Boden ist der Windvektor um bis zu 45° in Richtung des tieferen Drucks gedreht. In der Prandtl-Schicht ändert sich die mittlere Windrichtung nicht. Das Windprofil und die Winddrehung in der Ekman-Schicht lassen sich für neutrale Schichtung annähernd durch die sogenannte Ekman-Spirale beschreiben. Zumindest qualitativ wird die Ekman-Spirale auch bei labiler Schichtung beobachtet. Bei stabiler Schichtung läßt sich kein funktionaler Zusammenhang zwischen Windvektor und Höhe finden.

In klaren Nächten durch Ausstrahlung, aber auch in horizontal inhomogenem Gelände durch Advektion, bilden sich häufig Inversionen, die in den untersten Dekametern zumindest stückweise eine stabile Schichtung zeigen. In der Inversion ändert sich die Windgeschwindigkeit stark, wobei diese Änderungen nicht mit den Ansätzen des logarithmischen Windprofils beschreibbar sind. An der Oberseite der Inversion findet man häufig einen Windsprung (markante Änderung von Windgeschwindigkeit und -richtung). Die Schicht oberhalb der Inversion ist meist nahezu neutral geschichtet und weist kein gesetzmäßig aus den Bodenbeobachtungen

ableitbares Windprofil auf. Damit ist diese Schicht von den Bodeneigenschaften wie der Rauigkeitslänge z_0 entkoppelt.

Auswirkungen des mittleren Windprofils auf die Leistung von Windenergieanlagen

Im Bereich der Rotorfläche nimmt die mittlere Windgeschwindigkeit zu, gleichzeitig erfolgt eine Winddrehung. Während die Winddrehung immer zu einer Verminderung der Leistung führt, kann die Windscherung aufgrund der höheren Geschwindigkeit in der oberen Rotorflächenhälfte zu einer Leistungssteigerung führen. Nachfolgend sollen die beiden Effekte untersucht werden.

Da die erzeugte Leistung proportional zur dritten Potenz der Windgeschwindigkeit ist, wird, um die relative Leistung RL (d.h. Quotient aus tatsächlicher Leistungsabgabe und erwarteter Leistung nach Kennlinie) zu berechnen, die folgende Funktion angesetzt.

$$RL = \frac{2 \int_{z_N-R}^{z_N+R} (u(z))^3 \sqrt{R^2 - (z - z_N)^2} dz}{(u(z_N))^3 * F}$$

R steht für den Rotorradius, F für die Rotorfläche, z_N für die Nabenhöhe der Windenergieanlage. Der Wind $u(z)$ wird für den Scherungseffekt mit Hilfe des Monin-Obukhov-Profil für jede Höhe berechnet und dann mit dem zugehörigen Anteil der Rotorfläche gewichtet.

Um den Effekt der Winddrehung abzuschätzen, wird für $u(z)$ folgende Funktion angesetzt:

$$u(z) = u(z_N) * \cos(\beta(z))$$

Die Funktion $\beta(z)$ gibt die Winddrehung des Windes in Höhe z gegenüber der Richtung des Nabenwindes an und wird durch Auswertung der Lage der Maxima der Turbulenzintensität in Abhängigkeit von der Schichtung bestimmt.

Um die Anisotropie des Geländes einzubeziehen, sind alle Betrachtungen als Funktion der Windrichtung durchzuführen.

Auswirkungen turbulenter Schwankungen auf die Leistung von Windenergieanlagen

Neben der Windscherung und -drehung wirken sich auch die turbulenten Schwankungen, sowohl der Windgeschwindigkeit als auch der Windrichtung, auf die Leistung der Anlage aus. Bei der Vermessung von Leistungskennlinien wird i.a. die zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe in Beziehung gesetzt zur ebenfalls zeitlich gemittelten Leistung. Bei der Mittelung fallen die turbulenten Schwankungen der Windgeschwindigkeit weg. Da aber die Windleistung proportional zur dritten Potenz der Windgeschwindigkeit ist, bleiben hier nach der zeitlichen Mittelung Restglieder, die von den zeitlichen Fluktuationen abhängig sind, stehen. Dies möge die folgende Rechnung nach Coppin et al. (1982) belegen:

Die Windgeschwindigkeit wird in den zeitlichen Mittelwert und eine turbulente Schwankung zerlegt :

$$u = \bar{u} + u'$$

Um auf die Leistung zu schließen, wird die Windgeschwindigkeit kubiert:

$$u^3 = \bar{u}^3 + 3\bar{u}^2 u' + 3\bar{u} u'^2 + u'^3$$

Nach zeitlicher Mittelung und Vernachlässigung der turbulenten Terme dritter Ordnung erhält man:

$$\overline{u^3} = \bar{u}^3 + 3\bar{u}\overline{u'^2}$$

Die relative Leistung RL kann dann einfach berechnet werden:

$$RL = \frac{\overline{u^3}}{\bar{u}^3} = \frac{\bar{u}^3 + 3\bar{u}\overline{u'^2}}{\bar{u}^3}$$

Für u'^2 wird die Standardabweichung der Windgeschwindigkeit in 92m Höhe eingesetzt.

Auch die Windrichtung unterliegt Schwankungen. Um wirksamen Wind u_Q (quer zur Rotorfläche) zu berechnen, werden die turbulenten Abweichungen von der mittleren Windrichtung verwendet :

$$u_Q = \bar{u} * \cos(\alpha')$$

Die relative Leistung ergibt sich zu:

$$RL = \frac{\overline{u_Q^3}}{\bar{u}^3} = \overline{\cos^3(\alpha')} \cong \left(1 - \frac{\alpha'^2}{2}\right)^3 \cong 1 - 3 \frac{\alpha'^2}{2}$$

Dabei ist für α'^2 die Standardabweichung der Windrichtung im Bogenmaß einzusetzen und turbulente Terme höherer Ordnung wurden vernachlässigt.

Datengrundlage

Im Rahmen dieser Untersuchung wurden Messungen verwendet, die das Deutsche Windenergieinstitut in Wilhelmshaven (DEWI) auf dem Gelände des Jade-Windenergieparks nördlich von Wilhelmshaven im Zeitraum von 1992 bis 1995 durchgeführt hat. Es standen Leistungsdaten des AEOLUS II zur Verfügung, einer Windenergieanlage mit einer Nennleistung von 3MW, einer Nabenhöhe von 92m und einem Rotordurchmesser von 80m. Gleichzeitig wurden die Windgeschwindigkeit in den Höhen 11m, 32m, 63m, 92m und 126m sowie die Windrichtung in 62m Höhe gemessen. Durch die fünf Meßhöhen wird das Windprofil gut nachgebildet. Da der AEOLUS II allerdings in Höhen vorstößt, in der sich die Winddrehung mit der Höhe nicht mehr vernachlässigen läßt, wäre eine weitere Messung der Windrichtung in 126m Höhe

wünschenswert. Es wird gezeigt werden, wie die Winddrehung näherungsweise auf indirektem Wege erschlossen werden kann.

Ferner wurde die Temperatur in den Höhen 2,5m und 92m gemessen. Dadurch ist unabhängig vom Windprofil eine Ermittlung der thermischen Schichtung möglich. Um die Fälle der nächtlichen Bodeninversionen von einer hochreichenden stabilen Schichtung zu trennen, wäre auch hier eine zusätzliche Temperaturmessung in der Höhe von 126m nützlich.

Die Meßsysteme werden mit 1Hz abgefragt, daraus werden 5-Minuten-Mittelwerte mit Standardabweichungen berechnet und aufgezeichnet, ohne daß damit jedoch ein für die weiteren Auswertungen geeigneter Mittelwert vorliegen würde. Weiter Informationen über die Meßdaten findet man bei Strack und Albers (1996).

Die Genauigkeit der Meßwerte der Anemometer wurden in einem Prüfverfahren (Bouillon et al. 1995) untersucht. Dabei wurden anhand der Temperaturmessungen die neutralen Fälle ausgewählt und die Rauigkeitslänge aus dem logarithmischen Windprofil berechnet. Da die mit u_* und z_0 zwei Unbekannte zu bestimmen sind, wurde die Rauigkeitslänge jeweils aus der Meßhöhe 11m und einer der höheren bestimmt. Es entsteht ein scheinbarer Tagesgang der Rauigkeitslänge. Für jedes Niveau würden bei Vorliegen genau richtiger Meßwerte in der morgendlichen und abendlichen Übergangszeit etwa synchron adiabatische Zustände durchlaufen werden. Da dieses Verfahren höhere Genauigkeiten erlaubt, als mit Windkanaleichungen zu erreichen sind (etwa bis in den Bereich von etwa 0.02 m/s hinein) weisen Abweichungen vom theoretisch bestimmten Windprofil auf Meßfehler hin. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen die sich scheinbar ergebenden Tagesgänge für die unterschiedlichen Höhenniveaus (Bouillon et al. 1995). Die an der mittleren Windgeschwindigkeit anzubringenden Korrekturwerte erreichen für die Anemometer in den beiden mittleren Niveaus jeweils recht genau 0.20 m/s. Die diabatischen Effekte erzeugen dann in den Bereichen von stabiler Schichtung und labiler Schichtung, d.h. nachts und tagsüber, scheinbare Tagesgänge und Höhenabhängigkeiten der Rauigkeitslänge.

Standortbeschreibung

Das Meßgelände liegt ca. 10km nördlich von Wilhelmshaven und ist bei Tetzlaff et al. (1992) detailliert beschrieben. Es liegt etwa 1m über dem Meeresspiegel und wird überwiegend landwirtschaftlich genutzt. In den Sektoren von Nord bis Ost befindet sich die Nordsee (Jademündung) in ca. 2km Entfernung. Im Nordwesten befindet sich Ortschaft Hooksiel, in den westlichen Sektoren befinden sich mehrere Einzelgehöfte, die alle von hohen Bäumen umgeben sind. Der Bereich von 165° bis 210° ist im wesentlichen frei von Hindernissen, hier werden alle Anemometer ungestört angeströmt. In den Richtungen 55° , 120° und 150° befinden sich, vom Meßmast aus gesehen, Windenergieanlagen. Die Anemometer selbst befinden sich auf der Westseite des Meßmastes, so daß sie bei Ostwind abgeschattet werden.

Nach dem Anbringen der Korrekturwerte an der Windgeschwindigkeit ergeben sich unter Zugrundelegen des logarithmischen Windprofils in der Formulierung für die neutrale Grenzschicht die Werte der Rauigkeitslänge als Funktion der Windrichtung. Die erwähnten Hindernisse und Windkraftanlagen sind erkennbar. Im südlichen Bereich ist das Bild recht homogen. Die Auswertungen der Messungen ergeben eine Rauigkeitslänge von 5cm im ungestörten Sektor. Daß die Störungen des Windfeldes gering sind, läßt sich auch an der Höhenkonstanz der ermittelten Rauigkeitslängen in diesem Sektor ablesen. In anderen Sektoren zeigt sich eine Abhängigkeit der Rauigkeitslänge von der Meßhöhe. Der Grund ist zum einen, daß die oberen Höhen

im Bereich von Nachlaufströmungen weiter entfernter Hindernisse liegen (z.B. Wilhelmshaven) und zum anderen, daß die oberen Anemometer möglicherweise schon über die Prandtl-Schicht herausragen und man damit zumindest in Nachtstunden den Gültigkeitsbereich des logarithmischen Windprofils verlassen.

Die deutliche Störung bei etwa 90° ist auf die Abschattung der Anemometer durch den Meßmast zurückzuführen, die Störungen bei 240° , 330° und 360° werden durch die erwähnten Gehöfte und den Ort Hooksiel verursacht. Hier ist das Windprofil in der unteren Höhen so gestört, daß sich kein reguläres, mit den üblichen theoretischen Ansätzen interpretierbares, Windprofil ausbilden kann.

In Abbildung 2 wurde die Turbulenzintensität über der Windrichtung aufgetragen. Diese wird aus der Standardabweichung des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit normiert mit dem zugehörigen Mittelwert selber berechnet. Dabei wurden die Schichtungszustände stabil, annähernd neutral und labil anhand der gemessenen Temperaturgradienten unterschieden. In allen drei Abbildungen zeigt sich wieder eine erhöhte Turbulenzintensität unmittelbar hinter dem Meßmast. Auch bei 240° , 330° und 360° sind Maxima zu sehen, die durch Bebauung verursacht werden. Diese Maxima treten in den unteren Meßhöhen wesentlich stärker in Erscheinung als weiter oben, was darauf hindeutet, daß es sich um niedrige Hindernisse im Nahbereich handelt.

Betrachtet man die Lage des Mastmaximums bei ca. 90° , so stellt man fest, daß die Maxima abhängig von der Meßhöhe bei unterschiedlichen Windrichtungen liegen. Im labilen und neutralen Fall beobachtet man eine systematische Rechtsdrehung mit zunehmender Höhe. Hier wird die erwähnte Winddrehung in der Grenzschicht sichtbar, sie beträgt zwischen 62 und 126m Höhe etwa 20° und ist also keinesfalls vernachlässigbar. Bei stabiler Schichtung beobachtet man in den unteren Höhen keine nennenswerte Winddrehung, zwischen 62 und 92m springt die Windrichtung dann um ca. 15° auf einen anderen Wert, der sich mit der Höhe ebenfalls kaum ändert. Dies charakterisiert die oben erwähnte Situation mit Bodeninversion und abschließenden Windsprung an der Inversionsoberseite. Für die Berechnung des Einflusses der Winddrehung auf die Leistung der Anlage wurde anhand dieser Auswertungen eine schichtungsabhängige Korrekturfunktion für die Winddrehung mit der Höhe abgeleitet. Eine mögliche systematische Verdrillung des Mastes scheint wegen der Konstanz der Windrichtung in den unteren bzw. den oberen Niveaus nicht in Frage zu kommen. Bemerkenswert ist ferner die systematische Veränderung der Größe der Turbulenzintensität mit der Stabilität. Sie unterscheidet sich in den ungestört angeströmten Sektoren mit geringer Rauigkeitslänge etwa um den Faktor drei. Damit parallel geht die Größe der Mischungsweglänge oder auch anderer Größen, die die Turbulenz charakterisieren.

Die Charakterisierung der meteorologischen Bedingungen dient auch die Darstellung der potentiellen Temperatur. In Abbildung 3 ist der Tagesgang des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur dargestellt. In neutralen Verhältnissen ändert sich die potentielle Temperatur mit der Höhe nicht, im labilen Fall nimmt sie mit der Höhe ab und der Temperaturgradient nimmt negative Werte an, im stabilen Fall werden positive Werte angetroffen. Da im labilen Fall der Vertikalaustausch angeregt wird, können die negativen Werte nicht so groß werden wie im stabilen Fall. Im stabilen Fall sorgt die Unterdrückung der Vertikalaustauschs für ein Anwachsen des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur, so wie er auch in den Beobachtungen gefunden wird. Der Gradient der potentiellen Temperatur ist auch ein Maß für die turbulenten Schwankungen und die Winddrehung mit der Höhe (Stull 1988, Garratt 1992).

Als zusammenfassendes Bild zur Charakteristik des Standortes ist in Abbildung 4 die relative Leistung dargestellt. Die relative Leistung wird als berechnet als Quotient der tatsächlichen

Leistung der Anlage und deren Mittelwert über alle Sektoren und Zustände, gewissermaßen standardmäßig ermittelten Werten der Kennlinie. Die relative Leistung als Funktion von Schichtung und Turbulenz ist der Kernpunkt der hier angestellten Untersuchung, vor allem in Hinblick auf die Standardisierbarkeit und die Übertragbarkeit von Meßwerten der Kennlinie vom Vermessungsstandort auf einen beliebigen Betriebsstandort. Die bisherigen Darlegungen weisen bereits auf die Beeinflussung der Meßergebnisse durch die Eigenschaften des Geländes und der während des Meßzeitraums beobachteten Witterungszustände hin. Diese Witterung drückt sich in den Turbulenzparametern aus, d.h. in der Häufigkeitsverteilung von stabilen und labilen Zuständen als Funktion der windrichtungsabhängigen Rauigkeitslänge und der richtungsabhängigen Geländeanisotropie. In der Abbildung 4 ist die sektorabhängige Leistung über deren Mittelwert aufgetragen, wobei sich im Vordergrund die Abschattungszone der Messungen durch den Mast zeigt, aber auch die Differenzierung in Bereich einiger Prozent in den übrigen Sektoren. Dabei sind hier stets alle vorhandenen Meßwerte zusammengefaßt, d.h. über alle Stabilitätsklassen hinweg. Die kleinen Sekundärmaxima bei etwa 55° , 120° und 150° werden verursacht durch Abschattung des Mastes durch die anderen Windenergieanlagen auf dem Gelände. Weiterhin müßten die anderen Windkraftanlagen auch auf AEOLUS II wirken und in den entsprechenden Anströmrichtungen zu Veränderungen führen. Die Unschärfe scheint jedoch durch die recht große Entfernung und den Höhenunterschied so groß zu sein, daß ein Signal nicht mehr ohne aufwendige Filterung zu finden ist.

Leistung von Windenergieanlagen in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern : --Messung und Theorie

In den folgenden Abbildungen sind jeweils die relative Leistung, so wie sie sich aus den Messungen der Leistung der Anlage AEOLUS II und der Kennlinie ergibt, sowie die mit Hilfe der obigen Gleichungen berechnete relative Leistung aufgetragen. Es wurde in den Abbildungen 5b, 6 und 7 auf die Darstellung der einzelnen Komponenten verzichtet und nur der Gesamteffekt, der sich aus Scherung, Drehung, Windgeschwindigkeits- und Windrichtungsschwankungen ergibt, aufgetragen. Es zeigt sich, soviel sei vorweggenommen, daß der Scherungseffekt den größten Beitrag liefert und am höchsten mit den gemessenen Leistungen korreliert ist. Für alle Abbildungen der relativen Leistung gilt: Jeder Punkt steht für 1000 5-Minutenmittelwerte, es wurden nur die ungestörten Sektoren im Bereich 165° - 210° verwendet. Ferner wurden nur die hysterese-freien Daten verwendet (Bouillon et al. 1995). Nur so konnte sicher gestellt werden, daß die Meßwerte in sich homogen sind und keine Störgrößen enthalten sind. Damit kann dann auch die Prüfung des vorgeschlagenen Rechenweges erfolgen, der die Wirkungen der genannten Größen des Windfeldes auf die Kennlinie in Form der relativen Leistung quantifiziert.

In den Abbildungen 5a und 5b ist die relative Leistung über dem Mischungsweg dargestellt. Zur Berechnung des Mischungsweges werden zwei Höhen benötigt, die Rauigkeitslänge als dritter freier Parameter wird aufgrund der Berechnungen unter neutralen Bedingungen vorgegeben. Der Mischungsweg wurde aus den Meßhöhen 92 und 126m berechnet. Es zeigt sich eine Abnahme der relativen Leistung mit zunehmenden Mischungsweg, d.h. höhere Leistung bei größerer Windscherung. Bei geringen Werten des Mischungsweges ist die relative Leistung um etwa 7% erhöht, bei Werten um 10m wird der Standardwert der Leistung erreicht, bei größeren Werten zeigt sich die Abnahme, die bei etwa 60m Mischungsweglänge um etwa 7% niedriger liegt als der Standardwert der Leistung. Die Meßwerte lassen sich aufspalten in die vier Teileffekte von vertikaler Windscherung, mittlerer Winddrehung, und die beiden turbulenten Effekte. Insgesamt ist der größte Teil auf die Wirkung der vertikalen Windscherung zurückzuführen. Die Übereinstimmung von berechneten Werten und den Rechenergebnissen aus

dem Modellansatz scheint die Verfolgung der Entwicklung eines standardisierten Verfahrens zu rechtfertigen. Ein solches Verfahren würde das Einbringen von standardisierten Bedingungen des Standortes und der Strömungsbedingungen bei der Vermessung zu Gegenstand haben. Solche methodischen Ansätze könnten dann auch Eingang finden in eine Normierung der Vermessungsverfahren. Nur nach einer solchen Normierung können dann Erträge von Windkraftanlagen unabhängig von Standorteigenschaften miteinander verglichen werden.

Bei den Berechnungen wurden zusätzlich verschiedene Datensätze ausführlich miteinander verglichen, insbesondere Daten aus unterschiedlichen Höhenpaaren miteinander kombiniert. Die Ergebnisse fielen teilweise recht unterschiedlich aus. Warum fallen die Ergebnisse aus den oberen und unteren Meßhöhen z.T. unterschiedlich aus? Eine stets mögliche Ursachen sind Meßfehler durch den Austausch oder die Rekalibration von Anemometern. Schließt man diese Fehlerquellen aus, so bleiben auch hier wieder die durch Inversionen bedingten Windsprünge als weitere Ursache. In der Inversion können sowohl sehr hohe als auch durch abrupte Winddrehungen sehr niedrige wirksame Windgeschwindigkeiten auftreten. Solche Inversionen werden nicht nur im Tagesgang durch die nächtliche Abkühlung angeregt, sondern auch in starkem Maße durch horizontale Differenzen in den meteorologischen Randbedingungen. Dabei bilden sich auch leicht gegen die Horizontale geneigte Grenzflächen mit Inversionscharakter aus. Die vorgestellten Windprofilansätze versagen natürlich unter solchen Bedingungen, so daß einerseits kein aussagekräftiger Mischungsweg bestimmt werden kann und andererseits die relative Leistung in einem breiten Bereich schwanken kann.

Die oberen Meßhöhen befinden sich meistens oberhalb der Inversion, wo man ein glattes Windprofil ohne nennenswerte Scherung und Drehung bei geringen turbulenten Schwankungen vorfindet. Die ausgeprägten Bodeninversionen erreichen diese Höhe offenbar nicht mehr, so daß man hier allenfalls mäßige stabile Schichtungen antrifft. Um dies mit Sicherheit zu klären wäre allerdings, wie oben schon gesagt, eine weitere Temperaturmessung erforderlich.

Die Abbildung 5b zeigt Angaben der relativen Leistung als Funktion des Mischungsweges, wobei nur die Gesamteffekte für die Messungen im Vergleich zu den Rechenergebnissen dargestellt sind. Bei gleichartiger Struktur der Abhängigkeit vom Mischungsweg ergibt sich eine konstante Ablage im gesamten Bereich. Dies könnte auf eine eingeschränkte Repräsentativität der Höhenniveaus der Meßwerte zurückzuführen sein. Näheren Aufschluß könnten Datensätze mit einer größeren Zahl von vertikalen Niveaus liefern.

Statt des Mischungsweges kann man auch den mit der Windgeschwindigkeit normierten Windgeschwindigkeitsgradienten als Schichtungsparameter verwenden. Dies hat den Vorteil, daß man auf die Berechnung von u_* und z_0 verzichten kann und somit eine einfachere und rechen-technisch weniger fehleranfällige Methode zur Verfügung hat. Die Ergebnisse werden in Abbildung 6 dargestellt. Auch hier werden die Meßwerte aus den beiden oberen Niveaus zur Ermittlung der Windscherung verwendet. Die Zuordnung wichtet die Häufigkeiten etwas anders als die Mischungsweglänge und gestattet somit eine Plausibilitätskontrolle der vorher erzielten Ergebnisse. Der Standardwert der relativen Leistung von 1 wird bei einer normierten vertikalen Windscherung von 0.11 m/s pro m erreicht. In der Abbildung 6 werden die berechneten und die gemessenen Gesamteffekte miteinander verglichen und führen im Prinzip zu demselben Ergebnis wie es bereits für die Mischungsweglänge erzielt wurde. Die Struktur ist getroffen, es entsteht aber eine systematische Ablage. Die Größe dieser Ablage ist an sich nicht kritisch, weil sie sich vermutlich durch einige Zusatzmessungen in weiteren Höhenniveaus interpretieren lassen würde.

In Abbildung 7 wurde die relative Leistung über dem potentiellen Temperaturgradienten aufgetragen. Die potentielle Temperatur wird in der Meteorologie häufig statt der Temperatur ver-

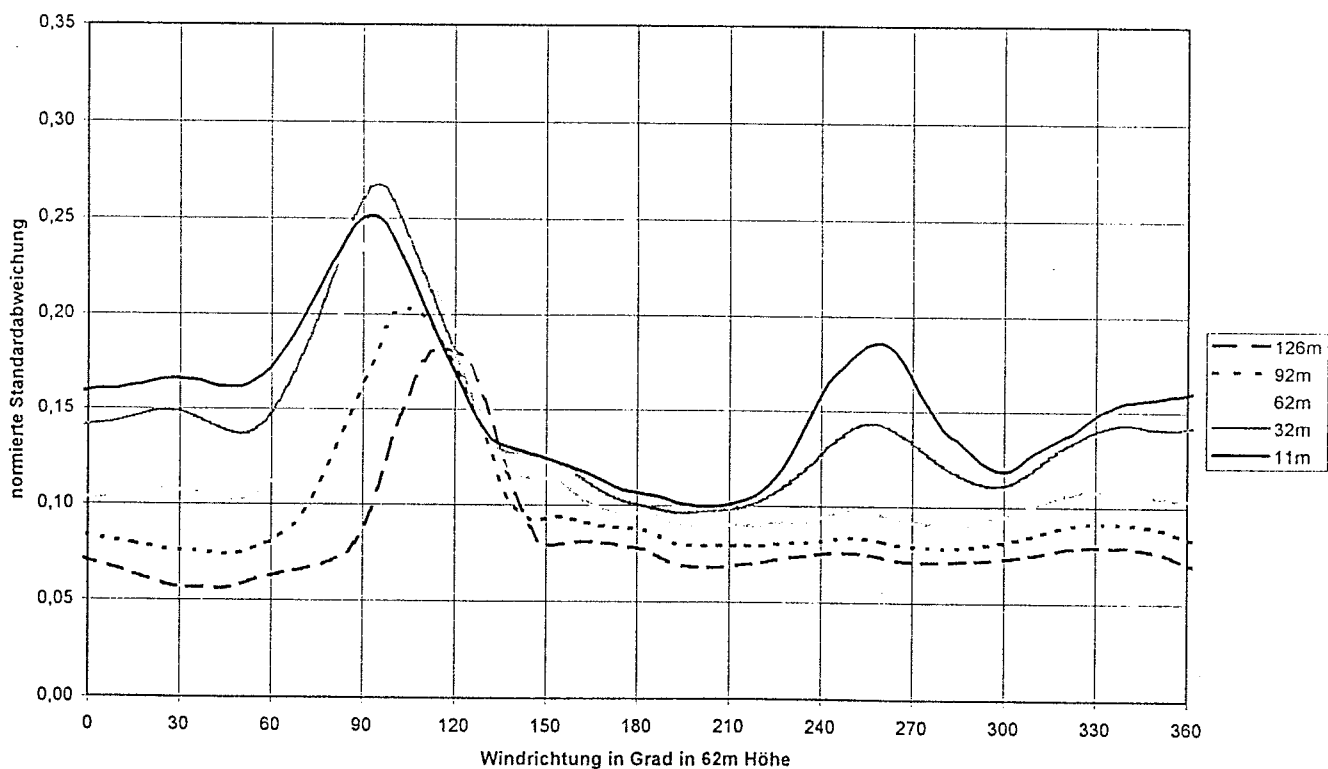
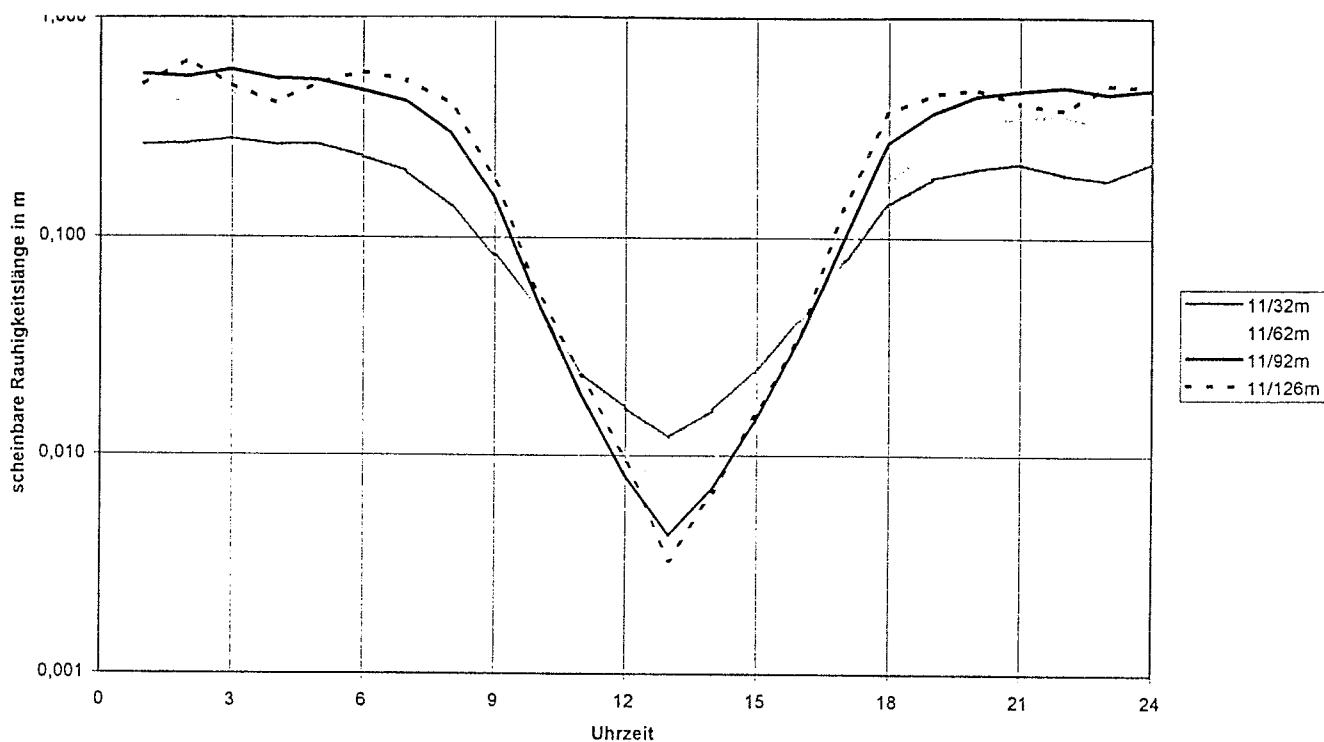
wendet. Die Messung zeigt, daß bei leicht stabilen Schichtungen, wie sie am häufigsten in der Atmosphäre vorkommen, die Leistung gegenüber der Kennlinienwert um rund 2% erhöht ist. Bei labiler Schichtung nimmt die Leistungsausbeute rapide ab, wobei die Ursachen offenbar geringe Windscherung, starke Winddrehung und hohe Windrichtungsturbulenz sind. Alle diese Effekte zusammen erreichen auf rechnerischer Grundlage allerdings nicht den tatsächlich beobachteten Leistungsabfall. Möglicherweise wird der Einfluß der Winddrehung im Rechenmodell noch unterschätzt.

Im sehr stabilen Bereich nimmt die gemessene relative Leistung ebenfalls stark ab. Dieser Effekt wird offenbar durch starke Windscherung in der unteren Hälfte der Rotorfläche verursacht, die nicht durch eine entsprechende Scherung in der oberen Hälfte kompensiert wird. Der Grund dafür mögen die schon häufiger angesprochenen Bodeninversionen sein, die insbesondere im Höhenbereich zwischen 32m und 62m für einen Windsprung in Betrag und Richtung sorgen. Dieser Windrichtungseffekt an Inversionen ist im Modell nicht berücksichtigt, daher fällt auch hier die tatsächliche Leistungsminderung stärker aus als berechnet.

In der Abbildung 8 wurden Häufigkeitswerte der verschiedenen Werte der relativen Leistung zusammengestellt. Diese Werte wurden getrennt nach den verschiedenen Sektoren der Windrichtung aufgeteilt. Dabei wurde der am einfachsten zu standardisierende Sektor von 165° bis 210° verglichen mit dem Sektor 240° bis 300° und dem Sektor von 330° bis 030° . Dabei zeigt sich neben der recht breiten statistischen Schwankung der Meßwerte auch eine deutliche Verschiebung der Medianwerte. Diese differieren um über 30%. Dadurch unterstreichen sie den Bedarf an einer Formulierung der Standardisierung von Meßstandorten und Meßbedingungen bei der Vermessung von Windkraftanlagen. Die Beschränkung auf den Teillastbereich betont die Unterschiede, verdeutlicht aber auch die realen physikalischen Effekte, die den Unterschieden zugrunde liegen.

Schlußfolgerungen

Die Meßwerte vom Windmeßmast erlauben für einige Windrichtungssektoren eine vertiefte Auswertung der Datensätze. Aus diesen Datensätzen kann dann nach umfangreicher Korrektur und Aufbereitung ermittelt werden, daß die Kennlinie bei hinreichend scharfer Betrachtung im Bereich von etwa 5% bis zu über 10% als unsicher angesehen werden muß. Als unsicher muß eine vermessene Kennlinie immer dann bezeichnet werden, wenn die Vermessung unspezifizierte Standort- und Witterungseigenschaften enthält. Die hier verwendeten und an den Meßwerten überprüften rechnerischen Verfahren zur Standardisierung solcher Eigenschaften erlauben die Übertragbarkeit von Kennlinien vom Vermessungsstandort auf einen Betriebsstandort. Die Größe der Korrekturen ist natürlich von der Standortkombination und den Witterungsbedingungen in der naturgemäß kurzen Vermessungsperiode abhängig, erreicht aber auch an einfachen Standorten im norddeutschen Flachland Werte von etwa 5%. Dieser Wert stellt eine mittlere systematische Abweichung der Kennlinien ein und derselben Anlage dar, die allein hervorgerufen wird durch unterschiedlichen Paarungen von Vermessung und Betrieb in Zeit und Raum. Ein Vergleich der Erträge von Windkraftanlagen ist daher ohne Berücksichtigung der Standort- und Witterungseigenschaften nur mit begrenzter Genauigkeit möglich (schlechter als 5%; bei entsprechenden Bedingungen kann dieser Wert auf weit über 10% anwachsen).



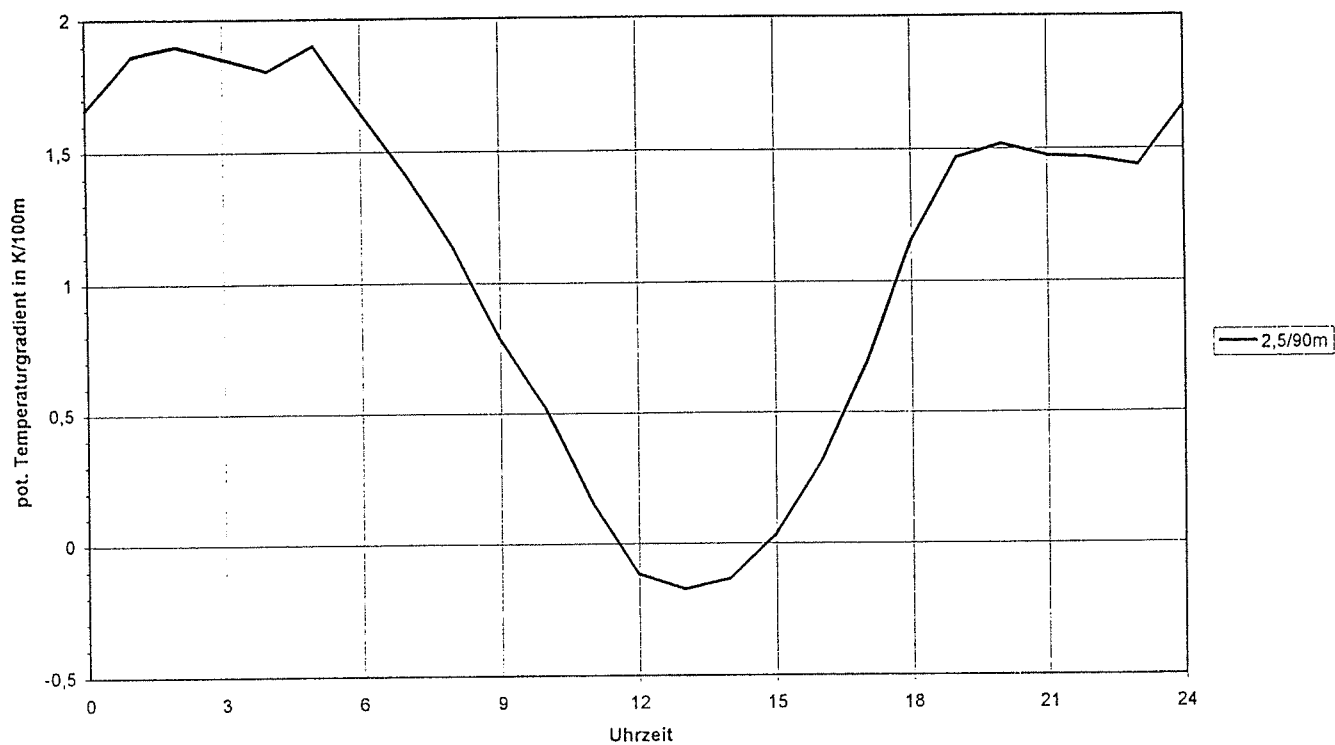


Abbildung 3 : Tagesgang des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur. Die Asymmetrie des Gradienten im stabilen und labilen Fall wird deutlich.

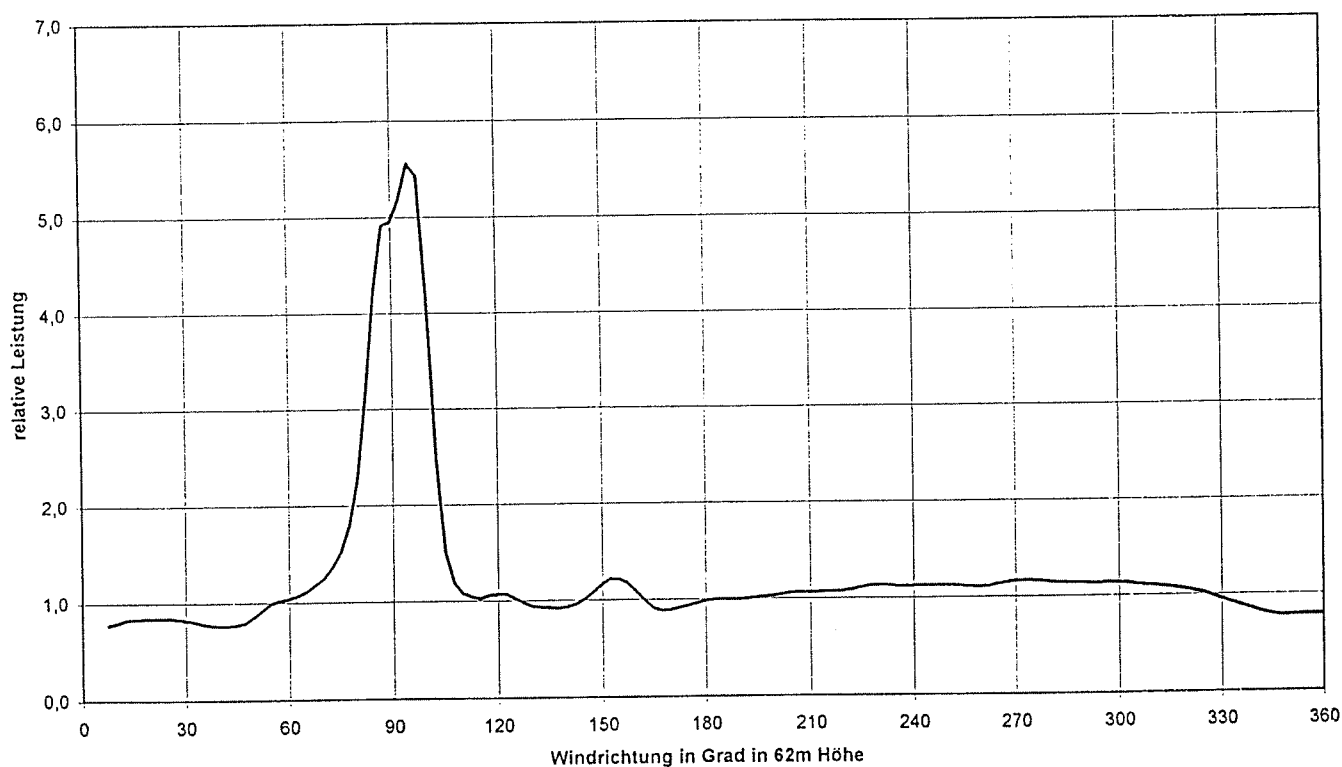


Abbildung 4 : Relative Leistung der Windkraftanlage als Funktion der Windrichtung. Die Darstellung wird von den Werten im Bereich der Nachlaufströmung des Windmeßmastes dominiert.

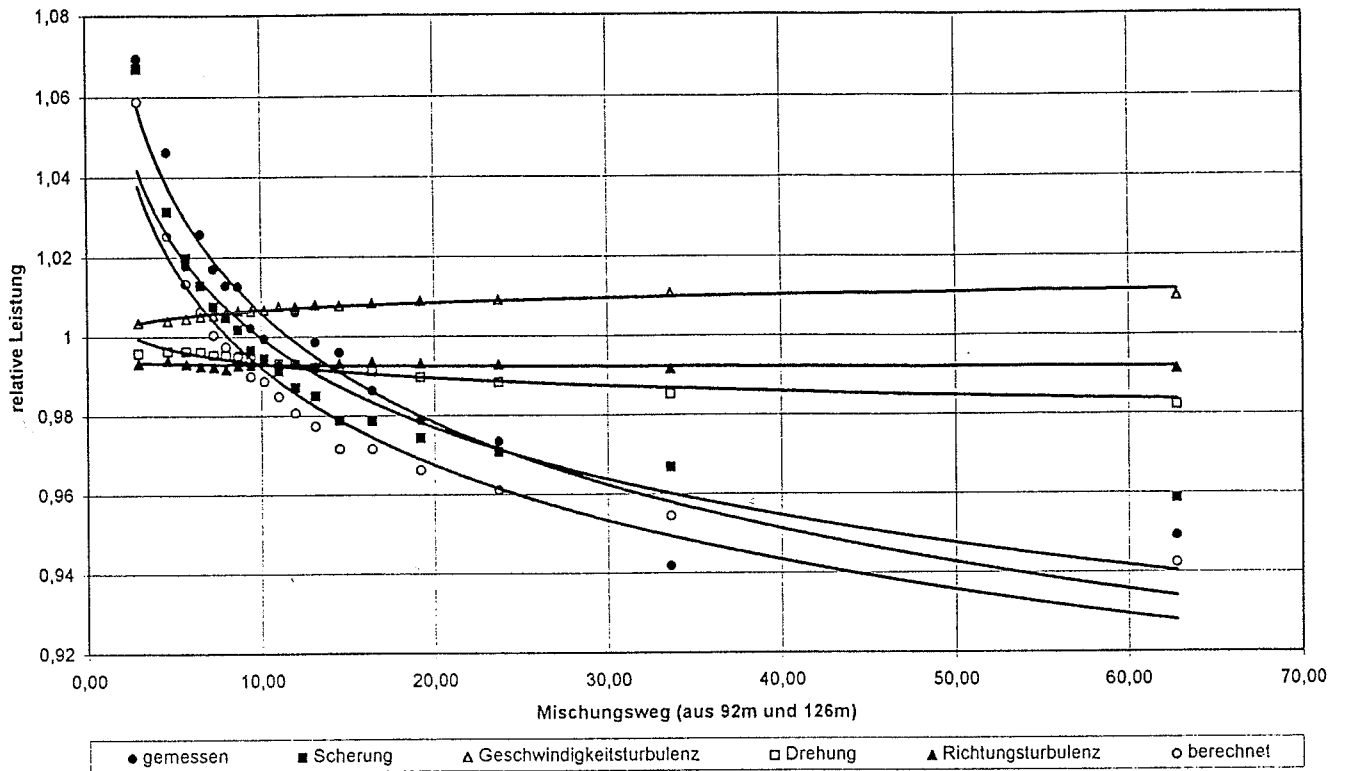


Abbildung 5a : Relative Leistung der Windkraftanlage (bezogen auf den Mittelwert aller Meßwerte aus den homogenen Sektoren und Zeiten für die Meßwerte, u.a. bei stationären, „hysteresefreien“ Bedingungen) als Funktion des Mischungsweges $L(z)$ zur Erfassung der Effekte der Stabilität. Es sind die Wirkungen von vertikaler Windscherung, Drehung des mittleren Windes, der turbulenten Schwankungen getrennt dargestellt. Zusätzlich zu den gemessenen Werte werden theoretisch ermittelte Werte dargestellt.

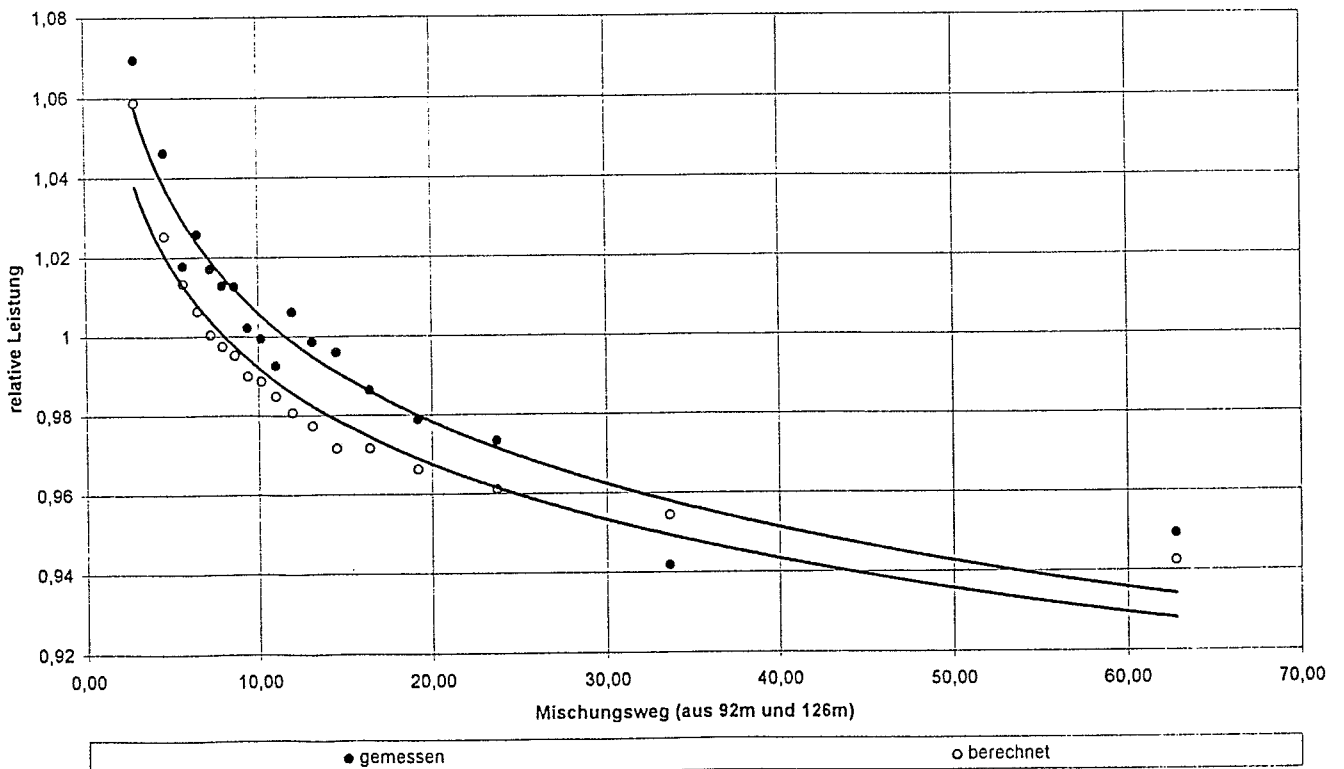


Abbildung 5b : wie Abbildung 8a, aber nur für die Gesamteffekte.

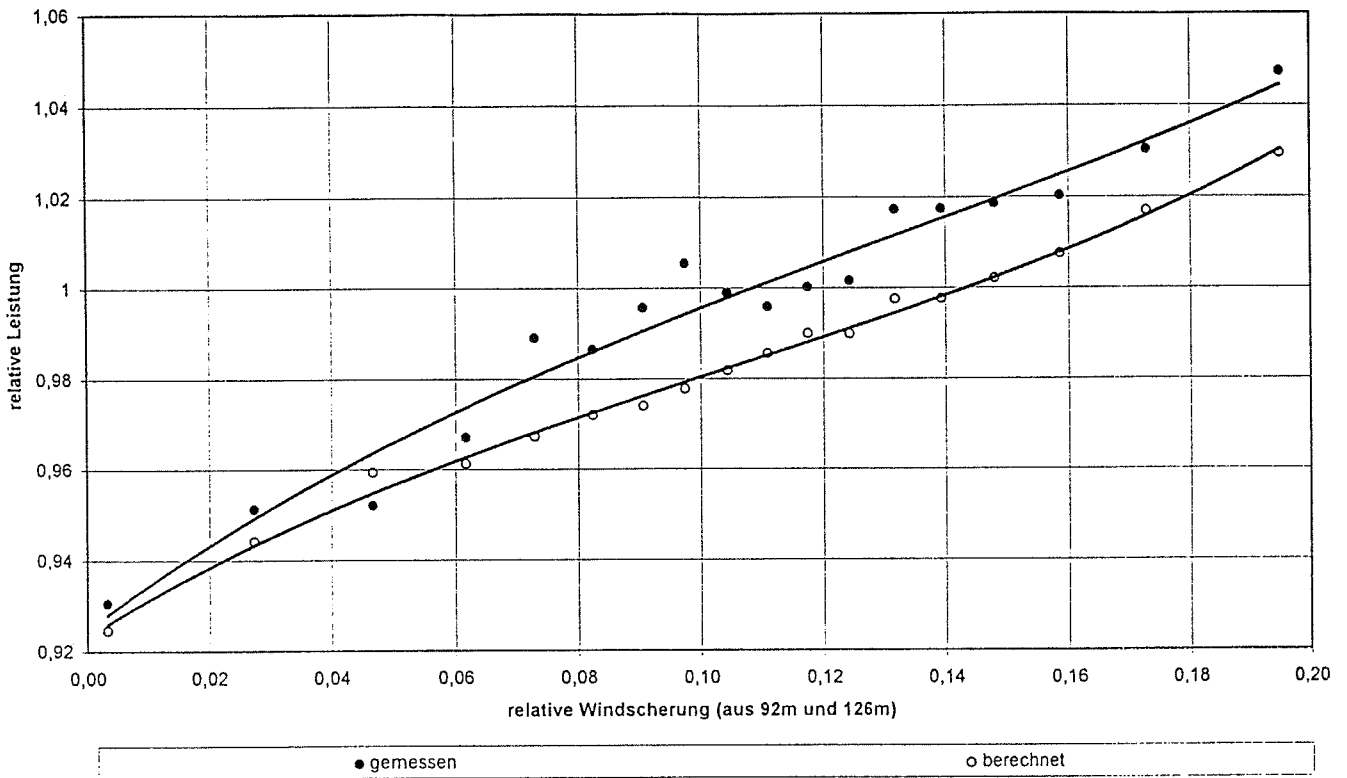


Abbildung 6 : Relative Leistung der Windkraftanlage als Funktion der normierten Windscherung in der Einheit von m/s pro m, genommen zwischen den Höhen 92m und 126m.

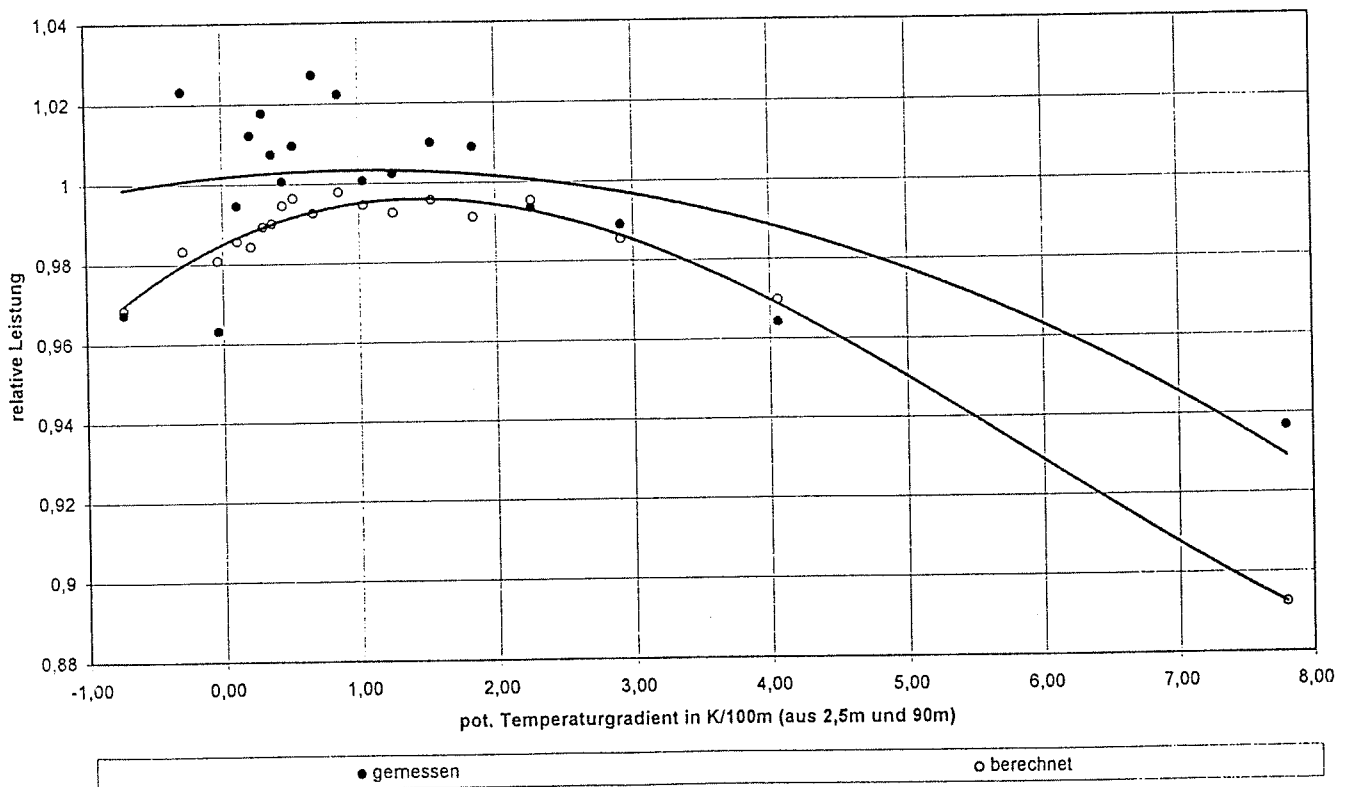


Abbildung 7 : Relative Leistung der Windkraftanlage als Funktion des vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur. Der Wert 0 für diesen Gradienten steht für neutrale Verhältnisse.

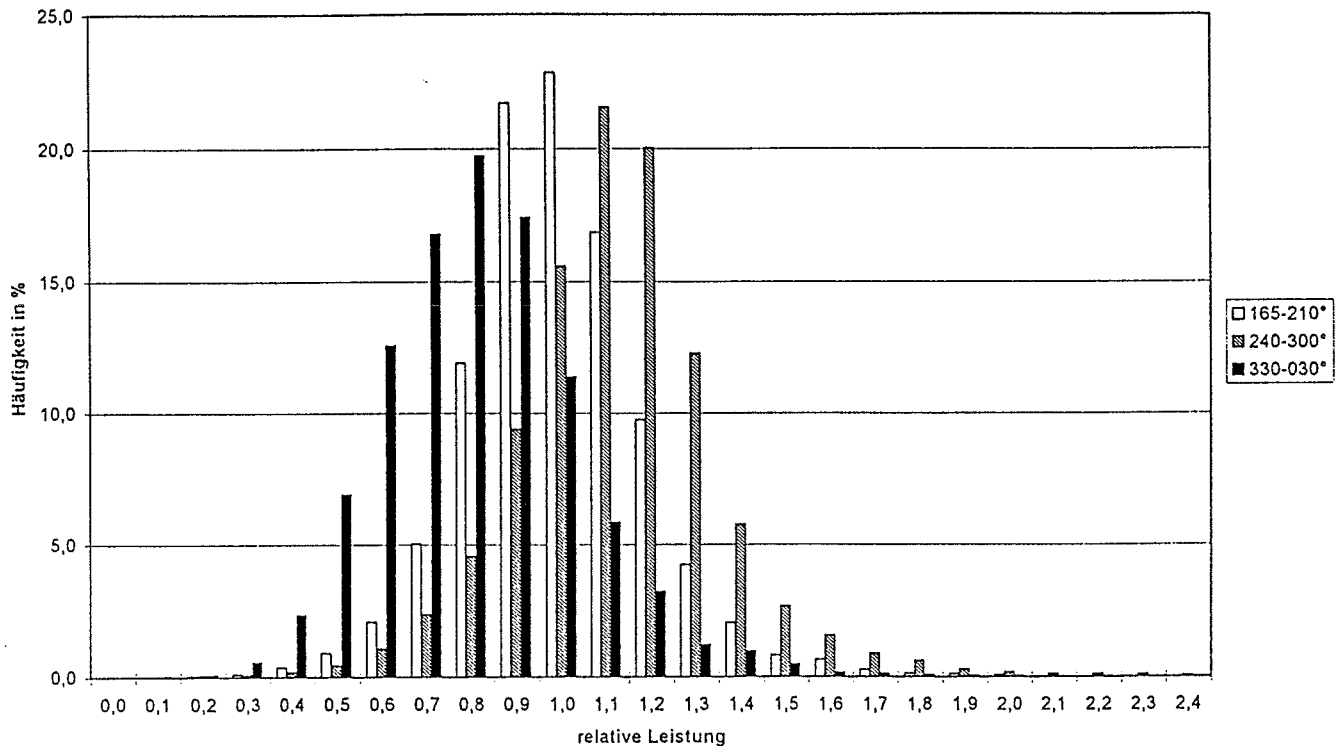


Abbildung 8 : Nach drei in sich homogenen Sektoren der Windrichtung unterschiedene Häufigkeit des Auftretens von Werten der relativen Leistung (bezogen auf den Gesamtmittelwert). In idealem Gelände müßten alle Werte in drei Säulen ausschließlich für den Wert 1.0 der relativen Leistung auftreten. Hier zeigt sich je nach der Windrichtung ein systematischer Unterschied der jeweiligen Medianwerte von über 30%.

Literatur

Coppin, Tetzlaff und Roth, 1982 : Auslegung und Standardisierung der meteorologischen Messungen zur Vermessung von Windenergiekonvertern. Ber. Bundesminis. Forschung und Technologie T 82-168, 66S..

Strack und Albers, 1996 : Analyse und Extrapolation des Windprofils am 130 Meter-Meßmast des DEWI. DEWI-Magazin Nr. 8, 65-75.

Tetzlaff, Schreiber, Kotzian, Reißmann und Hollwurtel, 1992: Bestimmung von Böen gemessen an einem 130m-Mast bei Wilhelmshaven. Ber. Inst. Met. Klim. Univ. Hannover B3.

Stull, 1988 : An introduction to boundary layer meteorology, Kluwer academic publ., Dordrecht.

Garratt, 1992 : The atmospheric boundary layer, Cambridge university press, Cambridge.

Bouillon, Busch, Menke und Morawe, 1995 : Übergeordneter energiewirtschaftlicher Vergleich großer Windkraftanlagen, Ber. PreussenElektra.

A module to couple an atmospheric and a hydrologic model - description and preliminary results

Nicole Mölders, Thomas Beckmann, and Armin Raabe

Summary: A land-surface module to couple a meteorological and a hydrologic model is described. It was implemented and tested in the Leipzig's version of GESIMA. Preliminary results of a coupling with NASMO are presented, although this article mainly focuses on the description of the module and its effect on the atmospheric water cycle. One positive impact of the module is that it allows to produce subgrid-scale evapotranspiration in more details and to heterogenize precipitation. This strongly affects soil wetness, cloudiness and the thermal regime of the atmospheric boundary layer.

Zusammenfassung: Ein Bodenmodul zur Kopplung eines meteorologischen mit einem hydrologischen Modell wird vorgestellt. Er wurde implementiert und getestet in der Leipziger Version von GESIMA. Obgleich der Schwerpunkt des Artikels auf der Beschreibung des Moduls und seiner Auswirkung auf den atmosphärischen Wasserkreislauf liegt, werden auch vorläufige Ergebnisse einer Kopplung mit NASMO präsentiert. Ein positiver Effekt des Moduls ist, daß er ermöglicht, detaillierter die subskalige Evapotranspiration zu beschreiben und den Niederschlag zu heterogenisieren. Dies wirkt sich stark auf die Bodenfeuchte, die Bewölkung und das thermische Regime der atmosphärischen Grenzschicht aus.

1. Introduction

The water cycle is a major part of the global climate system. Although at any given time rivers hold only a fraction of the world's total water, they provide the critical link for returning water from continents to the ocean (Miller et al. 1994). For individual river catchments, runoff depends on precipitation and evapotranspiration within the basin and the ability of the land to store water (Liston et al. 1994). Water storage within the river basins among others depends on soil type, depth, surface heterogeneity and vegetation cycle (Miller et al. 1994).

Since meteorological models usually neglect the transport of water by rivers as well as the re- and discharge of the groundwater storage, they do not simulate a closed water cycle (Mölders et al. 1996a). As a consequence, meteorological model predictions yield that the flat regions of river valleys are often much drier than the nearby mountainous regions, which correctly receive more precipitation than the former. This misprediction of soil wetness results from the practice that in meteorological applications soil processes are treated in the vertical direction only (Müller et al. 1995). This procedure was motivated by simple scale analysis that provides for the time scale of several days lateral soil water movements of several cm only (Mölders and Raabe 1996a).

Wrong distribution of dry and wet surfaces may significantly affect the local water supply to the atmosphere (Milly and Dunne 1994) and, hence, may significantly affect cloud and precipitation formation (Mölders and Raabe 1996b) and the quality of numerical weather prediction (Müller et al. 1995). Moreover, for long-term applications like climate modeling the neglecting of lateral soil and ground water fluxes and the assumption of a fixed ground water level may give the climate system a tug in a certain direction which would not have established if the water cycle was simulated in a closed manner. Hence, the tendency of droughts or of large precipitation events to contribute to their own persistence might be underestimated (Mölders and Raabe 1996a).

To more appropriately model the water cycle, hydrologic and meteorological concepts have to be matched. In a first step, precipitation and evapotranspiration predicted by

meteorological models may serve as input for the hydrologic model (Mölders and Raabe 1996a, Maniak 1996). Obviously, the spatial scales considered in hydrologic models require much finer model grid resolutions than those regarded in meteorological models. Unfortunately, a better representation of the surface characteristics may not be achieved by a finer grid resolution of meteorological models due to parameterization limitations, the limited availability of initial data and computer resources (Mölders and Raabe 1996b). Consequently, parameterizations to downscale hydrologically relevant quantities provided by meteorological models are required to utilize those data as input to a runoff model. This article suggests a module to overcome the gap between those models and presents some preliminary results. The main focus is on the impact of the module on the atmospheric water cycle.

2. Description of the coupling

The meteorological model used is the Leipzig's version of the non-hydrostatic model GESIMA (**GE**esthacht's **SI**mulation **MO**del of the **A**tmosphere). The model is described in detail by Kapitza and Eppel (1992) and Eppel et al. (1995). The Louis-parameterization scheme has been replaced by the parametric model of Kramm et al. (1995). A five bulk-water class (*water vapor, cloud water, rainwater, ice, graupel*) cloud module was included (Mölders et al. 1996b). The horizontal grid resolution of the meteorological model is $N \times N = 5 \times 5 \text{ km}^2$. The vertical resolution varies from 20 m close to the ground to 1 km at the top of the model domain in 12 km height with 8 levels below 2 km and 11 levels above that height.

For some preliminary tests the hydrologic model NASMO (**N**iederschlags**A**bfluß-**S**imulations**MO**dell, i.e., precipitation runoff model; Maniak 1996) is used, which is a precipitation-runoff model applying the curve number method. It is assumed that the total rainfall volume is allocated to (1) initial abstraction which is the amount of storage that must be satisfied before event flow can start, (2) retention of water (after the end of the initial abstraction), which does not contribute to the event flow, and (3) event flow (Maniak 1996). The horizontal resolution of NASMO varies from 50 m to about 1 km side length of the triangles.

2.1 Downscaling of precipitation, evapotranspiration and soil wetness

To downscale the hydrologically relevant quantities provided by the meteorological model an explicit subgrid-scheme, first suggested by Seth et al. (1994), is applied. Herein, a higher resolution grid ($1 \times 1 \text{ km}^2$) consisting of several subgrid cells is defined for each grid cell (Fig. 1). These subgrid cells are considered to be homogeneously covered by their individual vegetation and soil types. For each subgrid cell unique energy and hydrological budgets (Eqs. 1 to 4) are maintained using the subgrid cell forcing at the representative location, i.e., the fluxes in each subgrid cell are calculated individually with their own subgrid soil temperatures, soil wetness and near-surface meteorological forcing in the immediate vicinity of the Earth's surface (Mölders et al. 1996a). The soil wetness, soil temperature as well as the near surface air temperature and moisture are stored for each subgrid cell and serve to determine these quantities in the next time step. The fluxes for the m th subgrid cell of the j th grid cell are, therefore, written as (Mölders et al. 1996a)

$$Q_{m,j} = -S_{m,j}(1 - \alpha_{m,j}) - \epsilon_{m,j}L_{m,j} + \epsilon_{m,j}\sigma T_{sm,j}^4 \quad , \quad (1)$$

$$L_v E_{m,j} = \rho L_v C_{qm,j} u_{Rj} (q_{sm,j}(T_{sm,j}) - q_{Rj}) w_{em,j} \quad , \quad (2)$$

$$H_{m,j} = \rho c_p C_{hm,j} u_{Rj} (\Theta_{sm,j} - \Theta_{Rj}) \quad , \quad (3)$$

$$G_{m,j} = \begin{cases} -\lambda_{m,j} \partial T_{sm,j} / \partial z & , \quad \text{for land} \\ Q_{m,j} + L_v E_{m,j} + H_{m,j} & , \quad \text{for sea, lakes and rivers} \end{cases} \quad (4)$$

where Θ and q represent the potential temperature and specific humidity at the surface (index s) and the reference height (index R) located at the first half level in 10 m height above ground. Furthermore, α , ϵ , λ , σ , S and L stand for the albedo, the emissivity of the surface, the soil thermal conductivity, the Stephan-Boltzmann constant, the shortwave and longwave radiation, respectively. T_s is the surface temperature, and u_R is the wind speed at the reference height. The density of air is denoted as ρ , c_p and L_v are the specific heat at constant pressure and the latent heat of condensation, C_h and C_q are the transfer coefficients for heat and water vapor. For bare soil the so-called wetness factor, w_e , equals the soil surface wetness while for vegetated surfaces it considers canopy conductivity, insolation, water vapor deficit, air temperature and soil wetness. The coupling to the j th atmospheric grid cell is realized by arithmetically averaging the individual subgrid-cell fluxes, $F_{m,j}^k$, to provide the grid cell fluxes

$$F_j^k = \frac{1}{N^2} \sum_{m=1}^{N^2} F_{m,j}^k \quad (5)$$

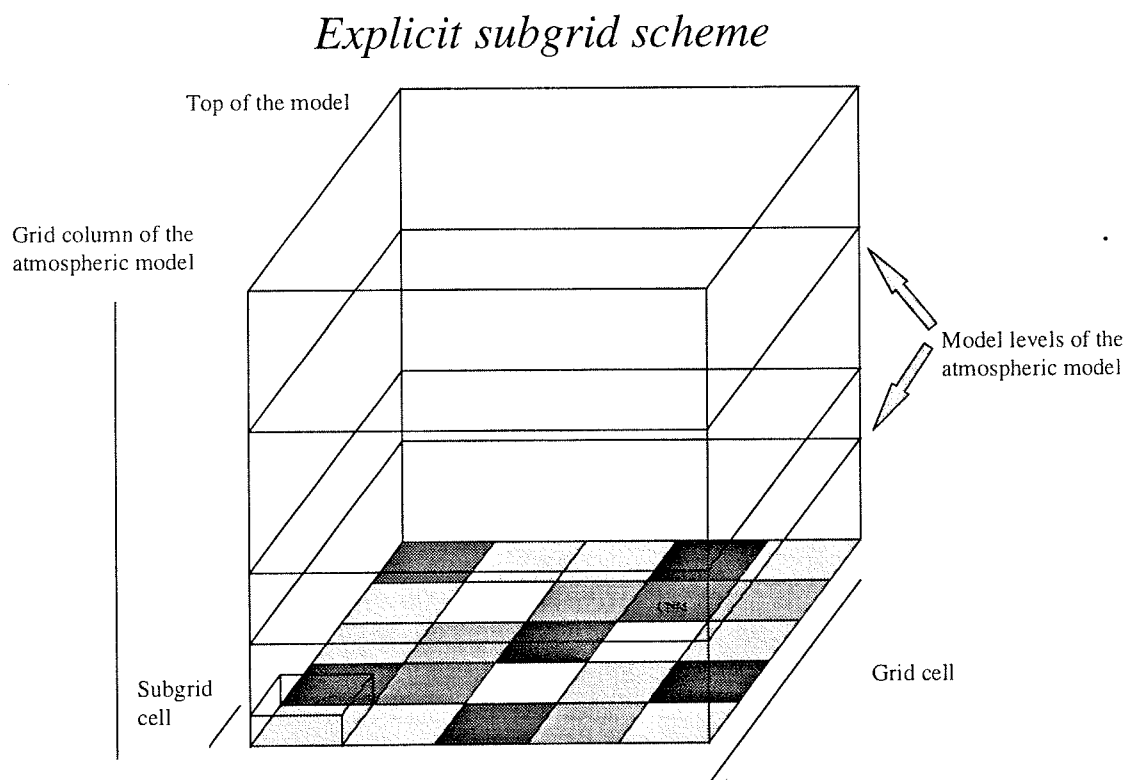


Fig. 1. Schematic view of a grid column and the subgrid cells within a grid cell of the meteorological model for $N = 5$ (modified after Mölders et al. 1996a).

Here, N^2 ($= 25$ in this study) is the number of subgrid cells occurring within that j th grid cell and the index k stands for the turbulent fluxes of latent, $L_v E$, and sensible heat, H , soil heat flux, G , and net radiation, Q . Assuming that precipitation is related to surface elevation (i.e., areas elevated higher than the mean terrain height receive more precipitation than those which are located lower than that height) heterogeneity of precipitation, $P_{m,j}$, can be written as (Mölders et al. 1996a)

$$P_{m,j} = (z_{m,j} / z_j) P_j. \quad (6)$$

Here, z_j and $z_{m,j}$ are the mean terrain height of the j th grid cell and the m th subgrid cell and P_j is the mean precipitation predicted for the j th grid cell by the cloud parameterization scheme. This parameterization (Eq. 6) does not consider that there might be fractions of the grid cell which do not receive precipitation at all, i.e., it is not suitable for convective precipitation events. Obviously, the explicit subgrid strategy does not consider advective effects accompanied by occasionally observed internal boundary layers (IBL; Raabe 1983, 1991, Hupfer and Raabe 1994) and ignores subgrid-scale dynamical effects related to the surface heterogeneity, for instance, directed flows caused by topography or luv and lee effects.

A fundamental assumption of this strategy is that the subgrid-scale near-surface meteorological forcing, which is experienced by the surface, is important in determining the net exchange of heat, moisture and momentum at the interface Earth-atmosphere. However, no interaction between the different landuse types exists.

2.2 Upscaling of runoff

Since the hydrologic model NASMO uses triangular grid elements of irregular size, following the slopes of the Earth's surface, a projection from the subgrid cells of the meteorological model to the grid elements of NASMO - and in the case of a two-way-coupling vice versa - is required. This is achieved by aggregating the NASMO grid cells to $1 \times 1 \text{ km}^2$ areas (Maniak 1996; Fig. 2). When a $1 \times 1 \text{ km}^2$ area consists of more than one landuse/soil type, an area-weighted average curve number is computed (Maniak 1996). This aggregating procedure is only required for hydrologic models with irregular grids and can be avoided if gridded hydrologic models like MIKE SHE (e.g., Refsgaard 1993) are utilized. Note that the latter models are computationally burdensome as compared to hydrologic models like NASMO.

2.3 Two-way-coupling

In nature the coupling of the atmospheric and the land phase of the water cycle occurs through mass (precipitation and evapotranspiration) and energy exchanges. In the coupling of GESIMA and NASMO the influence of soil temperature on soil wetness is neglected and the coupling is realized by a flux correction basing on mass conservation only. Herein, a balance between the sources of water by precipitation, groundwater discharge and lateral inflow, the sinks by lateral outflow, groundwater recharge, and evapotranspiration are conceptionally balanced with the change in soil wetness (Eq. 7). Runoff is calculated by NASMO for each grid cell. Differences of lateral in- and outflow serve as input for GESIMA to correct the soil wetness. Hence, the change in soil wetness is given by

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{E - P}{w_k \rho_w} + \frac{\alpha_c}{\rho_w} (1 - f) + \beta \frac{RO}{w_k \rho_w}, \quad \beta = \begin{cases} 1 & \text{catchment area} \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}, \quad (7)$$

where f is the soil wetness factor, t is the time, RO is the difference between the lateral in- and outflow of the $1 \times 1 \text{ km}^2$ subgrid cell, E and P stand for the evapotranspiration and precipitation within the subgrid cell, respectively. Further, ρ_w is the density of water, α_c is the capillarity and w_k represents the amount of water that a soil layer may uptake before saturation occurs. The first term on the right hand side of Eq. 7 represents the external forcing by evapotranspiration and precipitation and the second term the transport of water from the ground water to the surface. The parameter β serves to apply the original formulation of the soil module of GESIMA in those regions where NASMO and GESIMA do not overlap, i.e., the change of soil moisture due to lateral effects can only be performed in those areas common to both models. In the determination of the change in soil moisture due to lateral effects it is assumed that the lateral in- and outflow can be considered as constant for one hour duration.

Upscaling of the hydrologic model

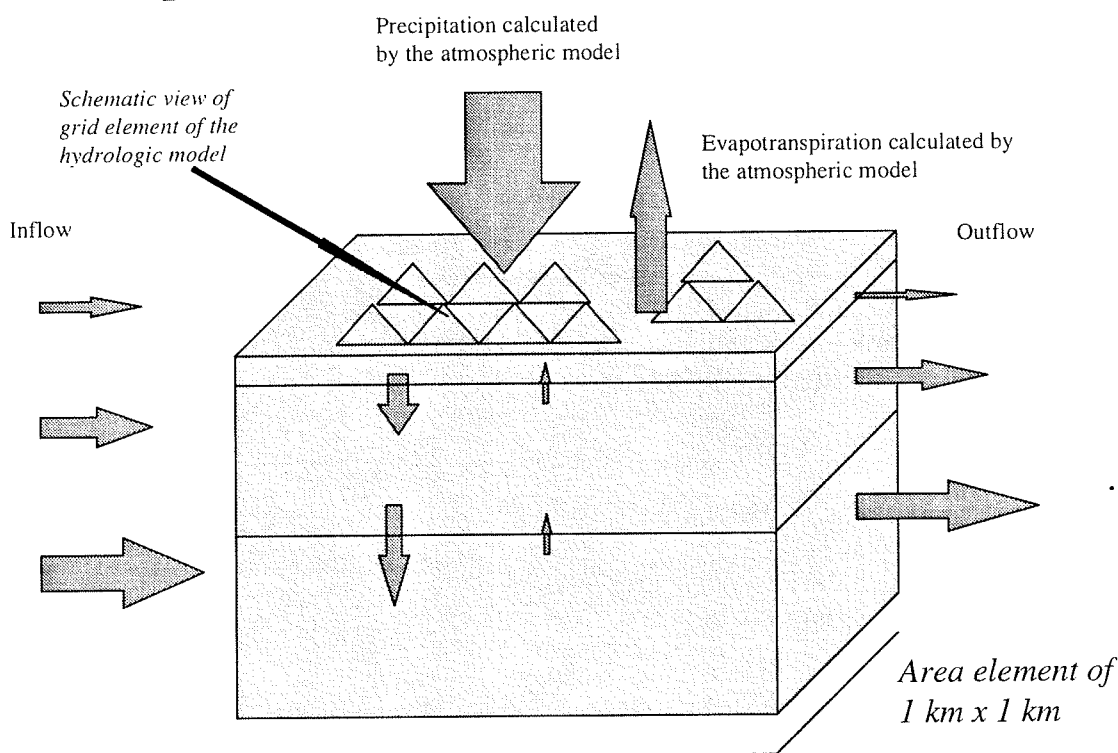


Fig. 2. Schematic view of the upscaling procedure applied in NASMO (modified after Maniak 1996).

3. Preliminary results

If land evapotranspiration partially feeds precipitating clouds, then the land hydrology may influence its own forcing. Several sensitivity studies were carried out to investigate this impact.

3.1. Effect of the explicit subgrid scheme on the prediction of the atmospheric water cycle

Figs. 3, 4 show the 24 h accumulated precipitation provided by simulations with and without consideration of subgrid-scale heterogeneity by the explicit subgrid scheme for the southern part of the Aller catchment which belongs to the Weser basin. The results substantiate that the precipitation pattern and intensity are obviously affected by the heterogeneity of the

underlying surface. The simulated changes in cloud structures, precipitation pattern and intensity, evapotranspiration and soil wetness can be related to the subgrid-scale heterogeneity. Less precipitation was predicted in the simulations without the explicit subgrid scheme but the horizontal extension of the precipitation fields was larger. Note that this was found in a stronger form for the lower stretches of the river Elbe under low flow synoptic conditions in spring time (e.g., Mölders et al. 1996a).

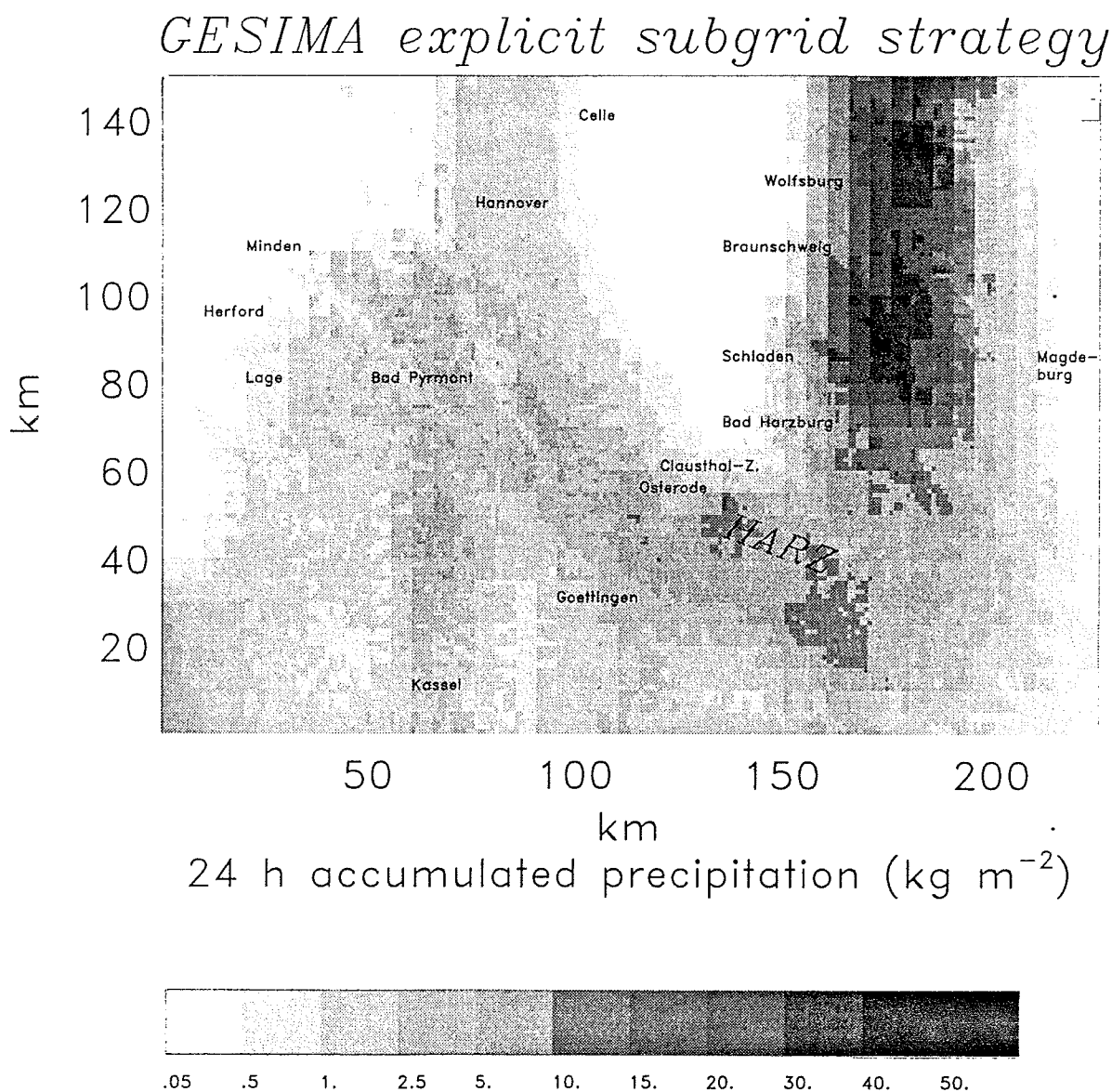


Fig. 3. 24 h accumulated rainfall (kg m^{-2}) of April 13, 1994 as predicted by the simulation of GESIMA including the explicit subgrid scheme.

Physical heterogeneity within a grid cell, i.e., that of the surface temperatures and soil wetness, which results from the subgrid-scale heterogeneity of the landscape, enhances the differences, especially, if precipitation occurs. Evidently, the local recycling of water to the atmosphere decreases with increasing subgrid-scale heterogeneity. Consequently, a more

structured cloudiness and a more variable precipitation distribution establishes in the run with consideration of subgrid-scale heterogeneity as compared to that using the strategy of dominant landuse types (Note that strategy of dominant landuse types means that the landuse type prevailing in a grid cell area is assumed to be the representative one for that grid cell area and serves to determine the energy and water fluxes at the boundary Earth-atmosphere. The strategy of dominant landuse types is usually applied in meteorological modeling.). Hence, the patchiness of surface quantities (surface temperature, soil wetness) going along with the heterogeneity seems to enhance the persistence of the physical heterogeneity within the grid cells and the model domain. On the contrary, large areas covered by the same landuse type tend to continuously provide water to the atmosphere yielding to homogeneously stratiform cloud and precipitation and less physical heterogeneity. Note that these effects are stronger for low flow synoptic conditions than for situations for which the large scale forcing is great.

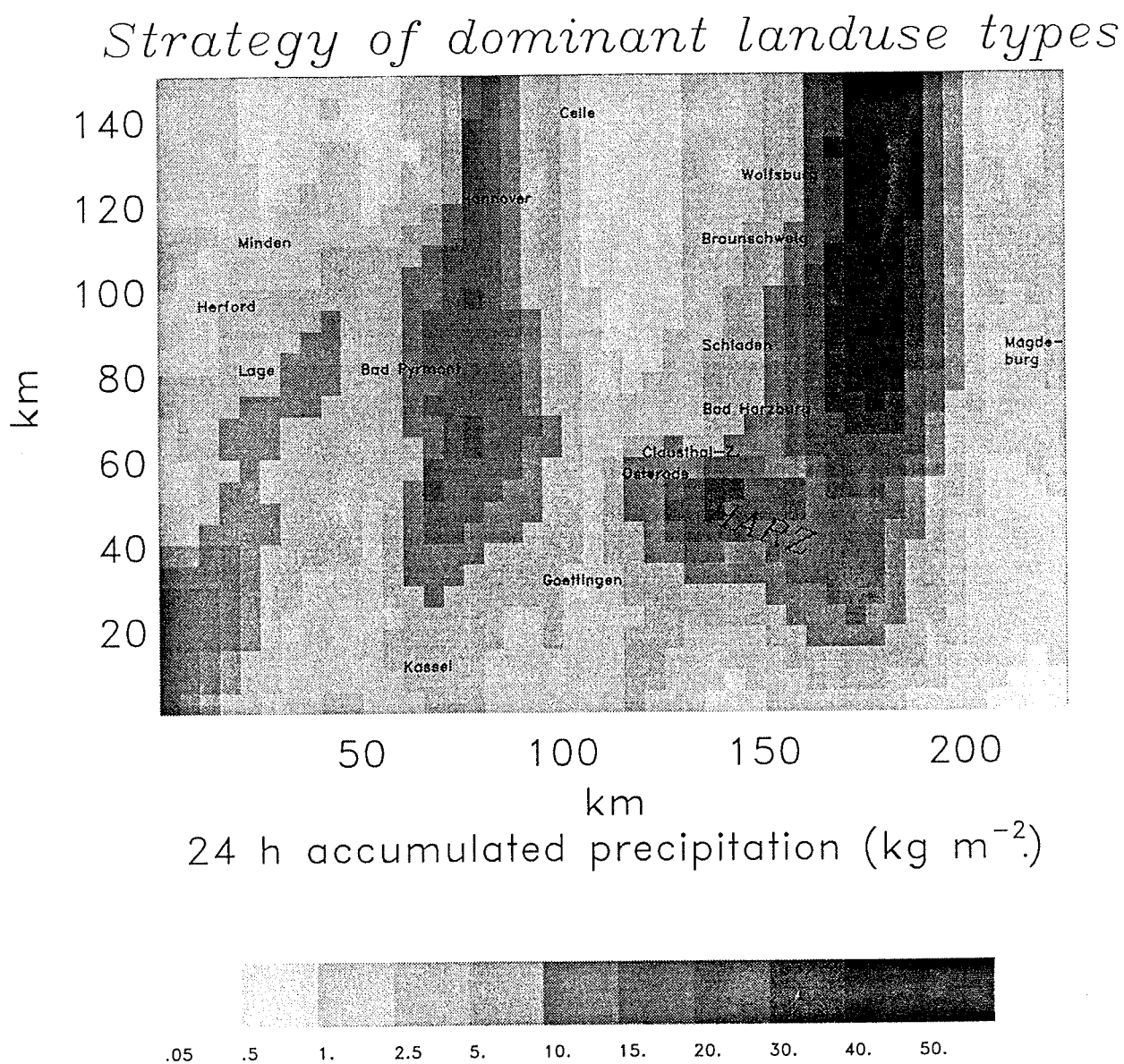


Fig. 4. As Fig. 3 but without the explicit subgrid scheme, i.e., the strategy of dominant landuse within a $5 \times 5 \text{ km}^2$ grid cell is applied.

3.2. One-way coupling

Fig. 5 illustrates the runoff as determined by NASMO for a $1 \times 1 \text{ km}^2$ grid structure (Maniak 1996) for the southern part of the Aller using the precipitation and evapotranspiration data generated by GESIMA applying the explicit subgrid scheme with a horizontal resolution of the subgrid cells of $1 \times 1 \text{ km}^2$ and a horizontal resolution of the atmospheric grid cells of $5 \times 5 \text{ km}^2$.

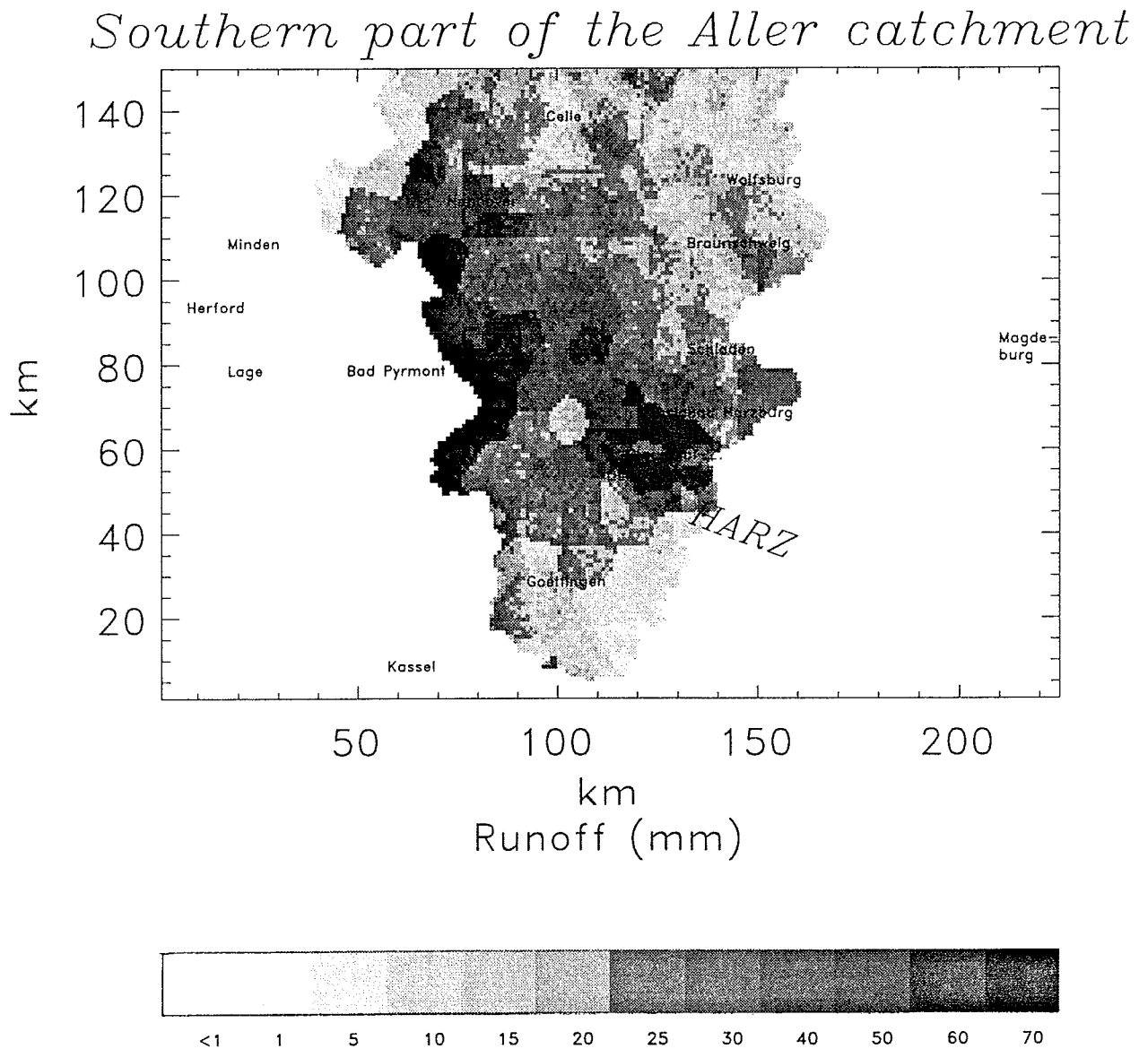


Fig. 5. Runoff as modeled by NASMO for April 13, 1994 using the data provided by GESIMA (one-way-coupling).

Two problems are obvious. Hydrologic models are committed at the areas of the drainage basins. At the moment no data could be obtained by NASMO for the other parts of the GESIMA domain. Moreover, the coarse model grid cell resolution ($1 \times 1 \text{ km}^2$) of the meteorological model is strongly reflected in the runoff data (Fig. 5). This means that

especially for small basins offsets in the prediction of the meteorological fields (wind, temperature and moisture, precipitation) may locally yield to large differences in runoff. Consequently, for small basins on a small time scale the runoff calculated using predicted precipitation may be completely wrong, but the long-term runoff predicted at the mouth of the larger catchment including the smaller one may deviate less from the observations.

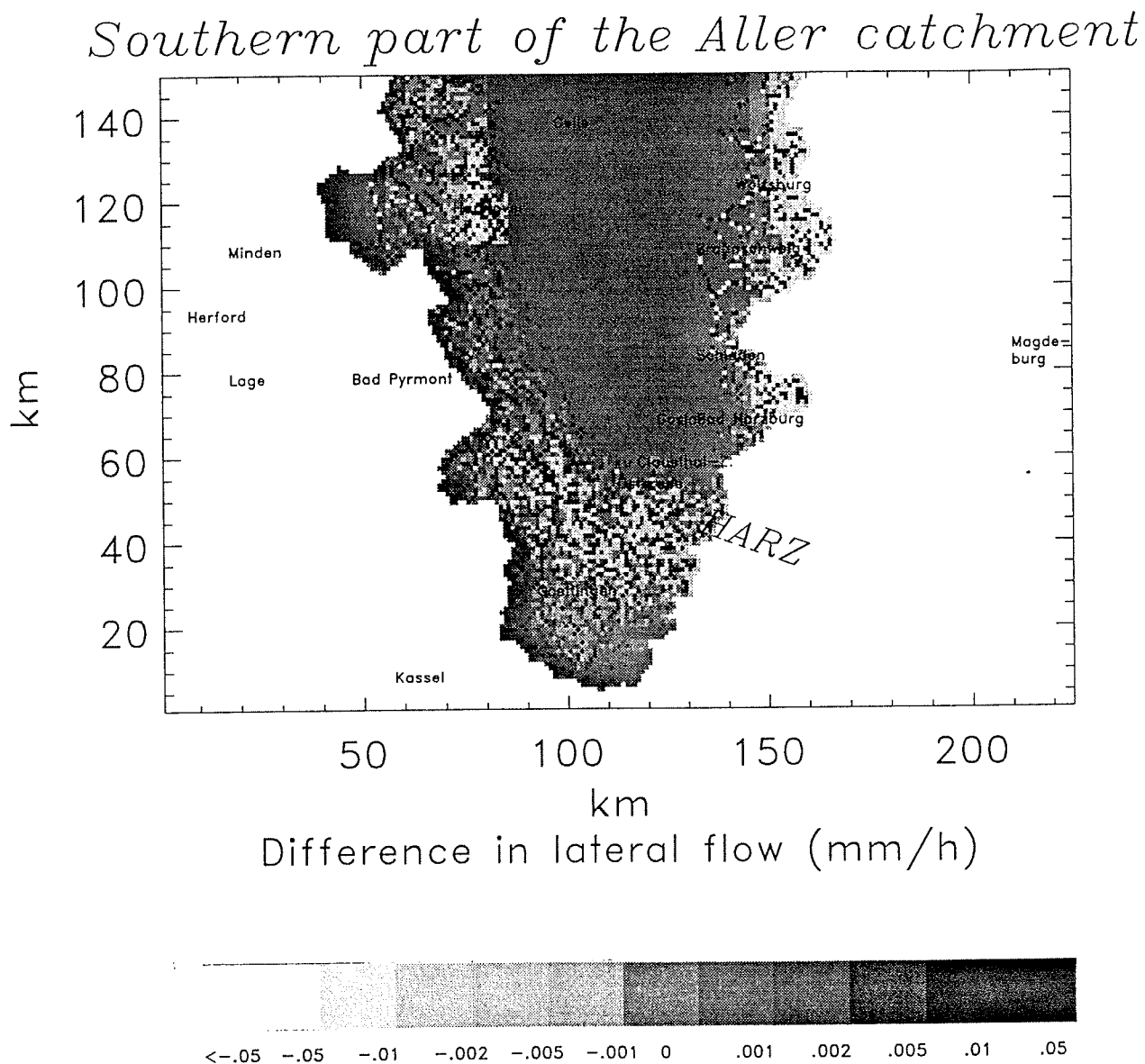


Fig. 6. Lateral in- and outflow as determined by NASMO for April 13, 1994 for the 11th hour.

3.3. Preliminary results of a two-way coupling

The difference of lateral in- and outflow as determined by NASMO (Fig. 6) serves as input for the third term of Eq. 7. Since in the hours before strong precipitation occurred only at the boundaries of the domain area of NASMO, the lateral flow only slightly affects soil moisture (Figs. 7, 8). Nevertheless, a slight drying effect in the (mountainous) areas of the precipitation and a slight shift towards a wetting in the valleys can be detected. The contribution of lateral

in- and outflow to the change of soil wetness is only about some percent within an hour for the episode simulated here. Note that the change of soil moisture (Figs. 7, 8) also partly results from a change in precipitation and evapotranspiration caused by the different soil moisture.

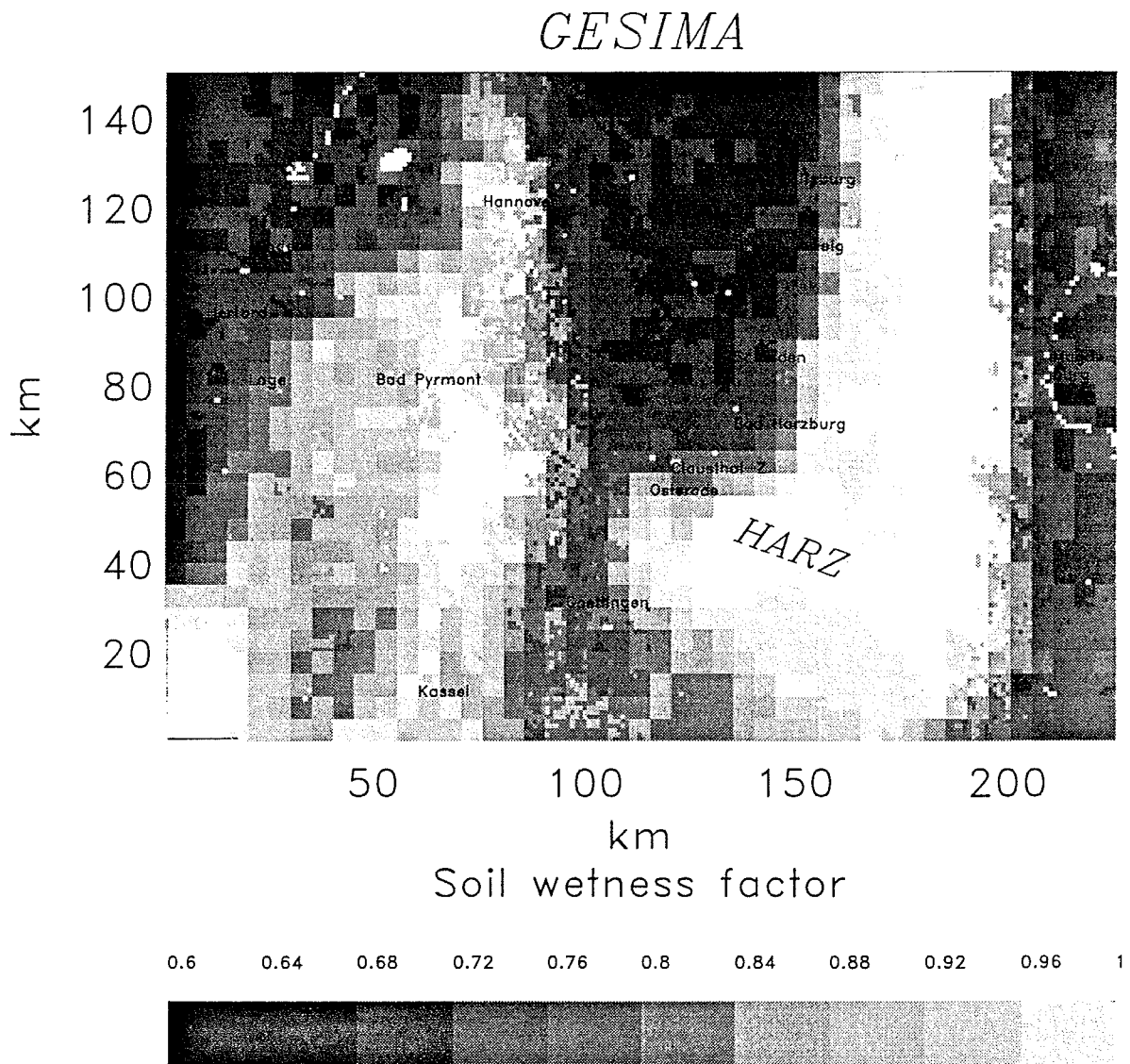


Fig. 7. Soil wetness as predicted by GESIMA for 1200 LT using the explicit subgrid scheme (without coupling of the hydrologic and meteorological models).

3.4 Evaluation

The predicted precipitation was evaluated by station data on a point by point basis, by determination of measures of skills and by comparison of the precipitation pattern. It has to be admitted that an evaluation of the precipitation prediction is complicated due to errors in measurements, low spatial and temporal resolution of the data as well as due to model technical reasons. Precipitation data of 508 stations are available in a daily frequency. A shift in the positions of the predicted and the observed precipitation pattern was found. Since the

data have no temporal resolution it will be indistinguishable if this offset is due to the time required for cloud and precipitation formation, i.e., due to the initial conditions (The mixing ratios of the liquid and solid water substances are set equal to zero at the begin of the simulation.) or due to the boundary conditions. The locally appreciable differences may partly be attributed to site specific differences between the simulation and nature (e.g., differences in landuse type, elevation, roughness, directed flows), the initialization procedure (1D-simulation of GESIMA using the radiosonde data of Hannover), boundary conditions, and parameterization of cloud microphysics. Alternatively applying two different bulk-parameterizations of cloud microphysics Mölders et al. (1996b) found that predicted precipitation characteristics may be sensitive to the saturation adjustment scheme, the parameterization of the processes, and parameters applied.

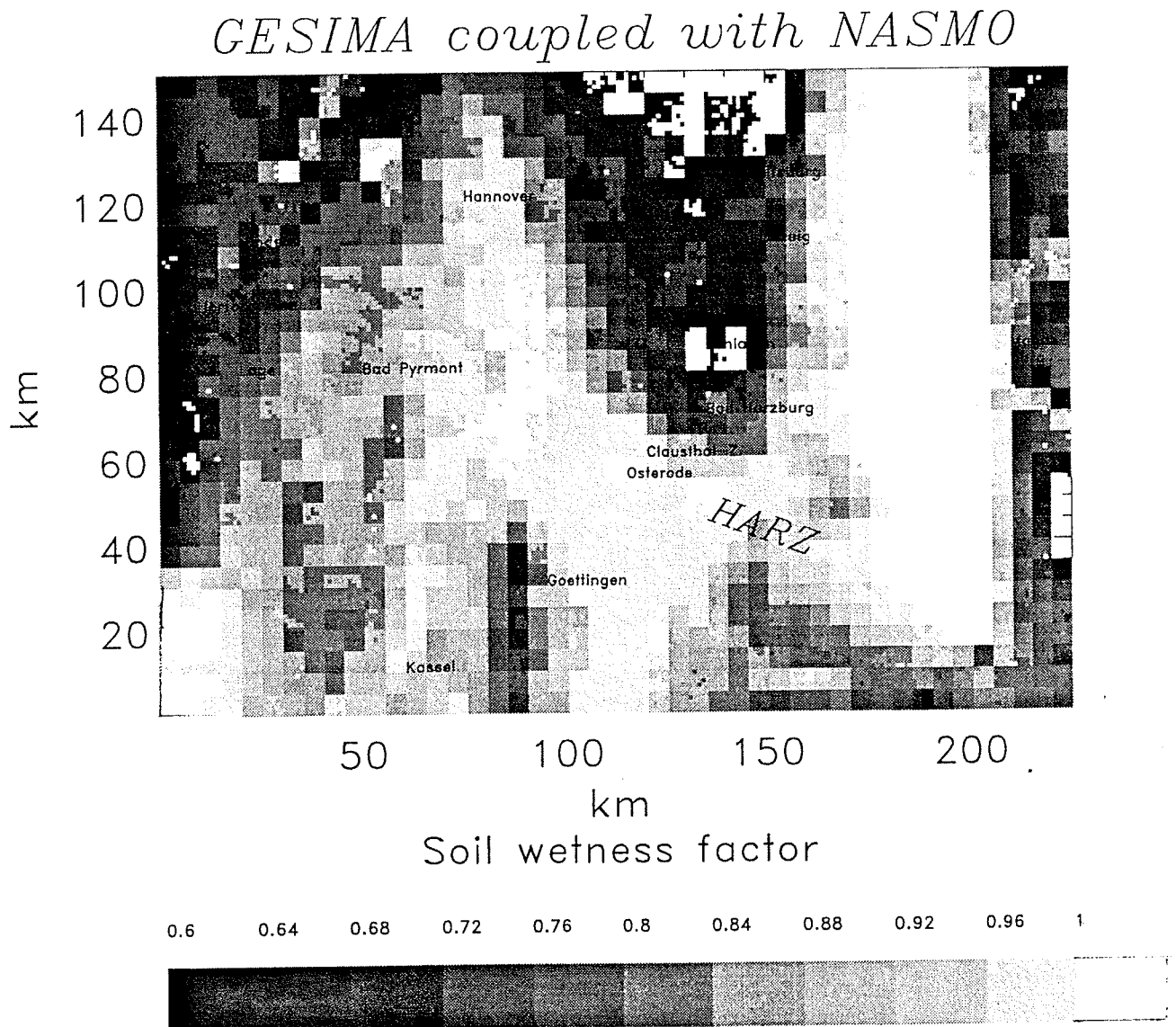


Fig. 8. As Fig. 7 but for the simulation using the explicit subgrid scheme with the two-way-coupling.

Moreover, the weather situation to be simulated is at the limit of that for which GESIMA was designed. Therefore, no good forecast can be expected. In Mid-Europe during the time of the Harz flooding the meteorological situation was governed by intensifying low pressure activity at the edge of an anticyclone located over the Atlantic. The under-estimation of precipitation relates to the under-prediction of the temperature and of the rising of the air masses.

4. Summary

A module to couple a meteorological and a runoff model was presented. By explicitly breaking down the grid cells of the atmospheric model the spatial location of each subgrid flux is known (Fig. 1) and evapotranspiration, precipitation and soil wetness can be provided for gridded hydrologic models in a much finer resolution (e.g., Figs. 3, 7, 8) than that of the atmospheric model (e.g., Fig. 4). In addition, the module includes the ability to account for subgrid-scale surface heterogeneity in meteorological models that affects the water (and energy) fluxes and, hence, the supply of water to the atmosphere. Implementation of the module in meteorological models requires landuse, soil and topographical data in the resolution of the desired subgrid.

5. Outlook

There are still a lot of inconsistencies between NASMO and GESIMA which have to be removed. For instance, it has to be realized that the two models use the same landuse/soil types. This can be achieved by applying a mosaic approach for the subgrid cells in the meteorological model. Such a mosaic approach has already been developed and tested (Mölders and Raabe 1996b) as well as compared to the explicit subgrid scheme (Mölders et al. 1996a).

At this point, it can not be expected that the calculations of the hydrologic model will be improved when being driven by precipitation and evapotranspiration data of a meteorological model. Nevertheless, it has been shown that there is an impact of the surface hydrology on cloud and precipitation formation. Therefore, further affords are required on a better parameterization of the land phase of the hydrologic cycle in meteorological as well as in climate modeling.

At the moment the procedure to run GESIMA and NASMO in a two-way-coupling mode requires still a lot of man-power because up to now the models run at Leipzig and Braunschweig, respectively, and the data still have to be updated hourly via ftp and transformed to the respective model grids. Here, still a lot of work is to be done to automatically run the model package GESIMA-NASMO. At the moment 2 days of work are required to realize one hour of two-way-coupling.

6. Acknowledgments

We would like to express our thanks to the Minister of education, science, research and technology (BMBF) of Germany for the support of this study within the framework of the water cycle project, contracts 521-4007-07 VWK 01 and 521-400 VWK01. Thanks also to K. Friedrich and C. Leicht from the University of Leipzig, who provided the landuse and topography data. Precipitation data were provided by the German Weather Service for which we would like to express our thanks. We also wish to thank A. Ziemann from the University of Leipzig and G. Kramm from the IFU for fruitful discussions.

7. References

Eppel, D.P., Kapitza, H., Claussen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T. and Werrmann, N.: 1995, The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications, *Contr. Atmos. Phys.* **68**, 15-41.

- Hupfer, P. and Raabe, A.: 1994, Meteorological transition between land and sea in the microscale, *Met. Zeitsch.* **3**, 100-103.
- Kapitza, H. and Eppel, D.P.: 1992, The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests, *Contr. Atmos. Phys.* **65**, 129-146.
- Kramm, G., Dlugi, R., Dollard, G.J., Foken, T., Mölders, N., Müller, H., Seiler, W. and Sievering, H.: 1995, On the dry deposition of ozone and reactive nitrogen compounds, *Atmos. Environ.* **29**, 3209-3231.
- Liston, G.E., Sud, Y.C. and Wood, E.F.: 1994, Evaluating GCM land surface hydrology parameterizations by computing river discharges using a runoff routing model: Application to the Mississippi Basin, *J. Appl. Met.* **33**, 394-405.
- Maniak, U.: 1996, Gitterpunktgestütztes Flußgebietsmodell als Abflußmodul eines Wasserhaushalts- bzw. Klimamodells, *Zwischenbericht für den Zeitraum vom 1.4.1995-30.4.1996. Verbundsvorhaben Wasserkreislauf, Förderkennzeichen 521-400 VWK01.*
- Miller, J.R., Russel, G.L. and Caliri, G.: 1994, Continental-scale river flow in climate models, *J. Clim.* **7**, 914-928.
- Milly, P.C.D., and Dunne, K.A.: 1994, Sensitivity of the global water cycle to the water-holding capacity of land, *J. Clim.* **7**, 506-526.
- Mölders, N. and Raabe, A.: 1996a, Verbindung von hydrologischem, gitterpunktgestütztem Modell und mesoskaligem Atmosphärenmodell. Zwischenbericht für den Zeitraum vom 1.5.1995-30.4.1996. Verbundsvorhaben Wasserkreislauf, Förderkennzeichen 521-4007-07 VWK 01.
- Mölders, N. and Raabe, A.: 1996b, Numerical investigations on the influence of subgrid-scale surface heterogeneity on evapotranspiration and cloud processes, *J. Appl. Meteor.* **35**, 782-795.
- Mölders, N., Raabe, A. and Tetzlaff, G.: 1996a, A comparison of two strategies on land surface heterogeneity used in a mesoscale β meteorological model, *Tellus* **48A**, 733-749.
- Mölders, N., Kramm, G., Laube, M. and Raabe, A.: 1996b, On the influence of bulk-parameterization schemes of cloud microphysics on the predicted water-cycle relevant quantities - a case study, *Met. Zeitschr.*, **5**, 12p. (in press).
- Müller, E., Foken, T., Heise, E. and Majewski, D.: 1995, LITFASS - A nucleus for a BALTEX field experiment, Deutscher Wetterdienst Arbeitsergebnisse No. **33**.
- Raabe, A.: 1983, On the relation between the drag coefficient and fetch above the sea in the case of off shore wind in the near-shore zone, *Z. Meteor.* **6**, 363-367.
- Raabe, A.: 1991, Die Höhe der internen Grenzschicht, *Z. Meteor.* **41**, 251-261.
- Refsgaard, C.: 1993, Application of SHE to catchment in India - Part 1: General results, *J. Hydrol.* **140**, 1-23
- Seth, A., Giorgi, F. and Dickinson, R.E.: 1994, Simulating fluxes from heterogeneous land surfaces: explicit subgrid method employing the biosphere-atmosphere transfer scheme (BATS), *J. Geophys. Res.* **99D**, 18651-18667.

8. Addresses of the authors

- N. Mölders, A. Raabe, both at: LIM - Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3, 04103 Leipzig, Germany
- Th. Beckmann, at: Leichtweiß-Institut für Wasserbau, Abt. Hydrologie und Wasserwirtschaft, Technische Universität Braunschweig, Beethovenstraße 51a, 38106 Braunschweig, Germany

Die Symmetrisierung des MacCormack-Schemas im Atmosphärenmodell GESIMA

D. Hinneburg

Abstract

The dynamical equations of the non-hydrostatic mesoscale model GESIMA are solved numerically on an Arakawa-C grid. Because of the staggered grid most of the prognostic variables and their derivatives have identical local positions. The functional connection between the fluxes and velocities defined at different places is managed by the MacCormack scheme ignoring the local differences. The systematic errors are diminished by means of alternate down- and upwind shifting of the fluxes after each time step. A cycle of 8 time steps is necessary to achieve approximately symmetrical conditions because of the shift permutations.

Nevertheless, the systematic errors are not completely removed and the iterative calculation of the dynamic pressure is retarded by starting values from eight time steps ago (same permutation of shift directions).

Both shortcomings are avoided by a symmetrized MacCormack scheme without the loss of its advantages of handling strong gradients. The new method is based on the symmetrization of the equations with respect to the passive quantities and on the simultaneous calculation of each equation for opposite shift directions of the active variables followed by averaging both increments. The method is tested for a typical example.

Zusammenfassung

Die dynamischen Modellgleichungen des nicht-hydrostatischen mesoskaligen Atmosphärenmodells GESIMA sind numerisch auf einem Arakawa-C-Gitter gelöst. Durch die versetzte Anordnung der Größen auf dem Gitter besitzen die Differenzenquotienten (auf den rechten Seiten) und die prognostizierten Größen (auf den linken Seiten) von vornherein die gleiche lokale Position, allerdings nicht in jedem Fall. Das bisher in GESIMA praktizierte MacCormack-Schema stellt den Zusammenhang zwischen den an verschiedenen Gitterstellen definierten Flüssen und Geschwindigkeiten her, indem die Ortsdifferenz zwischen Fluß- und zugehöriger Geschwindigkeitskomponente ignoriert wird. Zur Verringerung der systematischen Fehler erfolgt die direkte Zuordnung einer Flußkomponente abwechselnd (sequentiell) in einem Zeitschritt zur flußabwärts benachbarten Geschwindigkeitskomponente und im nächsten Zeitschritt zur flußaufwärts benachbarten. Nach Ablauf von jeweils 8 Zeitschritten sind die notwendigen Zuordnungspermutationen der 3 Vektorkomponenten zwecks einer annähernden Symmetrisierung des Verfahrens erreicht.

Nachteile des bisherigen Verfahrens sind (a) der nicht vollständige Abbau der jedem Zeitschritt immanenten systematischen Zuordnungsfehler und (b) ein stark erhöhter

Rechenaufwand für die iterative Bestimmung des dynamischen Druckes durch einen um 8 Zeitschritte (jeweils gleiche Zuordnungspermutation) zurückliegenden Startwert.

Beide Nachteile werden durch ein neues, symmetrisiertes MacCormack-Schema vermieden, ohne daß auf die Vorteile bei der Handhabung starker Gradienten verzichtet werden muß. Das Verfahren beruht (a) auf der Symmetrisierung der lokalen Zuordnung für die passiven Größen innerhalb einer Gleichung (d.h. der nicht durch sie prognostizierten Größen) und (b) auf der simultanen Durchführung der zwei entgegengesetzten Zuordnungsrichtungen für jede der 3 Geschwindigkeitskomponenten innerhalb eines Zeitschrittes mit anschließender Mittelung der beiden Inkremente. Das neue Verfahren wurde anhand eines Beispiels geprüft.

1. Einleitung

Das nicht-hydrostatische mesoskalige Atmosphärenmodell GESIMA (Kapitza und Eppel, 1992; Eppel, Kapitza u.a., 1995) dient, wie auch andere vergleichbare Modelle (Adrian, 1994; Schlünzen, 1988), der Prognostizierung meteorologischer Größen wie Windgeschwindigkeit, Temperatur usw. in einem begrenzten Gebiet (z.B. Hinneburg und Tetzlaff, 1996). Die grundlegenden Modellgleichungen für diese Größen stellen partielle Differentialgleichungen dar, die aus den dynamischen Bewegungsgleichungen (Pichler, 1986) resultieren und hier nicht wiedergegeben werden sollen (siehe Kapitza und Eppel, 1992). Die numerische Lösung erfolgt in den genannten Modellen auf der Grundlage eines geländeangepaßten Gitternetzes mit Hilfe der Methode endlicher Differenzen.

Eine von den Ausgangsgleichungen abhängende geeignete Lokalisierung der Variablen an den unterschiedlich möglichen Punkten des Gitters (Knotenpunkte, Flächenmittelpunkte, Zellenmittelpunkte usw.) ist Kern eines jeden numerischen Lösungsschemas für Differentialgleichungen nach der Methode endlicher Differenzen auf einem Gitternetz. Durch versetzte Anordnung der Größen auf dem Gitter lassen sich gleiche lokale Positionen für Differenzenquotienten (auf den rechten Seiten der Gleichungen) und prognostizierte Größen (auf den linken Seiten) erreichen und lokale Interpolationen und daraus folgende numerische Diffusion minimieren (Mesinger und Arakawa, 1976).

Die Methode einer geeigneten Variablenbelegung des Gitters ist jedoch für die numerische Aufbereitung nicht aller Modellgleichungen gleichermaßen vorteilhaft. Darüber hinaus kann die Variablenlokalisierung nicht nur nach rechenökonomischen Gesichtspunkten erfolgen, sondern sie hat auch die physikalische Definition der Größen, die Wirkungsweise der modellierten Prozesse und die Lage der Gebietsränder, an denen feste Vorgaben für die Variablen definiert sind, zu berücksichtigen. Im Falle des Abweichens der Lokalisierung einer Größe von der Lokalisierung ihrer durch einen Prozeß bewirkten Veränderung ist eine sorgfältige lokale Rückführung des Änderungsbetrages (Inkrement) zwecks Aktualisierung der betreffenden Größe vorzunehmen.

Die hauptsächlichen Kräfte, die auf eine Luftpartikel wirken und die im mesoskaligen Atmosphärenmodell GESIMA betrachtet werden, sind die folgend aufgeführten:

- a) geostrophischer Druckgradient als großskalige Vorgabe;
- b) Corioliskraft als Folge der Erdrotation;
- c) turbulente Reibung zwischen den Luftschichten bzw. an der unteren Auflage;

- d) Druckstörungen infolge lokaler Temperaturunterschiede (Auftrieb);
- e) dynamischer Druckgradient infolge Staudrucks an Hindernissen (Berge) oder langsameren Luftmassen (Tetzlaff und Theunert, 1984);
- f) Advektion als Folge des ortskonstanten Koordinatensystems.

Aus rechenökonomischen Gründen wird jeder der durch diese Kräfte bewirkten Änderungsprozesse in jeder Gitterzelle nur einmal geführt, und zwar im Mittelpunkt der Zelle. Alle Kräfte, ausgenommen der dynamische Druckgradient, sind so gestaltet, daß sie bei ihrer Anwendung auf mittelpunktsbezogene Variable die Werte der Variablenänderungen ebenfalls an diesem Mittelpunkt erzeugen. Für diese Variablen (z.B. die Temperatur) ergibt sich das zeitliche Voranschreiten als einfache Akkumulierung der Inkremente auf den Ausgangswert.

Ausschließlich der dynamische Druck, der aus der Flußdivergenz infolge aller übrigen Prozesse diagnostiziert wird, erfordert eine dezentralisierte Verteilung der Variablen, damit die von ihm erzeugten Geschwindigkeitsänderungen eindeutig den einzelnen Komponenten zugewiesen werden können. Die eindeutige Zuordnung dieser Inkremente dient zur Wahrung der Massenkontinuität (Flußerhaltung) für die berechnete Luftbewegung.

Aus den genannten Zwängen ergibt sich die in Abb. 1 (hier nur 2-dimensional) gezeigte Gitterstruktur, die einem Arakawa-C-Gitter entspricht (Mesinger und Arakawa, 1976). Hierbei sind die einzelnen Kräfte bzw. Prozesse sowie die skalaren Variablen im Zellenmittelpunkt definiert, die drei Geschwindigkeitskomponenten jedoch sind in Form von Flüssen U , V , und W auf die verschieden gerichteten Zellenseitenflächen verteilt. Die zur Berechnung der Prozesse nötigen mittelpunktsbezogenen Geschwindigkeitskomponenten sind als sekundäre, aus den Flüssen abgeleitete Hilfsgrößen bereitzustellen.

Ausgehend von der eben beschriebenen und begründeten unterschiedlichen Lage der prognostizierten Größen und ihren Inkrementen besteht die weitere Aufgabe einerseits in der Berechnung mittelpunktsbezogener Werte aus den am Rand definierten Variablen (für die Berechnung der prognostischen Prozesse) und andererseits in der Rückführung der am Mittelpunkt berechneten Inkremente zu den randdefinierten Variablen. Die im Modell GESIMA praktizierte Methode des Hin- und Rückführens von Größen zwischen Zellenrand und -mittelpunkt wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

2. Ursprüngliches (sequentielles) Schema

Das im Atmosphärenmodell GESIMA genutzte Verfahren zur Überführung randbezogener Größen zum Mittelpunkt und umgekehrt geht auf Arbeiten von MacCormack (1982) und Bernard (1986) zurück. Unter Umgehung von lokaler Interpolation wird eine systematische Hin- und Rückverschiebung der drei Geschwindigkeitskomponenten (bzw. Flüsse) um je eine halbe Gittereinheit wechselweise windauf- oder -abwärts vorgenommen. Dabei wird jede Komponente nur parallel zur eigenen Richtung verschoben.

Jede der insgesamt acht verschiedenen Kombinationen von Verschiebungen der drei Geschwindigkeitskomponenten erfolgt in einem anderen Zeitschritt (sequentiell) und kollektiv gleichzeitig in allen Zellen. Die einzelnen Zeitschritte weichen voneinander in der Zuordnungsrichtung mindestens einer der drei Größen ab. Das bedeutet, daß sich der

Geschwindigkeitsvektor im Zentrum der Zelle, der zur Berechnung der Modellgleichungen dient, aus Komponenten zusammensetzt, die in jedem von 8 Zeitschritten für verschiedene Seitenflächen gelten. Nach jedem achten Zeitschritt liegt wieder dieselbe Permutation der dreidimensionalen "Schüttelung" der Geschwindigkeitskomponenten vor. Die mittlere zeitliche Entwicklung dieser Größen vollzieht sich daher in Zyklen von jeweils acht Zeitschritten (vgl. Tab. 1 a).

Jeder Zeitschritt zur Integration der Modellgleichungen beginnt mit der Festlegung der Permutation für die Verschiebungsrichtungen der Flußkomponenten zu den Zellenmittelpunkten (vgl. Tab. 1 a). Danach erfolgt an diesen Punkten die formale Umrechnung auf die Geschwindigkeit, die Berechnung der zeitlichen Änderungen infolge der vom Modell erfaßten Kräfte und die Aktualisierung der Geschwindigkeitskomponenten (Addition der Inkremente auf die Variablen). Anschließend werden die aktualisierten Werte in Flüsse umgerechnet und den Ausgangspunkten auf den Gitterflächen zurücküberwiesen (zurückverschoben). Am Ende wird die Korrektur zur Flußerhaltung (über den dynamischen Druckgradienten) hinzugefügt.

Die Flußkorrektur zur Einhaltung der Kontinuitätsgleichung bezieht sich stets auf den im aktuellen Zeitschritt synthetisierten Geschwindigkeitsvektor und ist ähnlich wie dieser nur aller acht Zeitschritte vergleichbar. Da als Startwert für die Iterationen zur Lösung der diagnostischen Gleichung für den dynamischen Druck der Endwert aus dem letzten vergleichbaren Zeitschritt erforderlich ist, muß nach dem beschriebenen Verfahren hierfür auf eine um acht Zeitschritte zurückliegende Situation zurückgegriffen werden (vgl. Tab. 1 a).

Die Notwendigkeit, einen acht Zeitschritte zurückliegenden Wert als Iterationsstartwert verwenden zu müssen, erhöht die Zahl der Iterationen beträchtlich. Gerade dieser Teil des Modells erweist sich als der zeitintensivste. Eine Verbesserung des Schemas (siehe folgenden Abschnitt) ist daher wünschenswert.

3. Symmetrisiertes Schema

Die Modifizierung des MacCormack-Algorithmus zur Zeitintegration der Modellgleichungen betrifft (a) die Genauigkeit der Berechnung der Gleichungen innerhalb eines Zeitschritts und (b) die Verteilungsweise der Variablenverschiebungen auf die einzelnen Zeitschritte (vgl. Tab. 1 b):

a) Die rechten Seiten der Modellgleichungen werden bezüglich der Verschiebungsmöglichkeiten der passiven Variablen (d.h. all der Variablen einer Gleichung, die verschieden sind von der durch diese Gleichung prognostizierten, aktiven, Variablen) symmetrisiert, indem die für die definierte Lokalisierung der Gleichungen (im Zellenmittelpunkt) zutreffenden interpolierten Werte jener Größen verwendet werden (und nicht die jeweils wechselweise dorthin verschobenen). Damit ist jede einzelne Modellgleichung hinsichtlich aller passiven Größen vollständig unabhängig von den Permutationen und existiert nur noch in zwei Varianten entsprechend der Vorwärts- oder Rückwärtsverschiebung der aktiven Größe. Die Gleichungen gewinnen damit mehr Realitätsnähe, da die Zahl der unexakt lokalisierten Variablen pro Gleichung von drei auf eins reduziert wurde. Davon sind insbesondere die Coriolis-Drehung, die Bodenreibung und die Vertikalbeschleunigung bei unebenem Gelände betroffen.

b) Während bisher den Modellgleichungen in jedem von acht Zeitschritten eine andere Verschiebungspermutation zugrunde lag, werden jetzt die Modellgleichungen in jedem Zeitschritt zweifach gerechnet: einmal für die Verschiebung eines Flusses von der Grenzfläche in die folgende Zelle hinein und einmal für die Verschiebung in die zurückliegende Zelle hinein. Die aus beiden Teilrechnungen gewonnenen Inkremente werden arithmetisch gemittelt. Damit unterscheiden sich die Zeitschritte auch nicht mehr hinsichtlich der Verschiebungspermutation der prognostizierten Variablen voneinander.

Obwohl an dem bislang verwendeten Prinzip der Verschiebung und Rückverschiebung der Geschwindigkeitskomponenten im Gitter (MacCormack-Algorithmus) weiterhin festgehalten wurde, ließen sich mit den genannten Änderungen entscheidende Verbesserungen in der Angleichung der Situationen zwischen den einzelnen Zeitschritten erreichen. Für die Iterationen zur Lösung der Druckgleichung ist nunmehr die unmittelbar vorhergehende Druckverteilung als Startwert geeignet, wohingegen vorher um acht Zeitschritte zurückgegriffen werden mußte. Mit dem stark verminderten Zeitabstand zur Startwertsituation sinkt die Zahl der nötigen Iterationen. Trotz des Mehraufwandes aufgrund der Doppelberechnungen innerhalb eines Zeitschrittes reduziert sich die Rechenzeit auf ungefähr die Hälfte.

Dank der vollständigen Symmetrisierung der Situationen in verschiedenen Zeitschritten wird mindestens die gleiche Rechenqualität erreicht wie unter Anwendung des bisher genutzten Heun-Schemas, einer Zeitintegration in zwei Schritten (siehe Mesinger und Arakawa, 1976). Deshalb kann auf dieses Prädiktor-Korrektor-Verfahren, das bisher unzweckmäßigerweise mit entgegengesetzten systematischen Fehlern (Verschiebungen) in beiden Teilschritten arbeitete, verzichtet werden, was einen weiteren Rechenzeitgewinn zur Folge hat.

Anhand eines Beispiels wird gezeigt, daß die Modellergebnisse von der Modifikation des Modells nicht beeinflußt werden. Abbildung 2 enthält den Gebietsausschnitt aus der Ostsee- und Boddenlandschaft zwischen Rostock und Insel Rügen, für den eine NW-Anströmung von 7 m/s mit einer Gitterweite von 1 km simuliert wurde. In Abb. 3 sind die für 10 m Höhe berechneten Windgeschwindigkeiten für beide Modelle gegenübergestellt, in Teil a die Geschwindigkeitsbeträge und in Teil b die Winkel; in der oberen Hälfte befinden sich jeweils die Ergebnisse für das modifizierte Modell, in der unteren die des ursprünglichen Modells. Bis in die kleinsten Strukturen hinein erweisen sich die Ergebnisse als nahezu identisch bei fast halbiertem Rechenzeit.

Literatur

- Adrian, G., 1994: Zur Dynamik des Windfeldes über orographisch gegliedertem Gelände, *Berichte des Deutschen Wetterdienstes*, 188.
- Bernard, R. S., 1986: Discrete Solution of the Anelastic Equations for Mesoscale Modelling, *GKSS*, 86/E/51, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH.
- Eppel, D. P., Kapitza, H., Claussen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., Werrmann, N., 1995: The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GESIMA. Part II: Parameterizations and Applications, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 68, 15-41.

- Hinneburg, D., Tetzlaff, G., 1996: Calculated wind climatology of the South-Saxonian/North-Czech mountain topography including improved resolution of mountains, *Ann. Geophysicae*, 14, 767-772.
- Kapitza, H., Eppel, D. P., 1992: The Non-Hydrostatic Mesoscale Model GESIMA. Part I: Dynamical Equations and Tests, *Beitr. Phys. Atmosph.*, 65, 129-146.
- MacCormack, R. W., 1982: A Numerical Method for Solving the Equations of Compressible Viscous Flow, *AIAA Journal*, 20, 1275-1281.
- Mesinger, F., Arakawa, A., 1976: *Numerical Methods Used in Atmospheric Models, Vol. I*, Global Atmospheric Research Programme (GARP), GARP Publications Series, No. 17.
- Pichler, H., 1986: *Dynamik der Atmosphäre*, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich.
- Schlünzen, H., 1988: Das mesoskalige Transport- und Strömungsmodell 'METRAS' - Grundlagen, Validierung, Anwendung -, *Hamburger Geophys. Einzelschriften*, Reihe A, Heft 88.
- Tetzlaff, G., Theunert, S., 1984: Die Windgeschwindigkeitsabnahme im Bereich der deutschen Nordseeküste bei auflandigem Wind, *Meteorol. Rundsch.*, 37, 43-52.

Adresse: D. Hinneburg
Institut für Meteorologie
Universität Leipzig
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Zeitschritt	Verschiebungsrichtung	Arbeitsschritte
a) Ursprüngliches Modell		
n	U → ↑ V	<ol style="list-style-type: none"> 1. Verschiebung der Variablen 2. Prognost. Prozesse ↷ Inkremente 3. Aktualisierung der Variablen 4. Rückverschiebung der Variablen 5. Dynamischer Druck mit <u>Startwert aus Zeitschritt n-8</u> 6. Korrektur der Variablen zur Flußerhaltung
n+1	← U ↑ V	...
n+2	U → V ↓	...
n+3	← U V ↓	...
...	4 verschiedene Verschiebungen des Dupels [U,V] bzw. 8 verschiedene Verschiebungen des Tripels [U,V,W]	
b) Modifiziertes Modell		
n	U → ↑ V	<ol style="list-style-type: none"> 1. Verschiebung der Variablen 2. Prognost. Prozesse ↷ Inkremente 3. Rückverschiebung der Inkremente
	← U V ↓	<ol style="list-style-type: none"> 4. Verschiebung der Variablen 5. Prognost. Prozesse ↷ Inkremente 6. Rückverschiebung der Inkremente
	- -	<ol style="list-style-type: none"> 7. Mittelung der Inkremente aus beiden Verschiebungsrichtungen 8. Aktualisierung der Variablen 9. Dynamischer Druck mit <u>Startwert aus Zeitschritt n-1</u> 10. Korrektur der Variablen zur Flußerhaltung
n+1
...	Unterschiedliche Verschiebungsrichtungen wirken sich nicht auf den dynamischen Druck aus	

Tab. 1: Schema der Zeitintegration der Modellgleichungen
a) ursprüngliches Modell
b) modifiziertes Modell

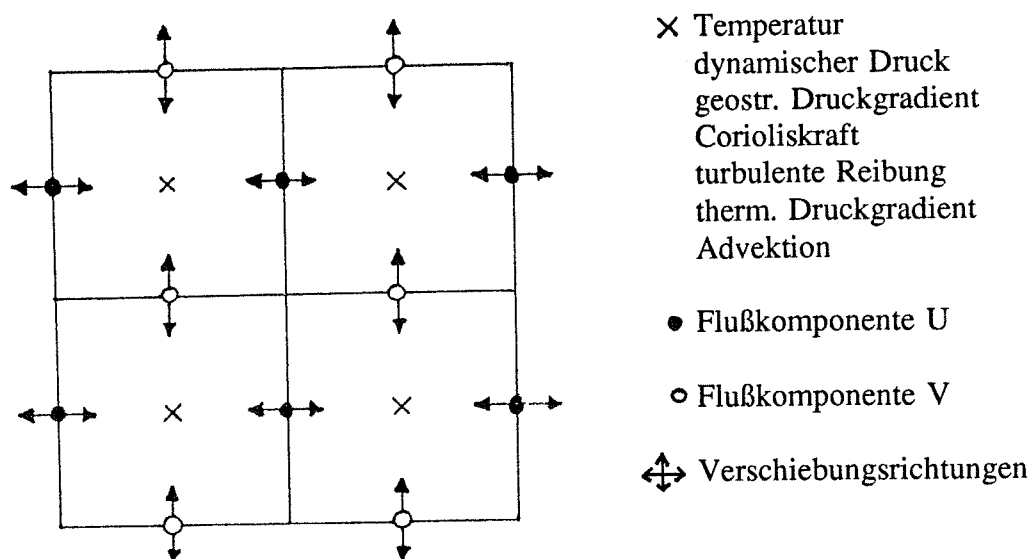


Abb. 1: Räumliches Gitter und Variablenbelegung

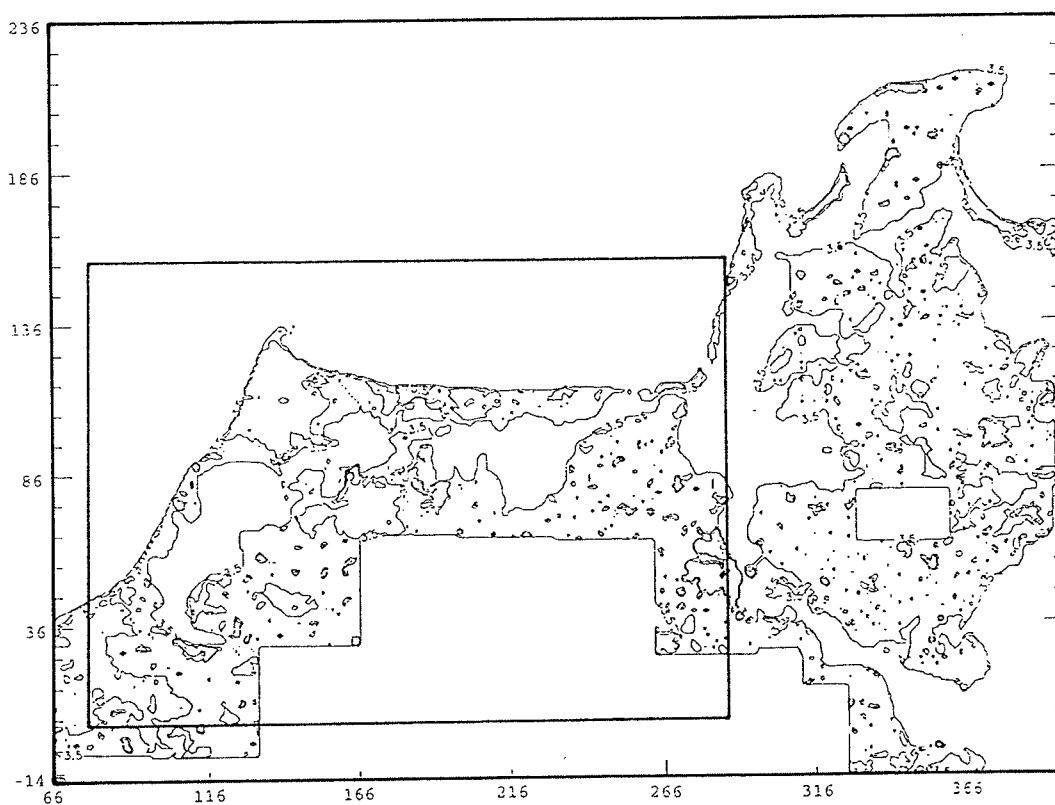


Abb. 2: Lage des Modellgebietes zwischen Rostock und Greifswald mit
 Rauigkeitsstrukturen (Koordinaten zählen in 250m-Schritten)

NW 7 m/s Geschwindigkeit (10 m Höhe)

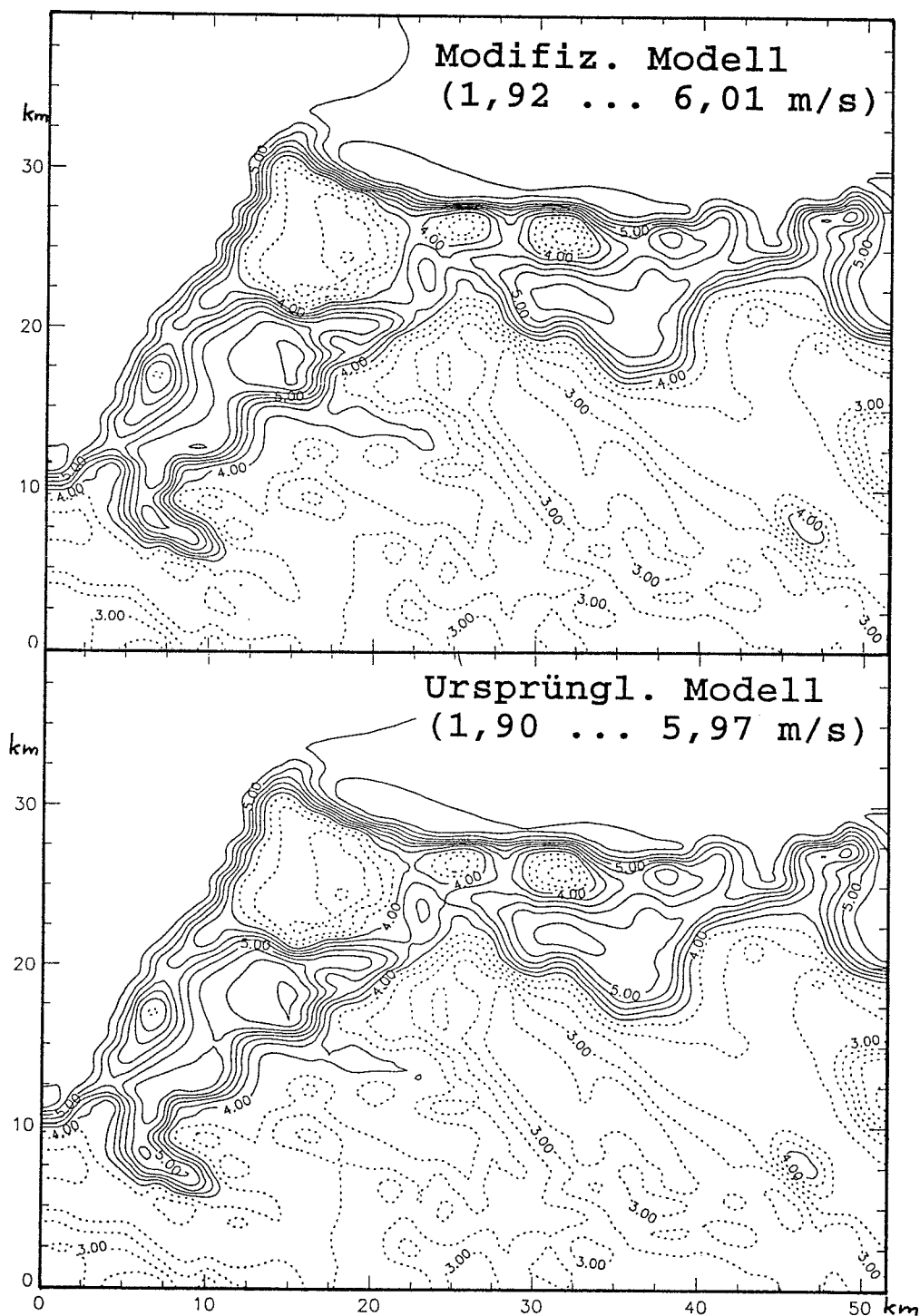


Abb. 3: Vergleich zwischen modifiziertem und ursprünglichem Modell anhand einer NW-Anströmung mit 7 m/s
 a) Geschwindigkeitsbeträge in 10 m Höhe
 b) Windrichtung in 10 m Höhe
 (jeweils mit Angabe von Minimal- und Maximalwert)

NW 7 m/s

Winkel

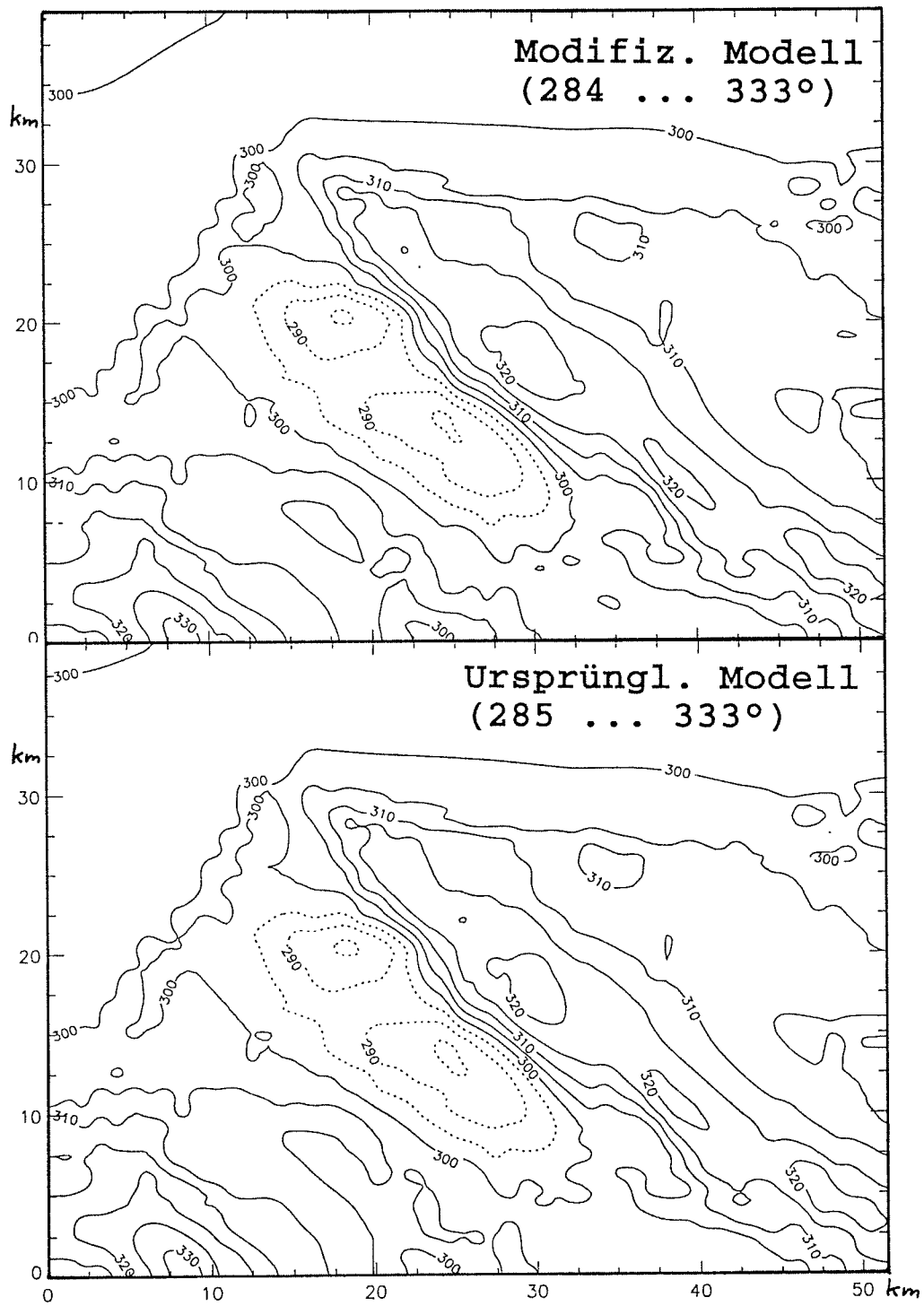


Abb. 3 b

Numerical simulation of meteorological parameters in and above forest canopies

A. Ziemann

Summary:

To study especially the influence of a forest canopy on thermodynamic processes in the Atmospheric Boundary Layer (ABL) an one-dimensional model was developed for an ABL including forest as a vertically high resolved canopy. In contrast to very expensive mesometeorological and LES (Large-Eddy Simulation)-models it is the aim of our study to construct practical simple applicable ABL-model-versions for a rather detailed non steady-state simulation of energy fluxes as well as of windvector, temperature-, humidity- and turbulence-parameter-profiles within and above a forest canopy.

The obtained results show clearly that characteristic features of the meteorological fields as temperature are in a general agreement with observations (BEMA). Numerical experiments also describe the considerable influence of the closure approach used and the values for vegetation parameters on the simulation results.

Zusammenfassung:

Um den Einfluß eines Waldbestandes auf die thermodynamischen Prozesse in der Atmosphärischen Grenzschicht (AGS) zu untersuchen, wurde ein eindimensionales Modell für eine AGS mit einem Waldbestand als vertikal hoch aufgelöster Vegetationsschicht entwickelt. Im Gegensatz zu den sehr aufwendigen mesoskaligen und LES (Large-Eddy Simulation)-Modellen ist es Ziel dieser Untersuchung, praktisch leicht anwendbare Modellversionen der AGS für die detaillierte instationäre Simulation von Energieflüssen sowie des Windvektors, von Temperatur-, Feuchte- und Turbulenzparameterprofilen inner- und oberhalb des Waldbestandes zu konstruieren.

Die erhaltenen Resultate zeigen deutlich, daß die charakteristischen Eigenschaften der meteorologischen Felder, z.B. Temperatur, in genereller Übereinstimmung mit Messungen (BEMA) sind. Die numerischen Experimente geben außerdem den bedeutenden Einfluß der verwendeten Schließungsannahme und der Werte für die Vegetationsparameter auf die Ergebnisse der Simulationen wieder.

1. Introduction

An increased interest on the problem of anthropogenic climatic change leads to the necessity of a precise numerical simulation under the special consideration of the ABL. In this connection the fluxes of radiation, momentum, heat and humidity are influenced by the strong heterogeneity of the earth's surface.

The approximate realistic inclusion of vegetation with its temporal and spatial variability in numerical models of the ABL is consequently an important step to simulate the effects of changed land uses.

As a first step to study especially the influence of an extensive homogeneous forest canopy on thermodynamic processes in the ABL an one-dimensional model was developed for an ABL including forest as a vertically high resolved canopy layer (about 50 computational levels inside the canopy). Papers using comparable approaches are not so widespread in the literature.

In this article a way opened by Russian authors DUBOV, BYKOVA (1973), DUBOV et al. (1978) and BYKOVA (1973, 1979, 1980) was followed.

In contrast to very expensive non-hydrostatic mesometeorological models and LES-models it is the aim of the study to develop practical applicable ABL-model-versions for a rather detailed non steady-state simulation of energy fluxes as well as of windvector, temperature-, humidity- and turbulence-parameter-profiles within and above a forest canopy.

The most important model equations are introduced in chapter 2 of this paper. Additional information to the physics of the model and to possibilities of model applications are given at MIX (1991), GOLDBERG (1993), MIX et al. (1994), MÜLLER (1994), MIX et al. (1995), ZIEMANN (1995).

In chapter 3 a choice of the numerous numerical simulations carried out is presented and explained. The occurred symbols and variables are described in the appendix.

2. Model description

To study the influence of forest canopies on thermodynamic processes in the ABL the equations of motion

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = f(v_y - v_{gy}) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v_x}{\partial z} - \begin{cases} n_w c_d s \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} v_x, & z \leq h_p \\ 0, & z > h_p \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -f(v_x - v_{gx}) + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v_y}{\partial z} - \begin{cases} n_w c_d s \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} v_y, & z \leq h_p \\ 0, & z > h_p \end{cases}, \quad (2)$$

the thermodynamic and moisture equation

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_T \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial T}{\partial z} + (1 - n_w) \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial B_{lw}}{\partial z} + \begin{cases} s D_T (T_w - T), & z \leq h_p \\ 0, & z > h_p \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \alpha_q \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial q}{\partial z} + \begin{cases} s D_q (q_w - q), & z \leq h_p \\ 0, & z > h_p \end{cases} \quad (4)$$

and the equation for turbulent kinetic energy (1: shear term, 2: diffusion term, 3: buoyancy term, 4: dissipation term)

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \underbrace{K \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} \right)^2 \right]}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} K_b \frac{\partial b}{\partial z}}_2 - \underbrace{\frac{g}{\Theta} K_T \frac{\partial \Theta}{\partial z}}_3 - \underbrace{-0.608 g K_q \frac{\partial q}{\partial z} - \alpha_{\epsilon 1} \frac{b^2}{K}}_4 + \begin{cases} n_w c_d s (v_x^2 + v_y^2)^{\frac{3}{2}}, & z \leq h_p \\ 0, & z > h_p \end{cases} \quad (5)$$

are to modify introducing additional terms (in braces) to express mechanical as well as thermodynamic effects of the vegetation elements on the turbulent flow.

The mechanical actions are described by additional terms with the meaning of a drag force due to the elements of trees. A survey to values for the aerodynamic drag coefficient, which show a great variability between different species and within these, is presented in the study from ZIEMANN (1995). The other main vegetation effects, as the sensible and latent heat fluxes between the foliage elements and the surrounding air, were parameterized to simplify matters in this way, using transfer coefficients or reciprocal boundary layer and stomata resistances, re-

spectively. Phase transitions of water vapour above the canopy layer were not taken into account.

The turbulence closure was carried out by using the turbulent kinetic energy equation (5), the mixing length formulation by LAJCHTMAN (1970), ZILITINKEVIČ (1970) and DUBOV et al. (1978)

$$l = \sqrt{b} \left(\kappa \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{b}} + \frac{l(z_0)}{\sqrt{b(z_0)}} \right) \quad (6)$$

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \Lambda z} \quad \text{with } \Lambda = \beta_1 \sqrt{\frac{c_d s}{h_p}} \quad (\beta_1 = 2.5) \quad \text{inside the canopy} \quad (7)$$

and KOLMOGOROV's (1941) expression

$$K = c_0 l \sqrt{b} \quad (8)$$

for the relationship between the turbulent kinetic energy, the mixing length and the eddy diffusivity.

Additional to the mixing length formulation (6) a modified mixing length equation

$$l = \frac{\sqrt{b}}{1 + \frac{\kappa z}{l_\infty}} \left(\kappa \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{b}} + \frac{l(z_0)}{\sqrt{b(z_0)}} \right) \quad \text{with } l_\infty = \frac{0.00027 v_g}{|f|} \quad (9)$$

after BYKOVA (1973) was used.

The ground surface heat balance equation

$$R_G = P_G + LE_G + B_G = (1 - n_w) \left[(1 - \alpha_G) S_G + \delta_G G_G - \delta_G \sigma T_G^4 \right] + n_w R_{w_g} \quad (10)$$

together with equation for heat conduction in the soil (solution at 10 levels down to a soil depth of 0.5 m)

$$B_G = \lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (11)$$

$$\frac{\partial T_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_B \frac{\partial T_B}{\partial z} \quad (12)$$

is solved as lower boundary condition to obtain the ground surface temperature.

Specific humidity at the ground was determined by solving a balance equation for the soil water content in a soil layer with a thickness of an half meter taken in a similar manner from mesometeorological model FITNAH (GROSS (1993)).

$$q_G = (1 - M_w) q_1 + M_w q_s(T_G) \quad (13)$$

$$M_w = \frac{W_B}{W_{B_{\max}}} \quad (14)$$

$$\frac{\partial W_B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_w} \left[-f_{\text{kap}} (W_B - W_{B_{\max}}) - (1 - n_w) E_G - n_w E_{h_p} \right] \quad (15)$$

Because of the usual absence of information about the vertical root distribution the influence of the soil water input by the roots of plants is not taken into account.

As upper boundary conditions for temperature and humidity boundary conditions of the second kind were applied.

In the thermodynamic model equation (3) the longwave radiative cooling or heating is considered by integration the SCHWARZSCHILD-EMDEN differential equations to calculate the upward and downward directed longwave radiation fluxes

$$F^\uparrow(z) = \delta_G S(T_G) P(z) + \int_0^z S(T(z')) \frac{dP(z, z')}{dz'} dz' \quad (16)$$

$$F^\downarrow(z) = - \int_z^\infty S(T(z')) \frac{dP(z', z)}{dz'} dz' \quad (17)$$

$$\text{with } P(z, z') = \int_0^\infty \frac{S_\lambda}{S} P_\lambda(z, z') d\lambda \quad (18)$$

using an integral transmission function after ŠECHTER (1968).

$$P(\mu_D) = 0.539e^{-7.75\sqrt{\mu_D}} + 0.461e^{-0.674\sqrt{\mu_D}} \quad (19)$$

$$\mu_D = m_D(z) - m_D(z')$$

$$\text{with } m_D(z) = \int_0^z q(z') \rho \left(\frac{p(z')}{p_0} \right) dz' \quad (20)$$

This function expresses the absorption of longwave radiation by water vapour. It considers the absorption by carbon dioxide approximately by a modified absorption coefficient of water vapour.

The vertical changes of the net radiation within the canopy from the crown down to the ground were approximated by an exponential decrease after IMPENS and LEMEURE (1969).

$$R_w(z) = R_w(h_p) e^{-0.622\text{CLAI}(z) + 0.0553\text{CLAI}^2(z)} \quad (21)$$

To obtain the height dependent temperature of the vegetation surface an equation for the energy balance of the biomass in every computational level

$$n_w \frac{\partial R_w}{\partial z} = s\rho [c_p(T_w - T) + LD_q(q_w - q)] \quad (22)$$

introduced by BYKOVA (1979) was used. With the temperature of the surface of the vegetation elements the saturation humidity at the surface of the vegetation elements can be determined by using the assumption that air in the stomata is saturated.

3. Results of numerical simulations

The obtained results show clearly that characteristic features of the meteorological fields as temperature, wind and humidity are in a general agreement with observations and our individual experience. But the simulation experiments also describe the considerable influence of the closure approach used on the results. These facts will be demonstrated for a summer situation with following values for the different parameters:

parameter	value (day: 15 july)	parameter	value (day: 15 july)
s-profile and LAI	Shaw and Schumann (1992)	$T_{B_{50}}$	291 K
n_w	1 and 0.5	λ_B	$1.7 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
c_d	0.1	K_B	$6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
α_w	0.2	$W_{B_{\max}}$	$2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
δ_w	0.95	f_{kap}	$6 \cdot 10^{-3} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
α_G	0.15		
δ_G	0.93		

Table 1. Values for the vegetation, meteorological and soil parameters used

On the occasion schematic profiles for the leaf area density were used with corresponding values for leaf area index after SHAW, SCHUMANN (1992) which are characteristic for an deciduous forest with high concentration of biomass in the upper crown space.

Fig. 1. displays, that the simulated air temperature in a dense and compact forest shows a clear midday maximum in the crown space, whereas the diurnal variation in a forest with a low density and compactness is more similar to a situation without forest.

The original expression for the mixing length (after equation (6)) implies a rather intensive turbulent exchange in the whole ABL including the canopy layer. Therefore in the forest layer lower values for the midday air temperature and the diurnal variation of the air temperature are calculated.

On the other hand, the results of Fig. 1. (left) represent conditions with a reduced turbulent exchange (mixing length after equation (9)). Thus, one produce higher values for the midday temperature as well as the diurnal change of the temperature in the forest layer.

The temperatures of the vegetation surface for different closure assumptions (here not displayed) show a similar behaviour. Maximum value for T_w is in both cases located in the crown space where great amounts of the net radiation divergence occur.

Simulation results presented qualitatively agree with observations like those published by BAUMGARTNER (1956). Furthermore, Fig. 2. shows a good conformity of numerical and experimental data from BEMA (FOKEN et al. (1993)). During fair weather conditions in and above a 12 m high mixed forest in the near of Rom (Castelporziano) for instance temperature profiles were measured giving the possibility for a model validation.

Lower values for the midday air temperature as well as the diurnal temperature variation on condition of an intensive turbulent exchange are to understand in connection with the results for the latent heat flux obtained at the upper boundary of the crown space . These values are higher (Fig. 3. right) than those on condition of a less intensive turbulent exchange (Fig. 3. left).

The simulated diurnal variations of the ground temperature fully correspond to the remarks on the temperature field (see also Fig. 3.). Thus, by using the modified mixing length the ground temperature is higher as effect of the higher general air temperature in this case. But due to the significant reduction of global radiation the diurnal variation of T_G is very small in a dense and compact forest.

Distribution of the relative humidity is mainly determined by the one of the air. In midday hours a minimum for the relative humidity occurs in the crown space (here not presented).

The influence of the forest density and compactness on the wind field is in Fig. 4. demonstrated. Isopleths of wind speed show the known slight diurnal variation as well as low values in the model cases of a dense and compact forest. But we also can see that the diurnal wind-speed variation is clearly pronounced on condition of an intensive turbulent exchange.

Further, the known secondary wind speed maximum in the lower half of the trunk space may appears in dependence on the effective drag coefficient for the tree's elements (see Fig. 5.). Also the air temperature in the forest layer and other quantities are influenced by this coefficient.

Additional to the showed simulation results for a summer day we have carried out numerical experiments for other seasons such as winter time to consider for instance different radiation conditions (here not displayed).

4. Conclusions

Obtained results demonstrate that the presented one-dimensional ABL model is usable for different problems of applied meteorology. The relative uncomplicated applicability of the model

opens flexible possibilities for using during measure campaigns, for assessments of effects of changed land uses and also by coupling of the ABL-model with vegetation-growth and pollutants-spreading-models.

In further time it will be necessary to improve the calculation of the soil water content in a manner analogous to the determination of soil temperature. So the relative fast changes of soil water content in the layer near the ground surface could be better taken into consideration.

Acknowledgement:

The author thanks Dr. Mix, Prof. Bernhardt and Dipl.-Met. Goldberg for motivation, continuing advice and helpful comments. Thanks goes also for Dr. sc. Foken, Dipl.-Met. Zelger and Dipl.-Met. Schween for data preparation of the BEMA-experiment.

5. References

- Baumgartner, A., 1956: Untersuchungen über den Wärme- und Wasserhaushalt eines jungen Waldes. — *Ber. Dt. Wetterd.* **28**, 53 pp.
- Bykova, L.P., 1973: Opyt rasčeta karakteristik pograničnogo sloâ atmosfery po zadannym parametram podsoâ šerohovatosti. — *Trudy GGO* **297**, 12-19.
- 1979: Modelirovanie sutočnyh izmenenii meteorologičeskogo režima v pograničnom sloe atmosfery nad rastitel'nym pokrovom. — *Trudy GGO* **423**, 96-107.
- 1980: Zakonomernosti izmeneniâ karakteristik teplo- i vlagoobmena nad orožaemym oazisom. — *Trudy GGO* **444**, 46-56.
- Dubov, A.S., L.P. Bykova, 1973: Charakteristika turbulentnogo tečeniâ v pograničnom sloe i vnutri ego. — *Trudy GGO* **297**, 3-11.
- Dubov, A.S., L.P. Bykova, S.V. Marunič, 1978: Turbulentnost' v rastitel'nom pokrove. — *Gidrometeoizdat, Leningrad*, 180 pp.
- Foken, Th., B. Wichura, M. Zelger, 1993: BEMA-93. Technische Dokumentation. — *Dt. Wetterd., München*, 19 pp.
- Goldberg, V., 1993: Einfluß großflächiger Baumbestände auf die Struktur der atmosphärischen Grenzschicht nach numerischen Experimenten. — *Diplomarbeit, Meteorol. Inst. Humboldt-Univ. Berlin*, 64 pp., unpubl.
- Groß, G., 1993: Numerical simulations of canopy flows. — *Springer-Verlag, Berlin*, 167 pp.
- Impens, I., R. Lemeur, 1969: Extinction of net radiation in different crop canopies. — *Arch. Meteorol. Geoph. Biokl., Ser.B* **17**, 403-412.
- Kolmogorov, A.N., 1941: Lokal'naâ struktura turbulentnosti v nesžimaemoj židkosti pri očen bol'ših čislah Rejnol'dsa. — *DAN SSSR* **30**, 299-303.
- Lajhtman, D.L., 1970: Fizika pograničnogo sloâ atmosfery. — *Gidrometeoizdat, Leningrad*, 340 p
- Mix, W., 1991: Grenzschichtmodelle für die Umweltüberwachung. *Meteorol. Rdsch.* **44**, 43-55.
- Mix, W., V. Goldberg, K.-H. Bernhardt, 1994: Numerical experiments with different approaches for boundary layer modeling under large-area forest canopy conditions. — *Meteorol. Z., N.F.* **3**, 187-192.
- Mix, W., K.-H. Bernhardt, E. Müller, A. Ziemann, V. Goldberg, 1995: Simulation des meteorologischen Regimes in Vegetationsdecken mit Hilfe von Grenzschichtmodellen. — *Ann. Meteorol., N.F.* **31**, 402-403.

- Müller, E., 1994: Einflüsse horizontaler Inhomogenität in der atmosphärischen Grenzschicht nach Modellrechnungen. — Diplomarbeit, Inst. für Physik-Meteorologie Humboldt- Univ.Berlin, 135 pp., unpubl.
- Šehter, F.N., 1968: O rasčete lučistogo pritoka tepla. — Trudy VI Vsesoûznogo soveščaniâ po aktinometrii i atmosfernoj optike Ijun' 1966 g. Tartu, Izd-vo "Valgus", Tallin, 89-96
- Shaw, R.H., U. Schumann, 1992: Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest. — Bound.Lay.Meteorol. **61**, 47-64
- Ziemann, A., 1995: Simulation des meteorologischen Regimes in Vegetationsdecken mit Hilfe numerischer Grenzschichtmodelle. — Diplomarbeit, Inst. für Physik-Meteorologie Humboldt-Univ.Berlin, 137 pp., unpubl.
- Zilitinkevič, S.S., 1970: Dinamika pograničnogo sloja atmosfery. — Gidrometeoizdat, Lenin- grad, 290 pp.

Appendix

Symbol	Unit	Explanation
b	$m^2 s^{-2}$	turbulent kinetic energy
B_G	Wm^{-2}	heat flux into the soil at the ground surface
B_{lw}	Wm^{-2}	longwave radiation balance
$c_0 = 0.463$	-	empirical constant
c_d	-	aerodynamic drag coefficient of vegetation elements
$c_p = 1005$	$J kg^{-1} K^{-1}$	specific heat capacity of air at constant air pressure
CLAI	-	cumulative leaf area index
$D_T = \frac{1}{r_a}$ $D_q = \frac{1}{r_a + r_s}$	$m s^{-1}$	transport coefficients for the heat and water vapour diffusion between the surface of vegetation elements and the surrounding air, respectively
E_G	$kg m^{-2}$	evaporation at the surface
E_{h_p}	$kg m^{-2}$	transpiration of the biomass at height h_p
F^\downarrow and F^\uparrow	Wm^{-2}	longwave downward and upward radiation flux density
$g = 9.81$	$m s^{-2}$	gravity acceleration
G_G	Wm^{-2}	longwave downward radiation flux density at the ground surface
$h_p = 21$	m	height of the vegetation
K, K_T, K_q, K_b	$m^2 s^{-1}$	turbulent diffusion coefficients for momentum, heat, humidity, turbulent kinetic energy, respectively
l and l_∞	m	mixing length and mixing length for the upper ABL
L	$J kg^{-1}$	specific heat of vaporization
LAI	-	leaf area index
LE_G and LE_{h_p}	Wm^{-2}	latent heat flux at the ground surface and at the upper boundary of vegetation layer
m_D	$kg m^{-2}$	effective absorption mass of water vapour
M_w	-	parameter to description of the soil humidity in a soil layer of about 0.5 m thickness

Symbol	Unit	Explanation
n_w	-	degree of ground cover with vegetation
p and p_0	hPa	air pressure and air pressure at the ground surface
P	-	integral transmission function
P_G	Wm^{-2}	sensible heat flux at the ground surface
P_λ	m^{-1}	spectral transmission function
q, q_1 and q_G	$kg\ kg^{-1}$	specific air humidity, specific air humidity at the first computational level and at the ground surface
q_s	$kg\ kg^{-1}$	specific saturation humidity
q_w	$kg\ kg^{-1}$	specific humidity at the surface of vegetation elements
r_a	sm^{-1}	boundary layer resistance between the surface of vegetation elements and the surrounding air
R_G, R_w and R_{w_g}	Wm^{-2}	radiation balance at ground surface without a vegetation cover, inside the vegetation and at the ground surface inside the vegetation
r_s	sm^{-1}	stomata resistance
s	m^{-1}	leaf area density
S	Wm^{-2}	integral radiation flux density of a black body
S_λ	Wm^{-2}	spectral radiation flux density of a black body
T_B and $T_{B_{50}}$	K	soil temperature and soil temperature in a depth of 0.5 m
T_G	K	ground surface temperature
T_w	K	temperature of the surface of vegetation elements
v_{gx}, v_{gy}	$m\ s^{-1}$	components of the geostrophic wind vector
v_h and \vec{v}_h	$m\ s^{-1}$	horizontal wind velocity and horizontal wind vector
W_B and $W_{B_{max}}$	m	water content of a soil layer of 0.5 m thickness and maximum value for W_B (field capacity)
α_G and α_w	-	shortwave albedo of the ground surface and shortwave albedo of vegetation
α_q	-	$= \frac{K_q}{K} = 1$
α_T	-	$= \frac{K_T}{K} = 1$
$\alpha_{\epsilon 1} = 0.046$	-	empirical constant
δ_G and δ_w	-	longwave emission coefficient of the ground surface and longwave emission coefficient of the vegetation
$\kappa = 0.4$	-	von-Kármán's constant
λ	m	wave length
Λ	m^{-1}	(maximum mixing length inside the vegetation) ⁻¹
λ_B	$Wm^{-1}K^{-1}$	heat conductivity of the soil
μ_D		$= m_D(z) - m_D(z')$
Θ	K	potential temperature
ρ	$kg\ m^{-3}$	air density
ρ_w	$kg\ m^{-3}$	water density
$\sigma = 5.6696 \cdot 10^{-8}$	$Wm^{-2}K^{-4}$	Boltzman's constant

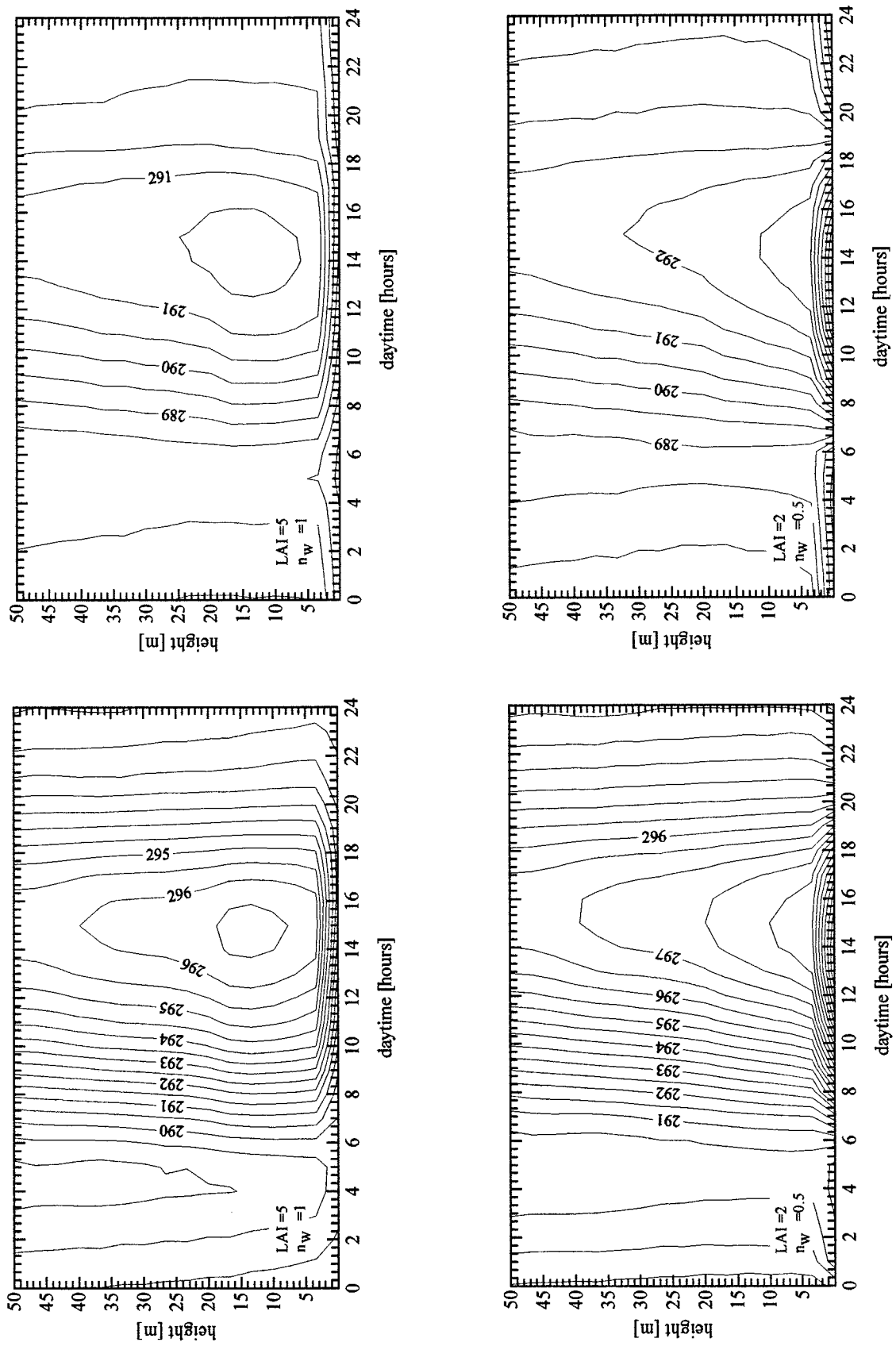


Fig. 1. Diurnal air temperature variations [K] using original (right) and modified (left) mixing

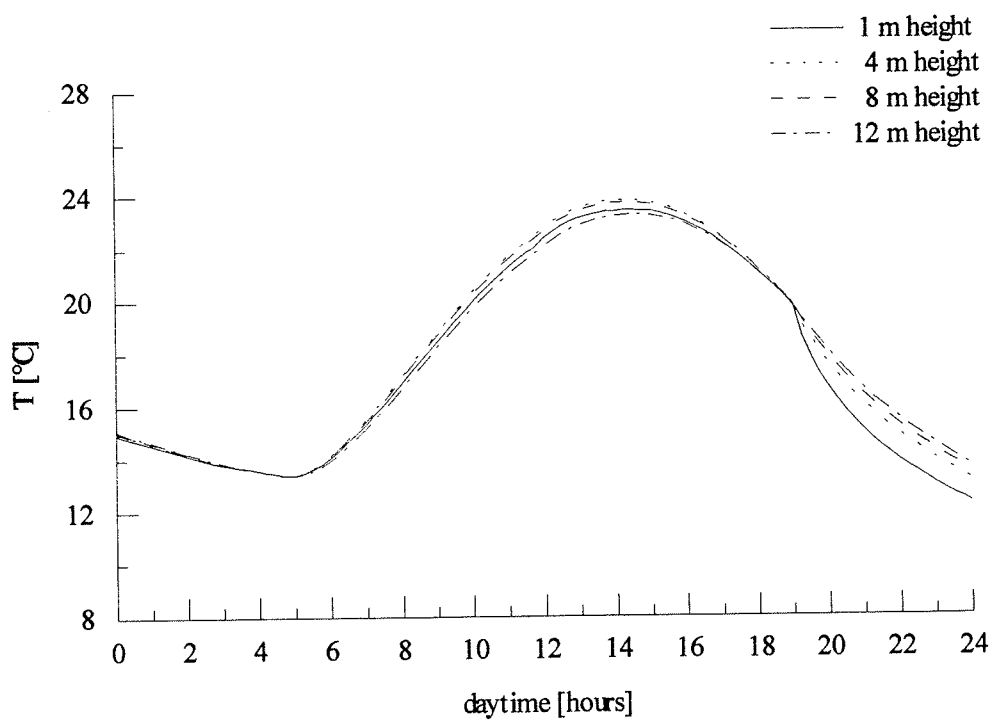
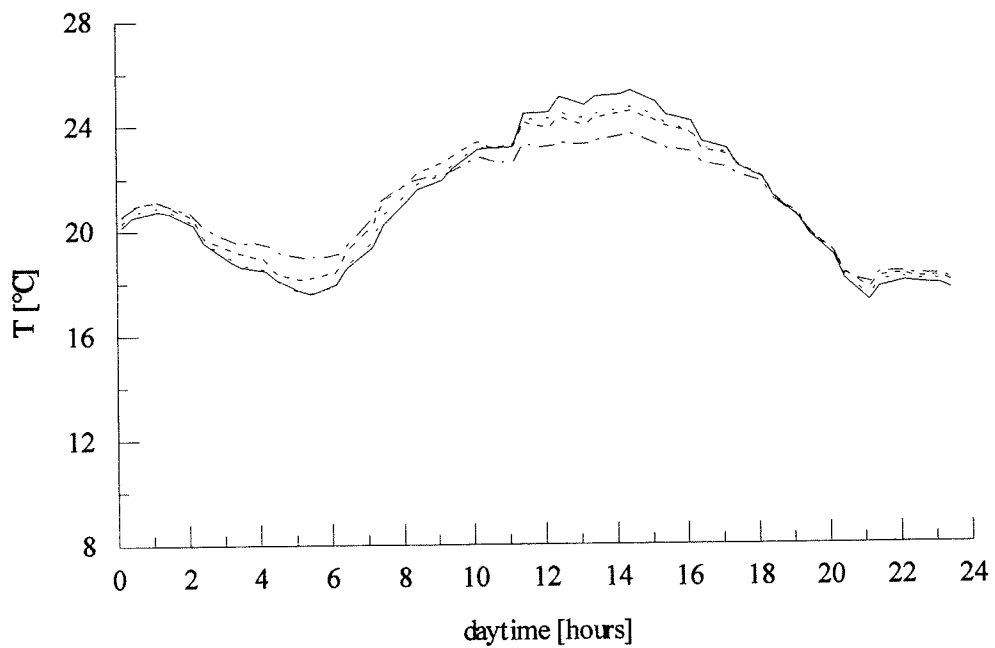


Fig. 2. Diurnal air temperature variations [K] in different heights from experiment BEMA (12 June 1993) (above) and from numerical simulation (12 June) (below)

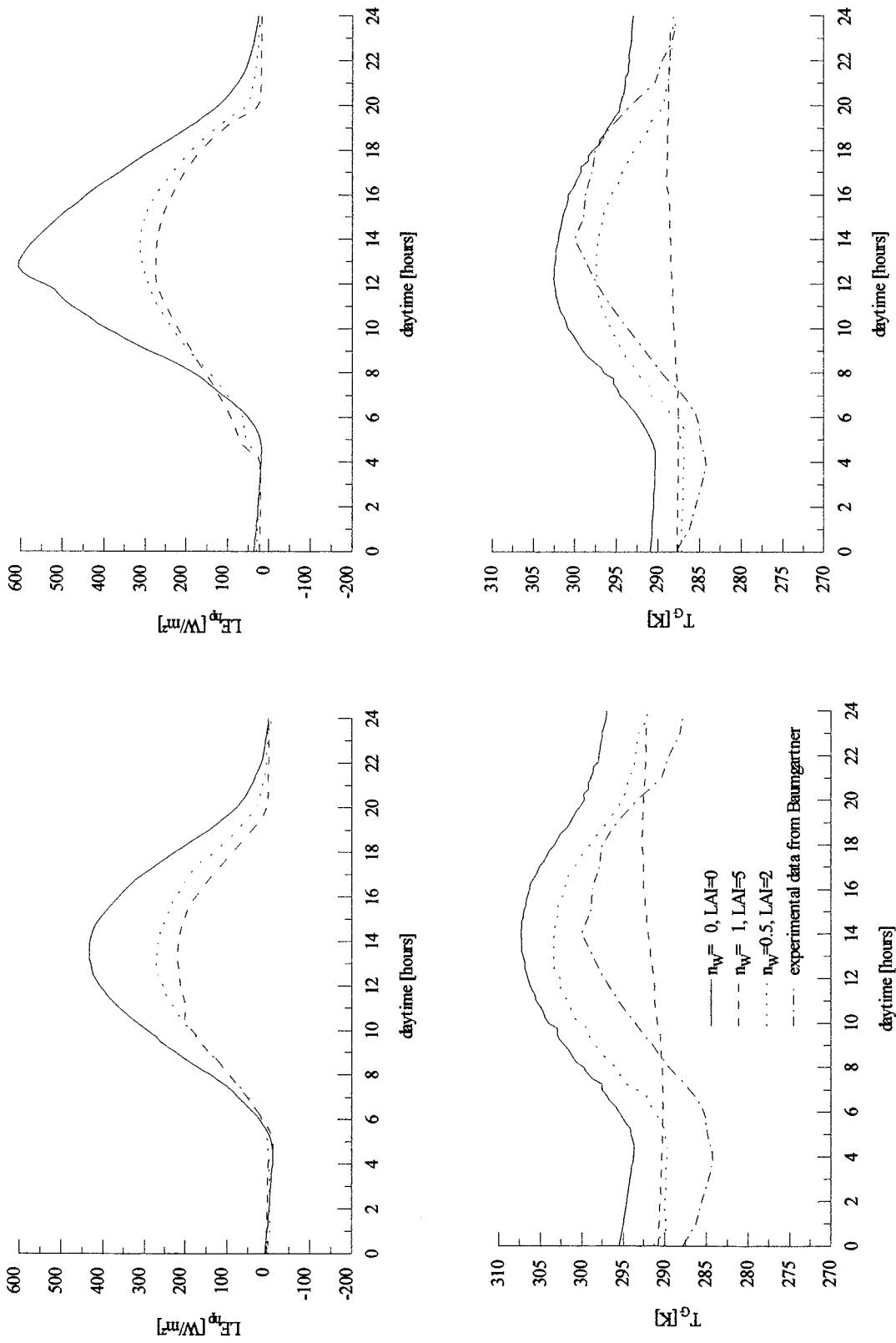


Fig. 3. Diurnal variations of latent heat flux [W/m^2] at the upper boundary of the vegetation layer (above) and air temperature at ground surface [K] (below) using original (right) and modified (left) mixing length

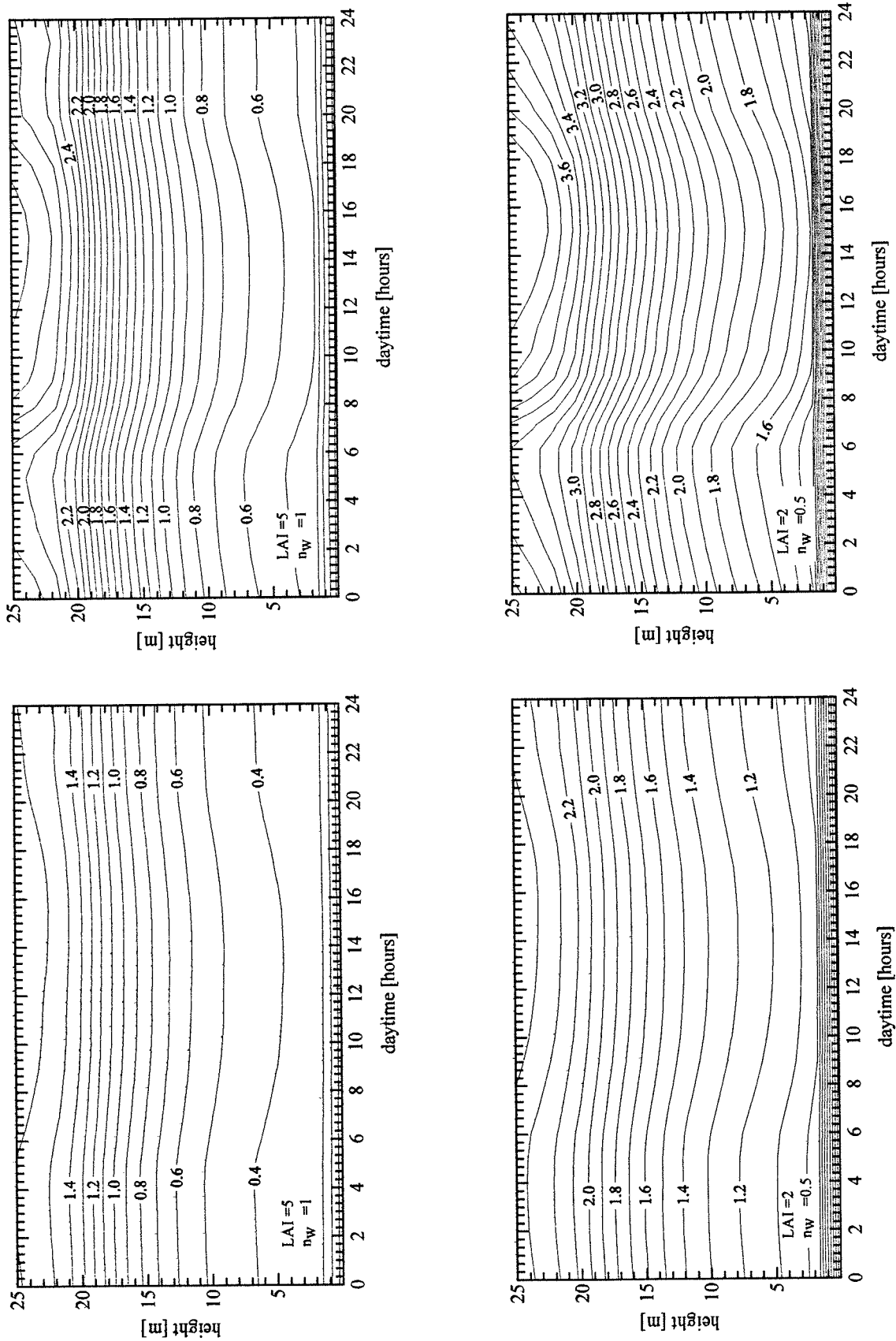


Fig. 4. Diurnal wind speed variations [m/s] using original (right) and modified (left) mixing length

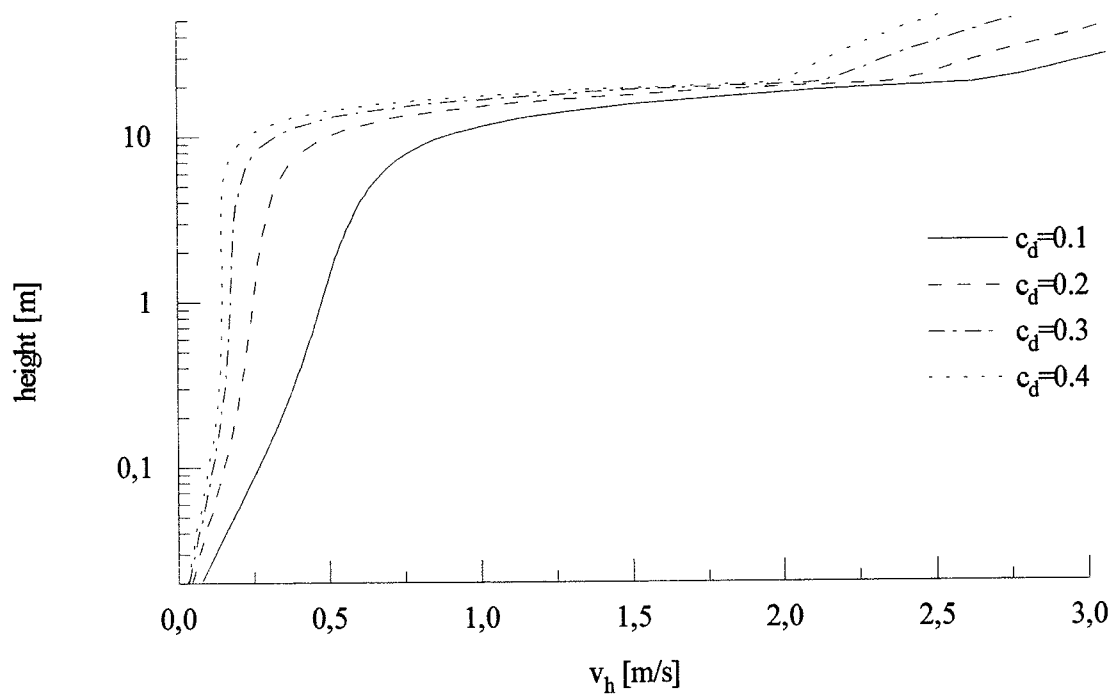


Fig. 5. Wind speed [m/s] in the afternoon in dependence on different values for the aerodynamic drag coefficient

Address:
Dipl.-Met. Astrid Ziemann
University of Leipzig
Institute for Meteorology
Stephanstr. 3
Germany - 04103 Leipzig

Akustische Tomographie im Bereich der Atmosphärischen Grenzschicht

A. Raabe, K. Arnold, A. Ziemann

Zusammenfassung:

Atmosphärenmodelle, die mit Hilfe numerischer Methoden nach einer Lösung der thermohydrodynamischen Gleichungen unter bestimmten Randbedingungen über einer vorgegebenen Unterlage (Landschaft) suchen, prognostizieren Volumenmittel entsprechender Größen. Zur Validierung der Modelle benötigte experimentell erfaßte meteorologische Größen repräsentieren meist Punktwerte.

Im folgenden werden theoretische Ansätze und eine experimentelle Meßmethode vorgestellt, die es ermöglichen, volumengemittelte Werte meteorologischer Größen bereitzustellen und somit zu numerischen Atmosphärenmodellen weitgehend konsistente Daten zu liefern.

Die Verfahren verwenden die horizontale Ausbreitung von Schallwellen in der Atmosphärischen Grenzschicht. Die Ableitung volumenzogener Größen erfolgt über die Invertierung von Schallparameterwerten (akustische Tomographie).

Summary:

Atmospheric models, which searching by means of numerical methods after a solution of the thermodynamic equations under determined border conditions over a given underground (landscape), forecast volume averaged values of corresponding parameters. The experimental registered values for meteorological parameters used for the validation of models represent usually point values.

In following chapters theoretical estimations and an experimental measuring method are presented which volume averaged values of meteorological parameters provide and so rather firm data for numerical atmospheric models deliver.

The proceedings use horizontal spreading of acoustic waves in the Atmospheric Boundary Layer. Derivation of volume averaged parameters results from the invertation of acoustic parameter values (acoustic tomography).

1. Motivation zum Thema

Die Einführung mesoskaliger Atmosphärenmodelle in die tägliche Praxis der Wetterprognose (z.B. Deutschlandmodell des DWD) erzwingt deren Validierung durch experimentell bestimmte Daten hoher Genauigkeit und damit die Ableitung volumengemittelter meteorologischer Feldgrößen bei vorgegebener inhomogener Unterlage der Atmosphäre.

Schallwellen durchdringen die Luftschichten relativ ungehindert. Über die Aufzeichnung von Schallausbreitungsparametern kann auf meteorologische Größen geschlossen werden (bekannt: SODAR - Beyrich, Weill (1993); Klug (1991)).

Verfahren der akustischen Tomographie, übertragen auf das Gebiet der Atmosphärischen Grenzschicht, könnten volumengemittelte Größen bereitstellen und somit die Beweisnot der numerischen Modelle vermindern helfen.

Unter dem Begriff Tomographie wird die Erstellung eines Querschnitts eines Untersuchungsobjektes verstanden, wobei die Reaktion des betrachteten Objektes auf die Sondierungsenergie einer externen Quelle genutzt wird (Lo, Inderwiesen (1994)). Beim Verfahren der akustischen Tomographie wird dabei aus Laufzeitmessungen oder anderen Eigenschaften der akustischen

Wellenausbreitung auf den Zustand des durchquerten Mediums geschlossen. Damit eine räumliche Verteilung der Größen berechnet werden kann, sind z.B. Ausbreitungsgeschwindigkeiten in einem Meßgebiet auf verschiedenen Meßstrecken zu bestimmen, so daß jede Messung für sich genommen das Untersuchungsgebiet aus einem anderen Blickwinkel betrachtet. Erst die Invertierung der Einzelmessungen ergibt dann eine Aussage über eine räumliche Verteilung bestimmter Größen. Je größer die Zahl der Meßpunkte (Schallquellen und Empfänger), desto dichter durchziehen die einzelnen Meßstrecken das Meßgebiet und desto höher aufgelöst kann auch eine dreidimensionale Verteilung der die Messung beeinflussenden Größen berechnet werden. Vom physikalischen Grundansatz her bieten die tomographischen Verfahren somit die Möglichkeit der Erfassung von Raummittelwerten. Es bleibt jedoch die Frage der erreichbaren Genauigkeit zu klären.

Tomographie gehört als ein Invertierungsverfahren seit den 80er Jahren in Medizin, Biologie, Geologie und Geophysik zum Standard. Auch auf das Gebiet der Ozeanographie wurden akustische tomographische Verfahren erfolgreich übertragen (OTG(1982), DeFerrari et al. (1986)), obwohl man es hier mit einem fluiden Medium zu tun hat und eine Randbedingung, ein während der Meßzeit unveränderlicher Zustand des durchschallten Meßgebietes, nicht ohne weiteres angenommen werden darf.

Demgegenüber sind Versuche, akustische Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht zu betreiben, bisher kaum unternommen worden. Einmal ist die Einhaltung der o.e. Randbedingung noch schwieriger zu realisieren, zum anderen führt die komplizierte mittlere Struktur der Atmosphäre (s. Tatarskij (1967)) dazu, daß sich Schallwellen nur unter günstigen Bedingungen über eine größere Strecke horizontal ausbreiten. Zudem müssen mehrere Schallsender und Empfänger bei relativ geringem Abstand zueinander in einem Gelände mit hoher Genauigkeit positioniert werden. Theoretische aber auch experimentelle Ansätze zur Lösung dieser Probleme gibt es allerdings (Nijs, Wapenaar (1987); Schmidetzki, English, Radek (1992); Wilson, Thomson (1994)).

2. Grundlagen der Schallausbreitung in der Atmosphäre

Laufzeiten von Schallsignalen auf definierten Strecken zwischen Sendern und Empfängern können u.a. als Ausgangswerte für akustische tomographische Verfahren dienen.

Die tomographischen Verfahren verteilen dann Schallgeschwindigkeiten auf verschiedene Bereiche der Strecken zwischen Sendern und Empfängern. Die in der Summe über die einzelnen Abschnitte berechneten Laufzeiten müssen gerade mit den beobachteten übereinstimmen. Eine Lösung dieses Problems läßt sich auf iterativem Wege erzeugen.

Dieses allgemeine Vorgehen läßt sich auf das Gebiet der Atmosphäre übertragen, da verschiedene meteorologische Größen die Ausbreitung von Schallwellen in der Atmosphäre beeinflussen. Einerseits geht den Schallwellen durch Reibungsprozesse zwischen den Luftmolekülen Energie verloren (hierbei spielt die Lufttemperatur und die Luftfeuchtigkeit eine Rolle), andererseits kann deren Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit durch Wind- und Temperaturfeld verändert werden (s. TBA (1984), Kneser (1961), VDI 2714).

Bei Betrachtung der Schallausbreitung als adiabatische Kompression erhält man folgenden Ausdruck für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit im unbewegten Medium (Laplacsche Schallgeschwindigkeit):

$$c = \sqrt{\kappa R_a T} \quad \kappa = \frac{c_p}{c_a} = 1,4; \quad R_a = 287,05 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}; \quad T \text{ in K}; \quad c \text{ in } \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (1)$$

Dieser Wert für die Schallgeschwindigkeit verändert sich nur geringfügig, wenn es sich um feuchte Luft handelt:

$$c = \sqrt{\kappa R_a T(1 + 0,513q)} \quad q \dots \text{spezifische Luftfeuchte in } \frac{\text{kg}}{\text{kg}}; \quad c \text{ in } \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2)$$

Zu den räumlichen (x,y,z) und zeitlichen (t) Änderungen der Schallgeschwindigkeit durch entsprechende Veränderungen der Lufttemperatur kommt außerdem eine Beeinflussung durch das Windgeschwindigkeitsfeld $\vec{v}(t,x,y,z)$ hinzu:

$$\bar{c}(T, \vec{v}) = c(T(t, x, y, z)) + \vec{v}(t, x, y, z) \quad (3)$$

Dadurch ändern sich die Schallausbreitungsbedingungen und man beobachtet eine Abweichung der Schallstrahlen vom geradlinigen Verlauf (s. TBA (1984)).

An der Grenze zwischen zwei Gebieten der Atmosphäre, die sich in Lufttemperatur bzw. Windgeschwindigkeit unterscheiden, werden Schallstrahlen gebrochen. Die auf eine Fläche unter dem Winkel α_1 auftreffende ebene Welle (aus Medium 1) setzt ihren Weg unter dem Winkel α_2 im Medium 2 (mit veränderter Temperatur oder Geschwindigkeit) folgendermaßen fort (Die Winkel sind dabei auf die Wellennormale bezogen.):

$$\sin \alpha_2 = \frac{k_1 \sin \alpha_1}{k_2 + (k_2 \text{Ma}_1 - k_1 \text{Ma}_2) \sin \alpha_1} \quad (4)$$

$k_1, k_2 \dots$ Wellenzahlen im Medium 1 bzw. 2

mit

$$\text{Ma}_1 = \frac{v_1}{c_2}, \quad \text{Ma}_2 = \frac{v_2}{c_1}$$

Die vorgestellten Gesetzmäßigkeiten werden auch bei der Modellierung von Schallstrahlen und ihrer Ausbreitung durch die Atmosphäre angewendet.

3. Modellierung der Schallausbreitung in der Atmosphärischen Grenzschicht

Zielstellung bei dieser theoretischen Studie ist die Kopplung von Atmosphärenmodellen mit sogenannten ray-tracing-Modellen zur Untersuchung der Schallausbreitung unter den Bedingungen einer turbulenten Atmosphärischen Grenzschicht im Hinblick auf die Ableitung von Schallausbreitungsparametern, aus denen über Invertierungsverfahren auf meteorologische Größen geschlossen werden soll.

Die Ausbreitung des Schalls kann mit Schallstrahlen beschrieben werden, wenn die Modellvorstellungen der geometrischen Akustik anwendbar sind (kleine Wellenlängen im Vergleich zu den Ausmaßen des Untersuchungsobjektes). Schallstrahlen stellen dann Linien dar, deren Tangenten mit der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle übereinstimmen. Obwohl die Anwendung der Schallstrahlentheorie mit Einschränkungen verbunden ist, bietet sie gegenüber aufwendigen Wellenmodellen u.a. folgende Vorteile: leichte Visualisierung der Schallausbreitung in der Atmosphäre und einfache Berücksichtigung von Inhomogenitäten im Medium durch Anwendung des Brechungsgesetzes.

In der Literatur werden einige Beispiele für ray-tracing-Modelle in der Atmosphärischen Grenzschicht vorgestellt. Bei Verwendung linearer vertikaler Profile für die Schallgeschwindigkeit im unbewegten Medium können Schallstrahlen als Kreisbögen beschrieben werden, deren Radien abhängig von der vertikalen Temperaturverteilung sind (Franck und Sager (1974)). Ein semianalytisches Schallstrahlenmodell mit logarithmischen Schallgeschwindigkeitsprofilen wird von Salomons (1994) angewendet. Schallstrahlenberechnung durch numerische Integration der Schallstrahlen-Differentialgleichungen führen bei Boone et al. (1991) und Hallberg et al. (1988) für bewegte, inhomogene Medien zur Darstellung der Schallausbreitung.

Das Schallwegintegral erhält man unter Verwendung von (4) und

$$\tan \alpha_2 = \frac{\sin \alpha_2}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2}} = \frac{dx}{dz} \quad (5)$$

für geringmächtige Schichten der Atmosphäre, in denen die Schallgeschwindigkeit gleich bleibt, in folgender Form:

$$x_{\text{ray}} = \sin \alpha_1 \int_{z_1}^{z_2} \frac{c_2 dz}{\sqrt{c_1^2 - c_2^2 \sin^2 \alpha_1}} \quad (6)$$

α_1 ...Emissions- oder Einfallswinkel, α_2 ...Ausfallwinkel

$c_1 = c(z_1)$, $c_2 = c(z_2)$

Zusätzlich zur Anpassung eines vorhandenen Strahlenverfolgungsmodells (Raabe (1995)) an atmosphärische Bedingungen bei stabiler Schichtung und der somit vorhandenen Möglichkeit der Totalreflexion von Schallstrahlen wird zur Zeit an einem zweidimensionalen ray-tracing-Modell für eine homogene Atmosphäre in x-Richtung gearbeitet. Für die Bereitstellung von Profilen der Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit wird dabei ein eindimensionales Grenzschichtmodell, das an der Humboldt-Universität zu Berlin entwickelt wurde (Ziemann (1996)), verwendet. Ein Beispiel für diese Schallausbreitungsmodellierung ist in Abbildung 1 dargestellt.

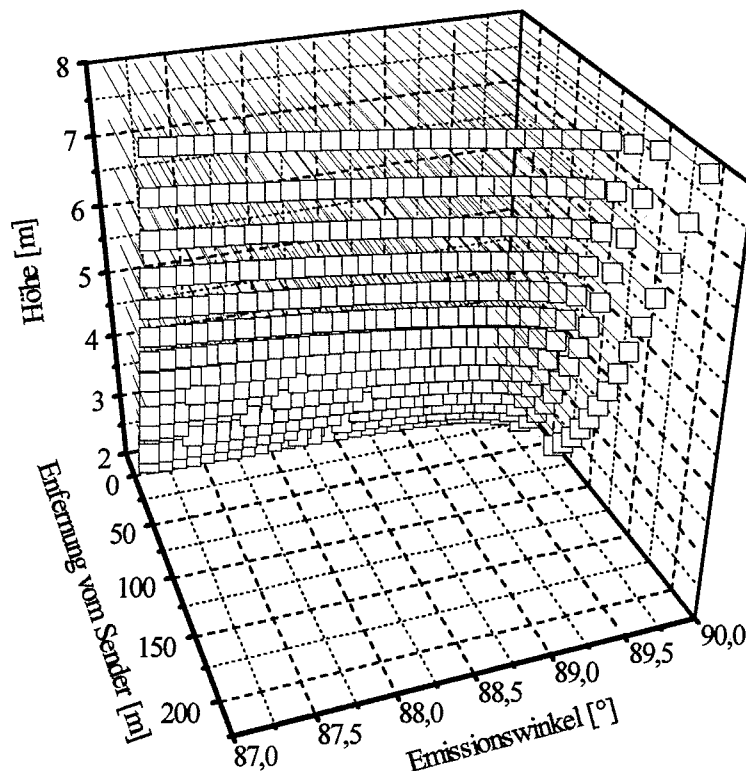


Abb. 1: Schallstrahlenverläufe für verschiedene Emissionswinkel (Erklärung siehe Text).

Bei dieser Simulation wurde das aus dem Grenzschichtmodell gewonnene Temperaturprofil vom 20.09. um 12 Uhr verwendet und keine Beeinflussung der Schallstrahlen durch Wind angenommen. Als Abstrahlwinkel von der Schallquelle (in 2 m Höhe) wurde ein Bereich von

87,1° bis 89,9° (Winkel gegen das Einfallslot des Schallstrahls) gewählt. Ein Schallstrahl (kleine Quadrate in der Abbildung) kann entlang eines Wertes für den Emissionswinkels in der horizontalen (Entfernung vom Sender) bzw. vertikalen (Höhe) Ausbreitung verfolgt werden. Für nahezu Horizontalabstrahlung (89,9°) erreichen die Schallstrahlen ihre vergleichsweise größte horizontale Reichweite von ca. 200 m. Da um diese Tageszeit eine labile Schichtung im bodennahen Bereich vorherrscht, werden die Schallstrahlen von der Erde weg gebrochen, und es entsteht eine Schall-Schattenzone am Boden. Die Abweichungen des aktuell berechneten Schallaufweges bzw. der aktuellen Schalllaufzeit von der geometrischen Schallausbreitung (ohne Atmosphäreinfluß) liegen maximal bei 0,20 m bzw. 0,003 s für eine Sender-Empfänger-Entfernung von 200 m.

Mit Windeinfluß wird das Aussehen der erhaltenen Schallstrahlen entsprechend der vorherrschenden Windrichtung und -geschwindigkeit modifiziert.

Für die meßtechnische Umsetzung der Problemstellung ist die zu erreichende Genauigkeit von großem Interesse. Um z.B. die Lufttemperaturbestimmung mit Hilfe des verwendeten akustischen remote-sensing-Verfahrens auf 0,2 K genau durchzuführen, müssen Laufzeiten mit einer Auflösung im Bereich von ca. 0,1 ms in Abhängigkeit von der Sender-Empfänger-Entfernung gemessen werden (s. Abb. 2).

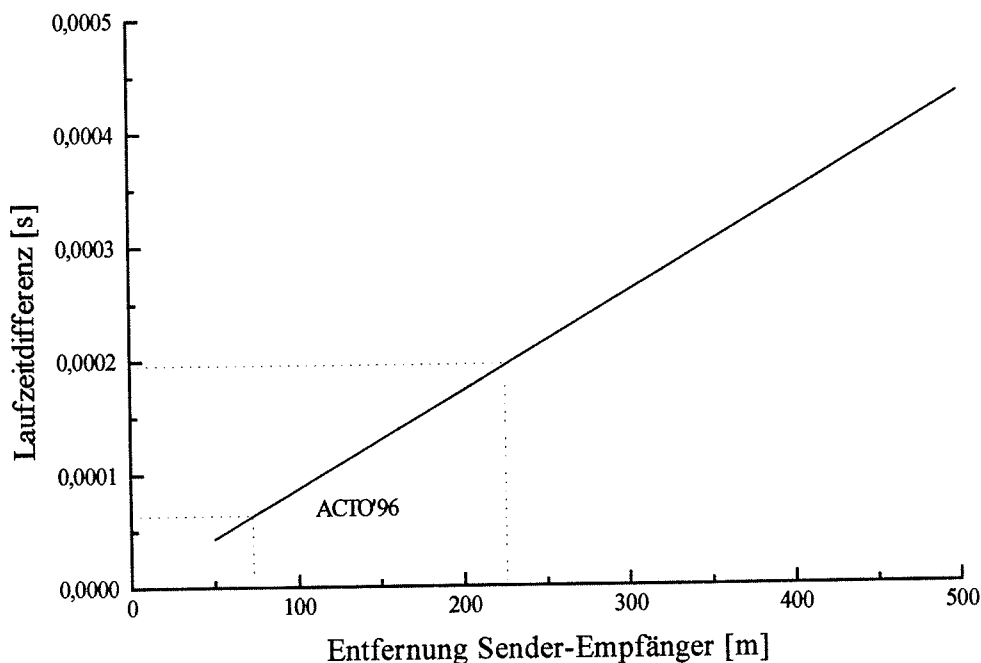


Abb. 2: Laufzeitunterschiede in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Sender und Empfänger für eine Schallgeschwindigkeitsdifferenz von 0,1 m/s.

4. Erste experimentelle Ergebnisse

4.1 Zielsetzung

Es sollen im Rahmen der Meßkampagne ACTO'96 (ACoustic TOMography) erste Experimente zur Schallausbreitung in der Atmosphärischen Grenzschicht durchgeführt werden. Dazu wird von mehreren Positionen gleichzeitig ein Schallsignal ausgesendet, daß von mehreren Empfängern registriert wird. Um den Zustand der Atmosphäre beschreiben zu können, werden gleichzeitig meteorologische Größen gemessen.

4.2 Aufbau des Meßfeldes

Die Wahl des Gebietes zur Durchführung der akustischen Experimente erfolgte nach verschiedenen Kriterien. Wichtig ist, daß in der Nähe des Meßfeldes keine störenden Umgebungsgläusche auftreten und die Schallausbreitung nicht durch Hindernisse beeinflusst wird. Ein wesentliches Kriterium war außerdem, daß sich das Meßfeld in nicht zu großer Entfernung vom Institut befindet und hinreichend gesichert ist.

Einen Kompromiß in dieser Hinsicht stellt das Gelände der Rennbahn Scheibholz in der Stadt Leipzig dar. Die Rennbahn befindet sich in zentraler Lage, umgeben von einer größeren Parkanlage. Die Ausdehnung beträgt in Nord-Süd-Richtung ca. 650 m, in West-Ost-Richtung ca. 500 m. Innerhalb der Bahnen ist der Boden vollständig mit Gras bedeckt (Pflanzenhöhe ca. 5 cm), nur am Rand stehen einzelne Bäume oder Gebüsch. Auf dieser Wiese wurden auf einem Feld der Größe von 200 m × 200 m vom Vermessungsamt der Stadt Leipzig 10 Punkte ausgemessen und markiert. Auf diesen Punkten kann wahlweise ein Schallsender oder -empfänger positioniert werden. Die Position der ausgemessenen Punkte wurde mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-3}$ m bestimmt. Jedoch kann aufgrund der Geometrie und Konstruktion der Mikrofone und Druckkammerlautsprecher die Schallweglänge nur mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-2}$ m festgelegt werden.

Für den Zeitraum der Meßkampagne im Herbst 1996 wurde eine Verteilung der Sender und Empfänger entsprechend Abbildung 3 gewählt.

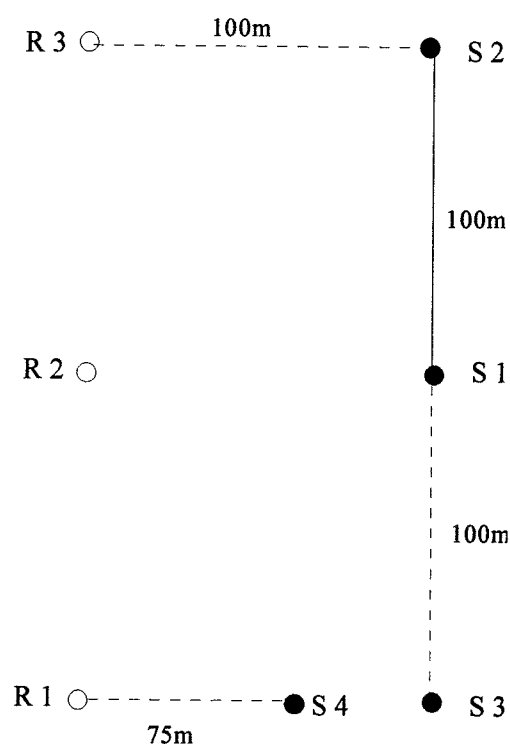


Abb. 3: Lage der Meßpunkte zueinander, die Sender wurden mit S1 bis S4 bezeichnet, die Empfänger mit R1 bis R3.

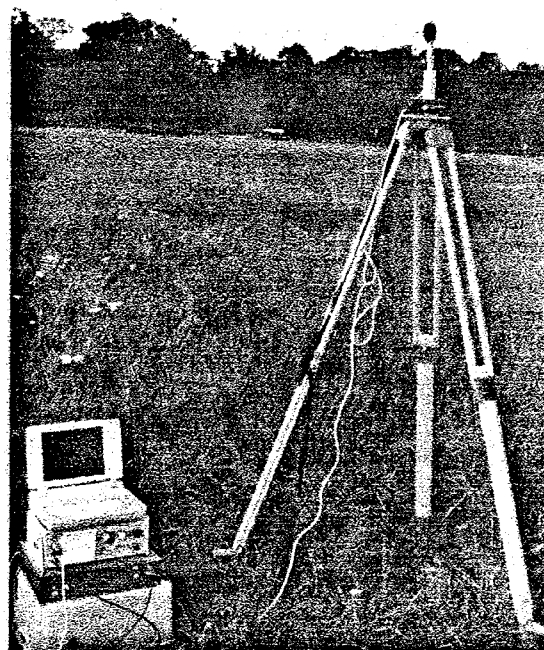


Abb. 4: Empfangseinheit, bestehend aus Mikrofon, Datenlogger, Schallpegelmessgerät und Laptop.

4.3 Parameter des akustischen Meßsystems

Während dieses Experimentes wurden 4 Sender und 3 Empfänger, jeweils in einer Höhe von 2m über dem Boden, eingesetzt. Als Sender werden Druckkammerlautsprecher mit einer Leistung von 40 W verwendet. Die Lautsprecher werden mit einem HiFi-Verstärker betrieben. Über ein zentrales Steuerteil werden alle einzelnen Lautsprecher gleichzeitig mit einer Frequenz von 500 Hz angeregt. Die Dauer und Anzahl der Schwingungsanregung kann am Steuerteil eingestellt werden. Während der Meßkampagne wurde mit einer Signaldauer von 4 ms bzw. von einer Sekunde gearbeitet. Diese Signale werden im Abstand von 10 s jeweils fünf mal gesendet. Nach einer Pause von 10 min startet das Programm erneut.

Aufgezeichnet werden die Signale von 3 Empfangsstationen (siehe Abb. 4), die vom Steuerteil über eine Synchronisationsleitung gleichzeitig initialisiert werden. Die Empfänger sind jeweils mit einem 1-Zoll-Meßmikrofon bestückt. Das Signal gelangt über einen Schallpegelmesser, der zur Verstärkung und Filterung des Signals dient, zum Datenlogger. Dort wird das analoge Signal mit einer Abtastrate von 10 kHz digitalisiert und zwischengespeichert.

Die Aufzeichnungslänge wird vor der Messung festgelegt und variiert entsprechend des Abstandes zwischen Sender und Empfänger zwischen 500 und 700 ms.

Der Datenlogger kann wahlweise in einem Automatikmodus oder manuell betrieben werden. Im Automatikmodus werden die empfangenen Daten auf einer Memorycard gespeichert und können nach der Messung ausgelesen werden. Wird der Datenlogger manuell genutzt, werden die empfangenen Signale auf einem Laptop graphisch dargestellt und gespeichert.

4.4 Experimentelle Bestimmung der meteorologischen Parameter

Für die Simulation der Schallausbreitung in der Atmosphäre ist es notwendig, gleichzeitig zu den akustischen Messungen meteorologische Parameter zu erfassen.

Von Bedeutung für die Berechnung der Schallausbreitung ist die Kenntnis der aktuellen Schichtungsverhältnisse in der atmosphärischen Grenzschicht. Um die vertikale Verteilung von Lufttemperatur und Windgeschwindigkeit zu bestimmen, wurde ein Meßmast errichtet (Schienbein und Arnold (1996)). Dieser 12 m hohe Mast erlaubt eine Untersuchung des vertikalen Profils der Temperatur und Windgeschwindigkeit.

Zur Validierung der Schallausbreitungsmodelle werden außerdem Informationen über die horizontale Verteilung der Temperatur und Windgeschwindigkeit benötigt. Um Angaben über die interessierenden meteorologischen Parameter bereitzustellen, wurde innerhalb des Meßgebietes zusätzlich ein Ultraschallanemometer aufgebaut. So können mit einer hohen zeitlichen Auflösung, die zwischen einer und 60 Sekunden variiert, die Temperatur, die Strömungsgeschwindigkeit und -richtung sowie deren Fluktuationen erfaßt werden.

4.5 Analyse der akustischen Registrierungen

Zwei physikalische Größen dienen als Ausgangswerte für akustische tomographische Verfahren. Einmal sind die Laufzeiten von Schallsignalen auf definierten Strecken zwischen Sendern und in verschiedenen Entfernungen angeordneten Empfängern; zum anderen sind die Registrierungen von Schallpegeländerungen an den Empfängern, wenn von einer konstanten Sendeleistung ausgegangen wird. Hier wurde die Aufmerksamkeit zunächst auf die Messung von Laufzeiten des Schallsignales gerichtet. An jeder Empfangsstation werden die auftreffenden Schallwellen der 4 Sender registriert. Für eine Ermittlung der Laufzeit zwischen Sender und Empfänger wird zunächst der Einsatzpunkt der Schallwelle graphisch bestimmt. Die Abtastung des Datenloggers mit einer Frequenz von 10 kHz ermöglicht eine zeitliche Auflösung der Schalllaufzeit mit 0,1 ms.

In Abbildung 5 ist die Amplitude des Schalldruckes in Abhängigkeit von der Ausbreitungszeit für Schallimpulse von unterschiedlicher Andauer dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die

Einsätze bzw. Überlagerungen der einzelnen Schalldruckwellen. Die Zuordnung der Sender zu den Einsatzpunkten erfolgt aus der Geometrie des Meßfeldes. Unklarheiten bei der Zuordnung sind aufgrund der großen Laufzeitunterschiede nahezu ausgeschlossen.

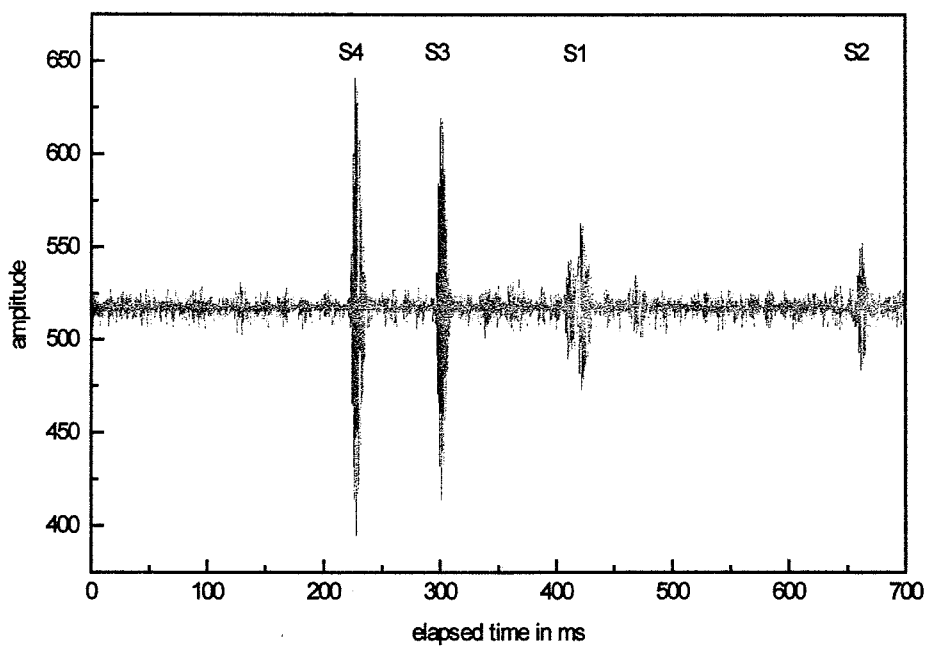
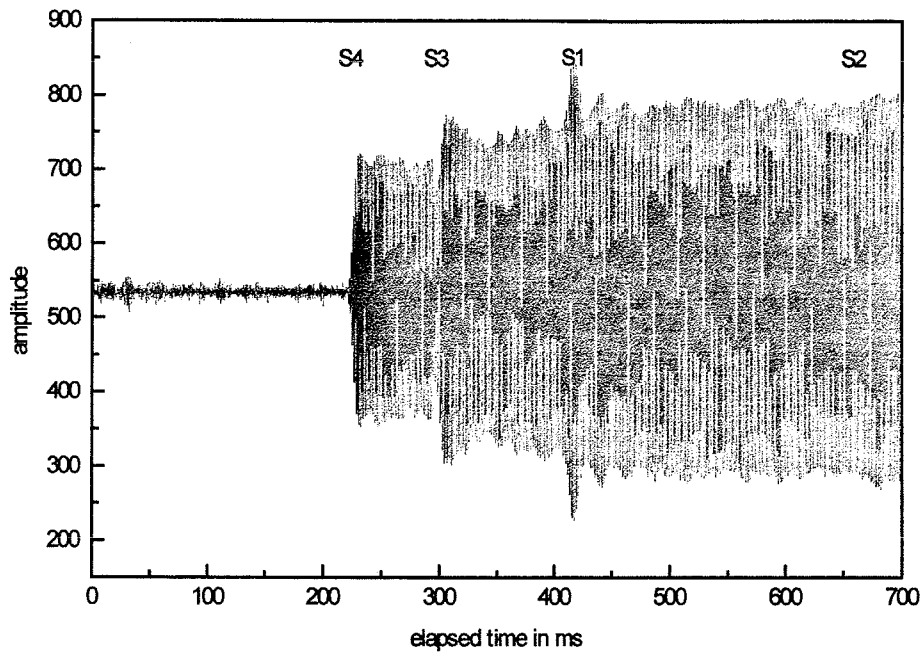


Abb. 5: Laufzeitdiagramme des Datenloggers R1 für verschiedene Schwingungsanregungen, obere Abbildung: Messung am 27.09.1996 um 15.42 Uhr Signaldauer 1 s, untere Abbildung: Messung am 07.10.1996 um 18.36 Uhr Signaldauer 4 ms.

Im oberen Diagramm wurde ein Signal eine Sekunde von 4 Sendern gleichzeitig abgestrahlt. Die Einsatzpunkte der ersten drei Druckwellen (S4, S3, S1) am Empfänger R1 sind deutlich durch eine Überlagerung der Amplituden zu erkennen. Lediglich der Einsatz des Signals des Senders S2 aus einer Entfernung von 223,5 m ist nicht mehr eindeutig zuzuordnen. Eine Verkürzung der Dauer des ausgesendeten Signals auf 4 ms, wie im unteren Diagramm der Abb. 5 dargestellt, bewirkt eine deutliche Trennung der einzelnen Signaleinsätze. Bei einer Signaldauer, die deutlich kürzer als die Laufzeitdifferenzen zwischen den einzelnen Sendern ist, kann der Einsatz jeder einzelnen Schalldruckwelle registriert werden. Das aufgezeichnete Signal weist eine deutlich höhere Anzahl von Schwingungen als das ausgesendete Signal auf. Ursache dafür ist das Nachschwingen des Druckkammerlautsprechers. Sind die Einsatzpunkte, wie im unteren Diagramm der Abb. 5 deutlich getrennt, so ist allein durch eine graphische Analyse eine Ermittlung der Laufzeit zwischen den Sendern und Empfängern mit einer Genauigkeit unter 0,5 ms möglich.

4.6 Laufzeittomographie

Mit Hilfe eines zweidimensionalen Tomographieprogrammes (Danckwardt (1995)) wurden erste Untersuchungen der experimentell bestimmten Laufzeiten für die Schallausbreitung vorgenommen. Beachtenswert sind dabei die Schallgeschwindigkeitsänderungen hervorgerufen durch veränderte atmosphärische Umgebungsbedingungen innerhalb einer relativ kurzen Zeitspanne. Die auf Abbildung 6 dargestellten Schallgeschwindigkeiten sollen nach einer Fehleranalyse zur Lufttemperaturbestimmung auf dem Meßfeld dienen. Die so erhaltenen Flächenmittel liefern direkt konsistente Werte für meso- bzw. mikroskalige Atmosphärenmodelle.

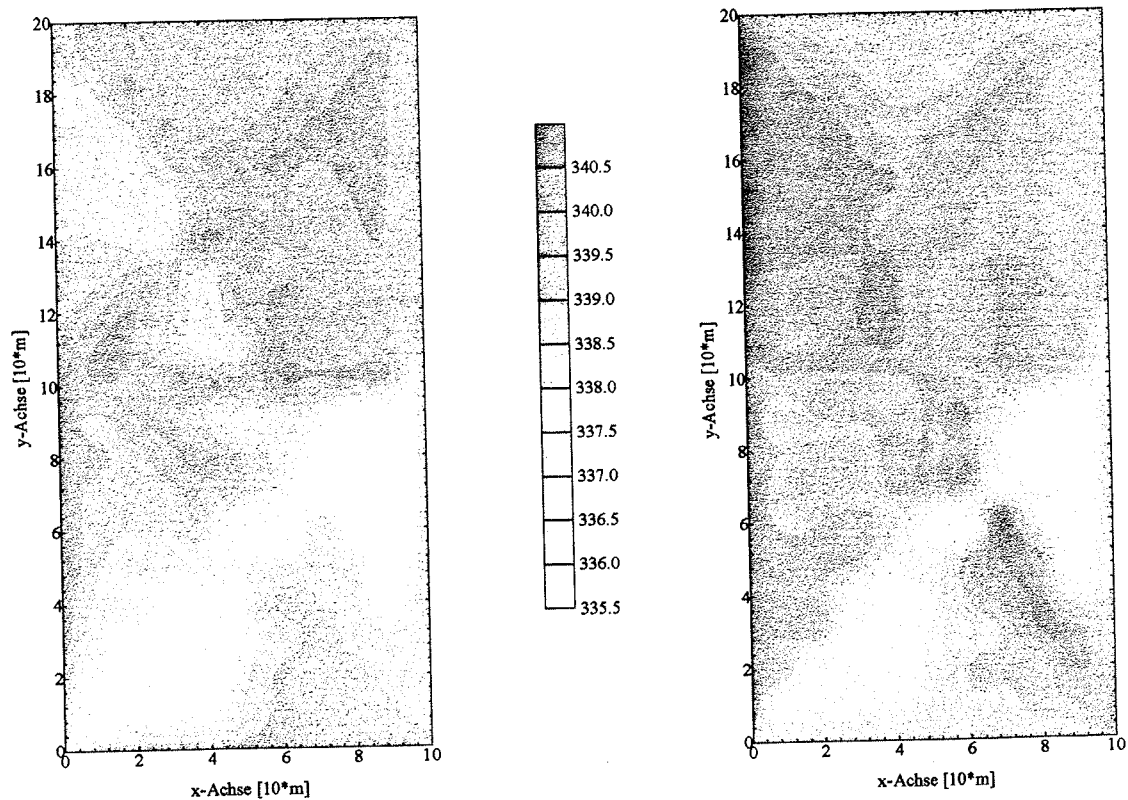


Abb. 6: Schallgeschwindigkeit [ms^{-1}], Messungen am 27.09.1996 um 15.42 Uhr (links) und um 16.02 Uhr (rechts), Entfernungen auf der x- und y-Achse [$10^1 \cdot \text{m}$].

5. Schlußfolgerungen

Die ersten Auswertungen zur Meßkampagne ACTO'96 zeigen die prinzipielle Anwendbarkeit des vorgestellten Meßverfahrens für eine akustische Tomographie der Atmosphärischen Grenzschicht. Die theoretisch geforderte Meßgenauigkeit wird erreicht, eine weitere Erhöhung der Sender- und Empfängeranzahl könnte jedoch zu einer größeren Überdeckung und Auflösung des Meßfeldes beitragen und damit auch die Sicherheit der Laufzeittomographie sowie daran anschließender Temperatur- bzw. Windbestimmung erhöhen.

Zur Simulation und Bestimmung volumengemittelter Werte für meteorologische Größen müssen außerdem die vorhandenen Schallstrahlenmodelle sowie das Tomographieprogramm zu einer dritten Dimension (vertikal) erweitert werden.

Danksagung:

Ganz besonders möchten wir uns für die Unterstützung durch Herrn Dr. Schienbein, Herrn Weise und Herrn Engelhorn und die Studentinnen Simone Gräber und Katja Friedrich bedanken. Nur mit Ihrer aufopferungsvollen Unterstützung war die Vorbereitung und Durchführung der Meßkampagne möglich.

Außerdem möchten wir uns für die Durchführung der Vermessungsarbeiten und den Verleih von Stativen bei dem Vermessungsamt der Stadt Leipzig an dieser Stelle bedanken.

Ebenso möchten wir uns beim Leipziger Rennklub e.V. bedanken, der uns vor und während der Meßkampagne das Gelände der Rennbahn Scheibholz für unsere Experimente zur Verfügung stellte.

Unser Dank gilt auch der Hauptfeuerwehrwache der Stadt Leipzig, die durch die Bereitstellung einer Drehleiter, die Montage der Meßinstrumente bis in Höhen von 12 m ermöglichte.

Literatur:

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

Beyrich, F., A.Weill: 1993, Some Aspects of determining the stable boundary layer depth from sodar data, *Bound. Lay. Meteorol.* **63**, 97-116.

Danckwart, E.: 1995, Akustische Tomographie-Invertierungsalgorithmus. Institut für Geophysik der Universität Leipzig, private Mitteilungen.

DeFerrari, H.A., D.S.Kondo; L.L.Monjo: 1986, Shallow water Tomography. In: *Ocean. Seism. Acoust.* (ed. T.Akal, J.M.Berkson) Pl.Press, 269-279.

Franck, H., G.Sager: 1974, Zur Schallwegverteilung in der unteren Grundsicht bei Vorhandensein einer Bodeninversion. *Z. Meteorol.* **24**, 130-137.

Hallberg, B., C. Larsson, S. Israelsson: 1988, Numerical ray tracing in the atmospheric surface layer. *J. Acoust. Soc. Am.* **83**, 2059-2068.

Klug, H.: 1991, Sound-speed profiles determined from outdoor sound propagation measurements. *J. Acoust. Soc. Am.* **90**, 475-481.

Kneser, H.O.: 1991, Handbuch der Physik Akustik Bd. 11/1 Spr.Vlg. S. 192-195.

Lo, Tien-when, P.L. Inderwiesen: 1994, Fundamentals of seismic tomography. Geophysical Monograph Series 6, Society of Exploration Geophysicists, 178 S.

Nijs, L., C.P.A. Wapenaar: 1990, The influence of wind and temperatur gradients on sound propagation, calculated with the two-way wave equation, J. Acoust. Soc. Am. **87**,187-199.

OTG - Ocean Tomography Group: 1982, A demonstration of Ocean Acoustic Tomography, Nature **299**, 121-125.

Raabe, A.: 1995, Beitrag zur Kontrolle des Wasseraustausches zwischen Ostsee und Nordsee mit Hilfe akustischer Methoden, Forschungsbericht zum durch die DFG geförderten Projekt Ra 569/1-1, 42 S.

Salomons, E.M.: 1994, Diffraction by a screen in downwind sound propagation: A parabolic-equation approach. J. Acoust. Soc. Am. **95**, 3109.

Schienbein, S., K.Arnold: 1996, Konzeption und Aufbau einer Meßeinrichtung für die Erfassung von Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten bis 12 m Höhe, Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Heft 4.

Schmidetzki, R., D.Englich, U.Radek: 1991, Meteorologische Einflüsse auf die Schallausbreitung über große Entfernungen , in: Fortschritte der Akustik, DAGA-91.

TBA: 1984, Taschenbuch Akustik, Teil I. Vlg. Technik Berlin, 848 S.

Tatarskij, V.I.: 1967, Rasprostranenie voln v turbulentnoj atmosfere, Isdat Nauka Moskva 487 S.

Wilson, D.K., D.W.Thomson: 1994, Acoustic tomographic monitoring of the atmospheric surface layer, J. Atm. Ocean. Technol. **11**, 751-768.

Ziemann, A.: 1996, Numerical simulation of meteorological parameters in and above forest canopies, Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig, Heft 4.

Anschrift der Autoren:

Dr. Armin Raabe
 Dipl.-Met. Klaus Arnold
 Dipl.-Met. Astrid Ziemann
 Universität Leipzig
 LIM-Institut für Meteorologie
 Stephanstr. 3
 04103 Leipzig

Konzeption und Aufbau einer Meßeinrichtung für die Erfassung von Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten bis 12 m Höhe

S. Schienbein, K. Arnold

Zusammenfassung:

Für die Durchführung von Schallausbreitungsmessungen sind Angaben über das vertikale Profil der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit erforderlich. Hierzu wurden Temperaturmeßfühler mit einfachem Strahlungsschutz entwickelt und zusammen mit Schalenanemometern an einem Meßmast befestigt. Ein Datenlogger speichert alle Minuten die Meßwerte der Temperatur und der Windgeschwindigkeit aus 6 Meßhöhen.

Summary:

For sound propagation measurements of the temperature and wind profiles are needed. Therefore thermometers were developed with simple radiation shield and mounted together with cupanemometers at a mast. A datalogger sampled minutely the values of temperature and windspeed in 6 levels.

1. Aufgabenstellung

Im Zusammenhang mit der Durchführung von Schallausbreitungsmessungen sind Angaben über die herrschenden Temperaturen und die Strömungsgeschwindigkeiten in verschiedenen Höhen erforderlich (Raabe u. a. (1996)). Die Aufgabe besteht darin, möglichst mit einfachen Mitteln zu diesen Angaben zu kommen. Die Temperaturfühler sollen so gestaltet sein, daß bei einer hohen Genauigkeit auch kurzzeitige Pulsationen im Minutenbereich zu erkennen sind. Für die Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit können bereits früher eingesetzte Anemometer (Schönfeldt u. Raabe (1980), Raabe u. Schönfeldt (1982), Raabe (1983)) herangezogen werden. Zur Bewältigung der Datenmengen soll die Aufzeichnung der Meßwerte, die im Sekundenabstand ermittelt werden, mit einem Datenlogger erfolgen.

2. Temperaturmessung

Für die Temperaturmessung sind eine Vielzahl von Meßfühlern und Erfassungssystemen im Angebot. Für unsere Aufgabe wurde eine thermoelektrische Temperaturmeßanlage selbst gebaut. Hierzu wurden aus Ausgleichsleitung in Litzenform die aktiven Lötstellen gefertigt. Zur Verhinderung von Fehlanzeigen wegen Wärmeleitung und zur Herabsetzung der Trägheit sind nur zwei Litzendrähte mit einem Durchmesser von je 0,18 mm für Konstantan und für Eisen zu einer elektrischen Verbindung weich gelötet worden. In einer Halterung aus 10 mm Aluminiumrohr erfolgte der Übergang zur Ausgleichsleitung. Die Meßspitze ist insgesamt nur 0,4 mm dick und hat eine Trägheit von $\tau = 3,8$ s in ruhender Luft. Für die Herabsetzung des Strahlungsfehlers wurde der Temperaturmeßfühler mit einem Rohr umgeben, das von zwei Seiten mit Schlitzfenstern versehen ist, die 30 Grad geneigt sind. Die Sonnenstrahlung wird weitgehend reflektiert oder absorbiert und im Hüllrohr entsteht bei Strahlungseinfluß ein konvektiver Luftstrom und bei Luftströmung auch eine Durchspülung über die eingefrästen Schlitzfenster. Um den direkten Einfall von Regentropfen zu verhindern, sind in einem Abstand von 20 mm von der Oberkante der Rohre runde Metallplatten als Schirm aufgesetzt. (s. Abb. 1 und Abb. 2)

Insgesamt 6 solcher Temperaturfühler sind an einem Mast in verschiedenen Höhen angebracht. An den Combilog 1020 der Firma Friedrichs sind insgesamt 8 Temperatursensoren angeschlossen. Mit einem Pt-100-Thermometer wird zusammen mit den Gegenlötstellen von 6 Thermoelementen die Gegenlötstellentemperatur gemessen. Sie sind zusammen in einem Aluminiumzylinder mit Wachs eingegossen, damit die Gegenlötstellen keinen kurzfristigen Temperaturschwankungen unterworfen sind. Ein weiteres Pt-100-Thermometer befindet sich zur Temperaturbestimmung für Vergleichszwecke in 2 m Höhe. Die Pt-100-Thermometer sind in 4-Leiterschaltung angeschlossen. Die Temperaturbestimmung mit den Thermoelementen erfolgt durch Aufzeichnung der Differenz zur Gegenlötstelle und nach der Aufzeichnung durch Summenbildung mit der Temperatur der Gegenlötstelle, die aus der Aufzeichnung des Pt-100-Thermometers hervorgeht.



Abb. 1: Thermoelement allein und Thermoelement im Strahlungsschutzrohr

3. Messung der Strömungsgeschwindigkeit

Für die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit stehen Schalenanemometer einer früheren Eigenfertigung zur Verfügung, die bei jeder Umdrehung des Schalensternes einen Impuls abgeben (Schönfeldt u. Raabe (1980)). Die Impulse in einer Minute werden mit dem eingesetzten Datenlogger gezählt und der Minutensummenwert entsprechend der vorherigen Kalibrierung umgerechnet und korrigiert auf m/min gespeichert. Auch hier werden 6 Meßfühler in unterschiedlichen Höhen eingesetzt.

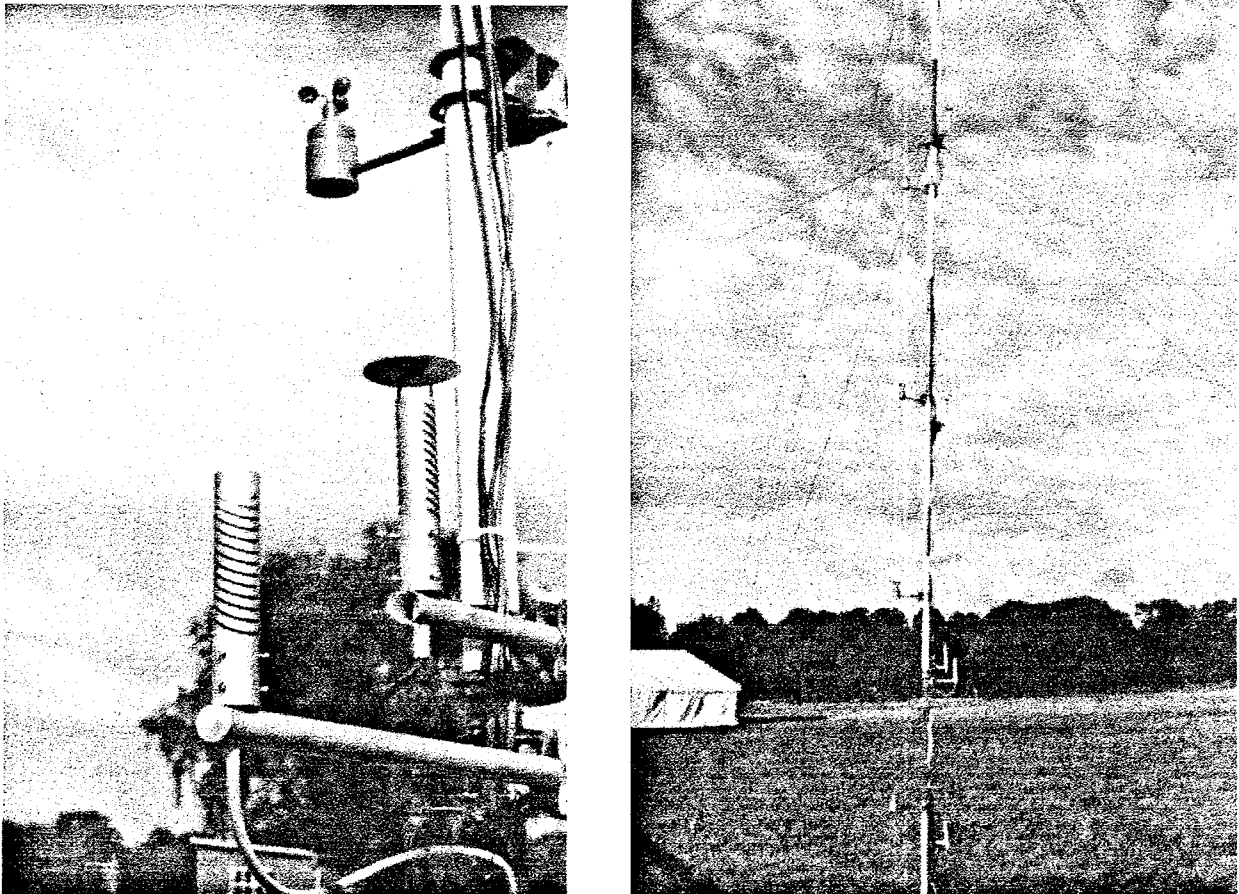


Abb. 2: Temperatur- und Strömungsmeßfühler an dem Mast

4. Meßmast

An einem Mast mit 12 m Höhe sind insgesamt 7 Temperaturfühler und 6 Anemometer angebracht worden. Die Meßhöhen und die prinzipielle Verdrahtung sind in einer Skizze (Abb. 3) dargestellt. Die Batterie und die Verbindungen mit dem Datenlogger befinden sich in einem Schaltkasten am Fuße des Mastes.

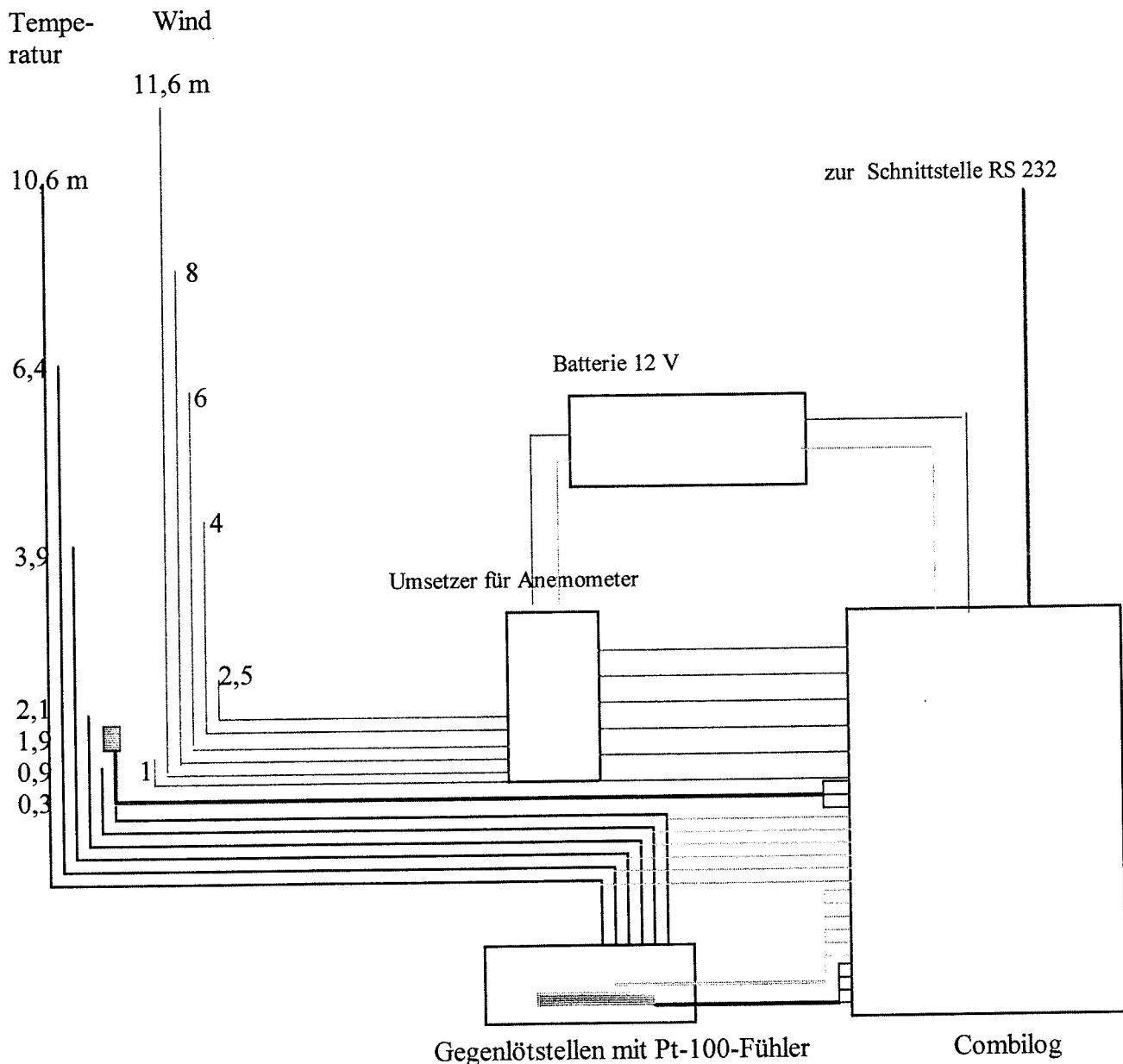


Abb. 3: Schematische Darstellung der Meßhöhen und der Baugruppen für die Datenerfassung an einem Mast

5. Programmierung des Datenloggers

Im Datenlogger werden die Temperaturen der Pt-100-Fühler in $^{\circ}\text{C}$ mit einer Auflösung von 0,01 K aufgezeichnet. Die Thermospannungen werden in Temperaturdifferenzen (K) umgerechnet und ebenfalls mit einer Auflösung von 0,01 K gespeichert. Die Temperaturen werden aller Sekunde gemessen und ein Minutenmittelwert berechnet. Für die Kanäle der Thermoelementaufzeichnung wird für jede Minute außerdem die Standardabweichung gebildet und ebenfalls abgespeichert. Beim Auslesen der Werte ergeben sich 21 Spalten, Datum und Uhrzeit, 2 Temperaturen in $^{\circ}\text{C}$, 6 Temperaturdifferenzen mit dazugehörigen Standardabweichungen und schließlich 6 Strömungsgeschwindigkeiten in m/min. Die Speicherkapazität des Datenloggers reicht in dieser Konfiguration für eine Betriebszeit von 40 Stunden.

6. Kalibrierung

Vor dem Einsatz sind die Temperaturmeßfühler eingehend mit geeichten Thermometern im Klimaschrank verglichen worden. Die Abweichungen der Pt-100-Thermometer waren kleiner als 0,1 K. Aus Abkühlungskurven über mehrere Stunden können Temperaturänderungen von 0,01 K sicher abgelesen werden. Dies bedeutet, daß bei Gradientmessungen eine sehr hohe Relativgenauigkeit erreicht worden ist.

7. Erste Meßergebnisse

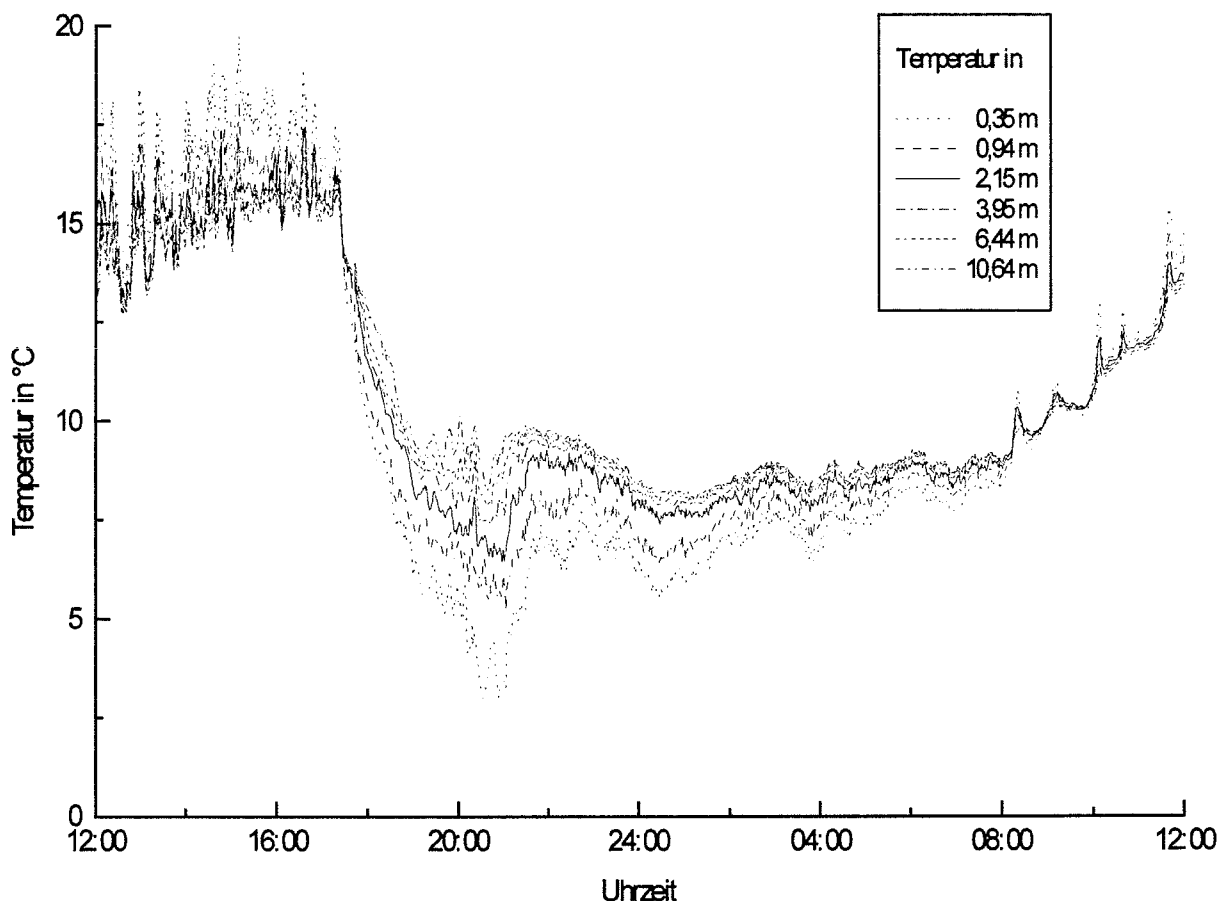


Abb. 4: Temperaturverlauf in den verschiedenen Höhen vom 03.10.1996 12.00 Uhr bis 04.10.1996 12.00 Uhr

In Abb. 4 sind Temperaturaufzeichnungen vom 03.10. bis 04.10.1996 dargestellt, die die unterschiedlichen thermischen Schichtungen und kurzzeitigen Temperaturfluktuationen deutlich erkennen lassen. Der 3. Oktober war bis gegen 17.30 Uhr durch windschwaches Wetter mit intensiver Sonneneinstrahlung gekennzeichnet. Eine labile Schichtung der atmosphärischen Grenzschicht bewirkte die Ausbildung einzelner Cumuluswolken. Ab ca. 17.30 Uhr brach die Konvektion zusammen und an einer Inversion kam es zur Ausbildung einer dichten Stratocumulusdecke. In den Abendstunden riß die Stratocumulusbewölkung rasch auf und infolge starker Ausstrahlung kam es besonders in Erdbodennähe zu einer raschen Abkühlung. Die stabilen nächtlichen Schichtungsverhältnisse blieben bis kurz nach Sonnenaufgang bestehen, jedoch verhinderte der Aufzug einer Altocumulusbewölkung eine weitere Ausstrahlung.

Am Vormittag des 4. Oktobers war es bedeckt und aus einer dicken Wolkendecke fiel zeitweise Regen. Der Temperaturverlauf in Abb. 4 ist durch einen allmählichen Temperaturanstieg bei einer neutralen Schichtung gekennzeichnet.

In den Abb. 5 und 6 werden die Veränderungen der Schichtungsverhältnisse in der atmosphärischen Grenzschicht zur Demonstration der Genauigkeit der thermoelektrischen Temperaturmeßanlage benutzt. Mit der hochaufgelösten Temperaturregistrierung in den verschiedenen Höhen ist es möglich, sehr schnelle Veränderungen in der Atmosphäre nachzuweisen.

In der Abb. 5 sind der Temperaturverlauf und die vertikalen Temperaturprofile während des Umschichtung von labilen zu stabilen Schichtungsverhältnissen aufgetragen. Die Stabilitätsveränderung fand einige Zeit vor Sonnenuntergang bei nachlassender Einstrahlung statt. Der Zeitpunkt der Umschichtung läßt sich mit 17.26 Uhr sehr genau bestimmen. Die Umkehr der Stabilitätsverhältnisse erfolgt fast gleichzeitig in allen Höhen. Nur an der untersten Meßstelle in einer Höhe von 0,35 m erfolgt die Abkühlung mit einer kurzen Verzögerung von einigen Minuten. Diese Verzögerung im Vergleich zu höher gelegenen Meßstellen ist zum Teil in der erheblichen Abkühlungsrate von 4 K in nur 10 Minuten und der geringen Ventilation in Erdbodennähe begründet

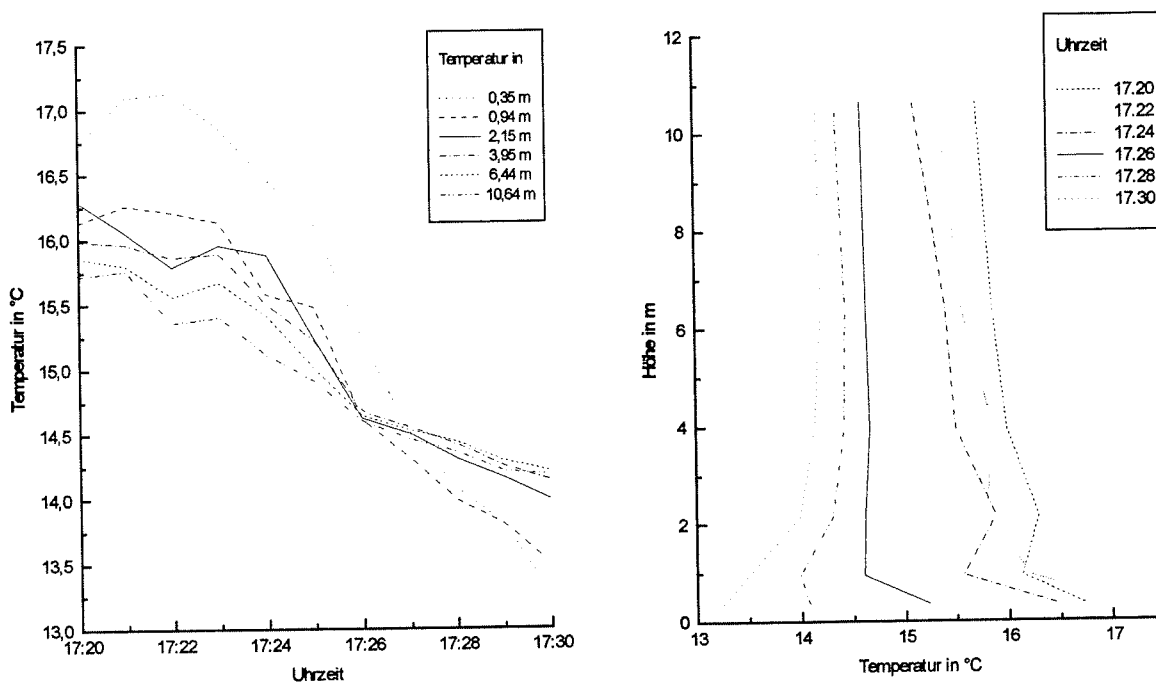


Abb. 5: Temperaturverlauf und vertikale Temperaturprofile am 03.10.1996 von 17.20 bis 17.30 Uhr

Der Temperaturverlauf und die Änderung des vertikalen Temperaturprofils kurz nach dem Sonnenaufgang, in der Zeit zwischen 08.10 und 8.20 Uhr, werden in der Abb. 6 dargestellt. Zunächst ist die Atmosphäre im bodennahen Bereich stabil geschichtet, bis gegen 8.16 Uhr die in Erdbodennähe beginnende Erwärmung eine Umschichtung hin zu einem indifferenten Zustand bewirkt. Die Isothermie tritt nahezu gleichzeitig in allen Höhen auf.

Im weiteren Verlauf setzt sich die Erwärmung vom Erdboden aus verstärkt in den untersten Schichten fort, so daß sich im Bereich zwischen 1 und 2 m über dem Erdboden eine Inversion ausbildet.

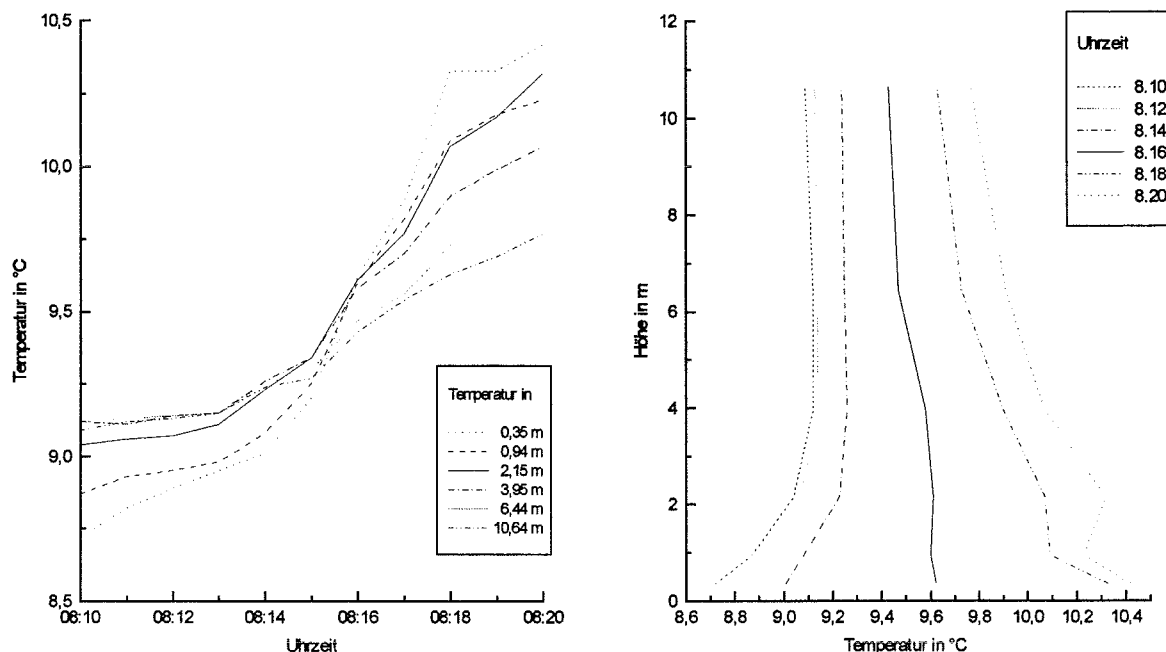


Abb. 6: Temperaturverlauf und vertikale Temperaturprofile am 04.10.1996 von 8.10 bis 8.20 Uhr

Literatur:

Raabe, A. und Schönfeldt, H.-J., 1982: Untersuchung der periodischen Veränderungen im Windfeld in Küstennähe mit Hilfe von Schalensternanemometern, *Z. Meteor.*, 32, H. 3, 179-184.

Raabe, A., 1983: Zur Wechselwirkung von Meer und Atmosphäre in Küstennähe unter Berücksichtigung der internen Grenzschicht im Windfeld der atmosphärischen Bodenschicht, *Geod. Geoph. Veröff.*, R IV, H. 38, 22-54.

Raabe, A., Arnold, K. und Ziemann, A., 1996: Akustische Tomographie im Bereich der Atmosphärischen Grenzschicht, *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, Heft 4.

Schönfeldt, H.-J. und Raabe, A., 1980: Untersuchung der periodischen Veränderungen im Windfeld in Küstennähe mit Hilfe von Schalensternanemometern, Anlage 3 im Forschungsbericht „Erfassung und Untersuchung von Prozessen der Wechselwirkung zwischen Meer und Atmosphäre“, Universität Leipzig, Sektion Physik.

Adresse der Autoren:

Dr. Sigurd Schienbein,
Dipl.-Met. Klaus Arnold

Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, D-04103 Leipzig, Stephanstraße 3.

Long-Period (2-18 Days) Oscillations of Mesopause Winds at Collm

Ch. Jacobi, R. Schminder, D. Kürschner

Summary:

Daily analyses of the zonal and meridional prevailing wind at the mesopause (~ 95 km height) are investigated with respect to planetary wave scale oscillations with periods ranging between 2 and 18 days. A mean climatology of the years 1983 - 1994 is presented. Time series of planetary wave activity show a significant increase during this period, which is in accordance with results from literature.

Zusammenfassung:

Tägliche Analysen des zonalen und meridionalen Grundwindes in der Mesopausenregion (~ 95 km Höhe) werden hinsichtlich planetarer Wellenaktivität im Periodenbereich von 2 bis 18 Tagen untersucht. Es wird eine mittlere Klimatologie der Jahre 1983 - 1994 dargestellt. In diesem Zeitraum ist eine signifikante Zunahme der Wellenaktivität zu verzeichnen, die in Übereinstimmung mit Literaturangaben steht.

1. Introduction

Wind oscillations at planetary wave periods (2, 5, 10, 16 days) have been found, for example, from radar observations in the mesopause region (e.g. Manson et al., 1981; Williams and Avery, 1992). Numerical simulations (Salby, 1981a,b) lead to the conclusion, that these waves can be interpreted as the response of the atmosphere to a forcing from below. Some numerical experiments (Grollmann, 1992; Forbes et al., 1995) have been carried out to estimate the response of the upper middle atmosphere to this forcing and showed that in general the wave propagation is sensitive to the mean background circulation, even in the case of the 5-day wave (Grollmann, 1992) which has a large phase velocity and so should be less influenced by filtering due to easterly winds in the summer mesosphere.

On the other hand, some evidence is given, that at least the short-period waves, namely the quasi 2-day wave, are possibly to be seen as an in situ effect of the upper middle atmosphere. Plumb (1983) and Pfister (1985) proposed baroclinic instability of the easterly mesospheric jet as a mechanism for the quasi 2-day wave.

On a whole, planetary wave activity has turned out to be a very irregular phenomenon, even if the quasi 2-day wave is regarded that in most years regularly is found in mesopause measurements in summer but exhibits strong interdiurnal variability above all with respect to its amplitude. Other planetary waves are mostly found in winter (Salby and Roper, 1980; Manson et al., 1981), as in summer due to the easterly winds in the mesosphere the waves cannot propagate into the mesopause. However, the annual patterns of their appearance are not regular. For example, Williams and Avery (1992) found the maximum of the 16-day wave in summer, which may be due to ducting from the winter to the summer hemisphere through the mesosphere/thermosphere region.

Thus open questions remain, and so further studies of the long-term variability of planetary wave are required to clarify these. Furthermore, some evidence is given that long-term trends may be present in planetary wave activity (Laštovicka et al., 1994, Bittner et al, 1996). This is of special interest with respect to the attempt of detecting long-term changes in mesopause parameters that may be an effect of anthropogenically induced climate variations.

Additionally the investigation of variations of a signal (oscillations of the zonal prevailing wind, for instance) appears to be possibly more promising than the examination of the signal itself, because the latter may be difficult to measure with sufficient accuracy.

We therefore will present estimates of planetary wave activity from the mesopause wind measurements at Collm, Germany. For this purpose, we interpret the measured oscillations of the daily wind data as the signal of planetary wave activity. It is true, one has to keep in mind that the wave parameters itself (wavenumber or phase speed, for instance) cannot be determined from point measurements and therefore strictly speaking only the term 'oscillations' could be used. However, as will be shown in the following, the accordance of our measurements with results from planetary wave estimation known from literature generally is good enough to establish a connection between the measured oscillations and planetary wave activity. Therefore we use the term 'waves' even if these are not really identified from our measurements.

In the following section the measurements will be described in detail. In section 3 a climatology of the planetary wave activity, taken from the years 1983 - 1994 will be presented. The interannual variability of planetary wave activity will be discussed in section 4.

2. Description of the Measurements

The wind field of the upper mesopause region is continually observed by daily D1 radio wind measurements in the LF range, using the ionospherically reflected sky wave of three commercial radio transmitters on 177, 225 and 270 kHz. The measurements are carried out according to the closely-spaced receiver technique. A modified form of the similar-fade method is used to interpret the wind measurements (Schminder and Kürschner, 1992, 1994; Schminder, 1995). The procedure is based on the estimation of time differences between corresponding fading extrema for three measuring points forming a right-angled triangle over the ground with small sides of 300 m in direction N and E, respectively. The individual pairs of time differences which allow the calculation of individual wind vectors are measured at a temporal resolution of 0.25 s.

The data are combined to half-hourly zonal and meridional mean wind values on each frequency, with a mean value being averaged over 30 - 60 data points. The 1- σ variation of the half-hourly mean is in the order of 20 ms⁻¹, caused by the real wind variations and depending on the resolution and number of the individual wind measurements. Including the results of the individual measurements on each of the three frequencies, combined with a weighting function based on an estimate of the "chaotic velocity" (Sprenger and Schminder, 1969; Schminder and Kürschner, 1992), mean values are calculated, referring to a reflection point at 52°N, 15°E. Since during the day the absorption of the sky wave is too large, the daily measuring period is in summer restricted to night and twilight, while in winter partly measurements are possible during the whole day. This results in a total of about 700 half hourly mean values per month in summer, and about 1200 in winter.

The reflection height is measured on 177 kHz using travel time differences between the ground wave and the sky wave. The differences are obtained using side-band phase comparisons of both wave components in the modulation frequency range near 1.8 kHz (Kürschner et al., 1987). The height resolution of an individual reflection height measurement is nearly 2 km. The half-hourly means consist of 600 individual values on an average. Essentially caused by the variability of reflection heights the 1- σ variation of the half-hourly mean is in the order of 3 km below 95 km and 5 km near 100 km altitude.

Since the measurements are inhomogeneously distributed in time and height, a direct estimation of the horizontal prevailing winds and the tidal components is not possible. There-

fore a multiple regression analysis is used to determine the daily prevailing wind as well as the tidal wind field components using the half-hourly mean values of the measured zonal and meridional wind components. The spectral selectivity of the separation of prevailing and tidal wind was improved through fitting the measured values for the two horizontal wind components as a vector, assuming clockwise circularly polarized tidal wind components (Kürschner, 1991). The model can be expressed by the following two equations:

$$v_z = a_z + b \sin(\omega t) + c \cos(\omega t), \quad (1a)$$

$$v_m = a_m + b \cos(\omega t) - c \sin(\omega t), \quad (1b)$$

where v_z and v_m are the horizontal wind components and $\omega = 2\pi/12\text{h}$ the angular frequency of the semidiurnal tide. The diurnal tidal components are not taken into account, because the daily, quasi-regularly distributed data gaps would lead to a large error. The coefficients a , b and c are determined by a least square fit of modelled and measured values. The wind field parameters are calculated using

$$v_{oz} = a_z, \quad v_{om} = a_m \quad (2)$$

for the zonal and meridional prevailing wind. The semidiurnal tidal amplitude (v_{2z}) and phase (T_{2z}) are defined as

$$v_{2z} = \sqrt{b^2 + c^2}, \quad (3)$$

$$T_{2z} = \frac{1}{\omega} \tan^{-1} \left\{ \frac{c}{b} \right\}. \quad (4)$$

The phase is defined as the time of the maximum eastward wind component.

Note that the reflection height, measured as described above, is not directly used in this kind of analysis. Since the total reflection measurements provide wind values only at one height (which is varying through the night) a direct estimation of wind profiles is not possible. However, if the measured half-hourly wind components of several days are taken together, a mean wind profile can be estimated using a modified form of Eq. 1 with height-dependent coefficients (e.g. Jacobi et al., 1996a, and references therein).

The reflection height ranges roughly between 75 and 105 km on a monthly average, but individual values can, especially in winter after midnight and under geomagnetically disturbed conditions, reach much higher values. Examples for 1983 to 1994 mean monthly mean reflection height values h are shown in Fig. 1. From this it can be seen that after sunrise the reflection height decreases rapidly. This is due to the ionisation in the D-region below the mesopause and, since the absorption during the day is large, partially no measurements are possible then. In the late afternoon h slowly rises to its nighttime values. Additionally, in winter after midnight very high values of h are reached as a result of the split of the reflected sky wave into the ordinary and the extraordinary component. In consequence of the diurnal height variations we cannot use all of the half-hourly measurements for the regression analysis after Eq. 1, since especially in summer large gradients of the prevailing wind would influence the results of the analysis due to apparent wind variations while the reflection height changes. Therefore we will restrict ourselves to the inclusion of only those times, when the mean monthly mean reflection height has values that are sufficiently close to the mean nighttime value of about 95 km. In Table 1 the respective time intervals, from which the data are taken, are listed for each month.

Using only these intervals it is possible to reduce the error due to height variations. However, it has to be kept in mind, that especially during high geomagnetic activity the reflection height may strongly vary. Thus, since geomagnetic and solar activity are correlated and the latter exhibits an 11-year cycle, long-term trend analyses may be influenced by this effect and especially estimates of possible solar cycle dependencies of planetary wave activity have to be interpreted with care.

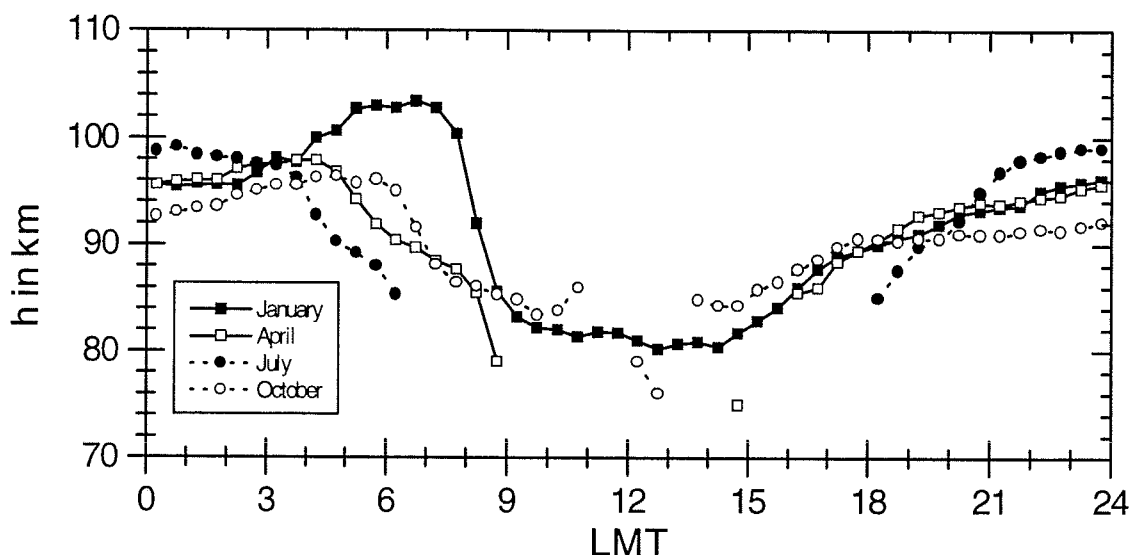


Fig. 1: 12-year mean monthly mean reflection height, taken from Collm measurements during 1983 - 1994, for 4 months.

Month	Begin (LMT)	End (LMT)	Month	Begin (LMT)	End (LMT)	Month	Begin (LMT)	End (LMT)
January	17	7	May	20	5	September	19	5
February	18	7	June	20	5	October	18	6
March	18	7	July	21	4	November	18	6
April	19	6	August	20	5	December	17	7

Tab. 1: Intervals, from which data are taken for the regression analysis after Eq. 1.

3. Planetary Wave Activity Climatology

As it was already mentioned in the introduction, care has to be taken if any oscillation of the respective appropriate time scale will be interpreted as a planetary wave. Especially in spring and autumn the wind field transitions may appear very fast, so that in a spectral decomposition additional energy may emerge in the period range of the planetary waves (Jacobi et al., 1996b). Additionally, some interdiurnal variability is to be expected due to the uncertainties of the measurement and data analysis described in section 2. Furthermore, from single point measurements one is not able to estimate the wave parameters, as wavelength or phase speed. Nevertheless, as the subsequent results will show, we are able to give a climatology of oscillations at the time scales related to planetary waves and since it does not contradict results given in literature, these results may thoroughly be interpreted as estimates for planetary wave activity, especially if long-term means are regarded.

In Figure 2 the running spectra of the zonal (upper panel) and meridional (lower panel) prevailing wind are shown. They are calculated using sliding data windows with a width of 32

days. The results were attached to the middle of the data window. The windows were shifted by a step of one day, thus a total of 365 spectra per year was calculated. Monthly means of these were calculated and combined to 12-year means shown in Figure 2.

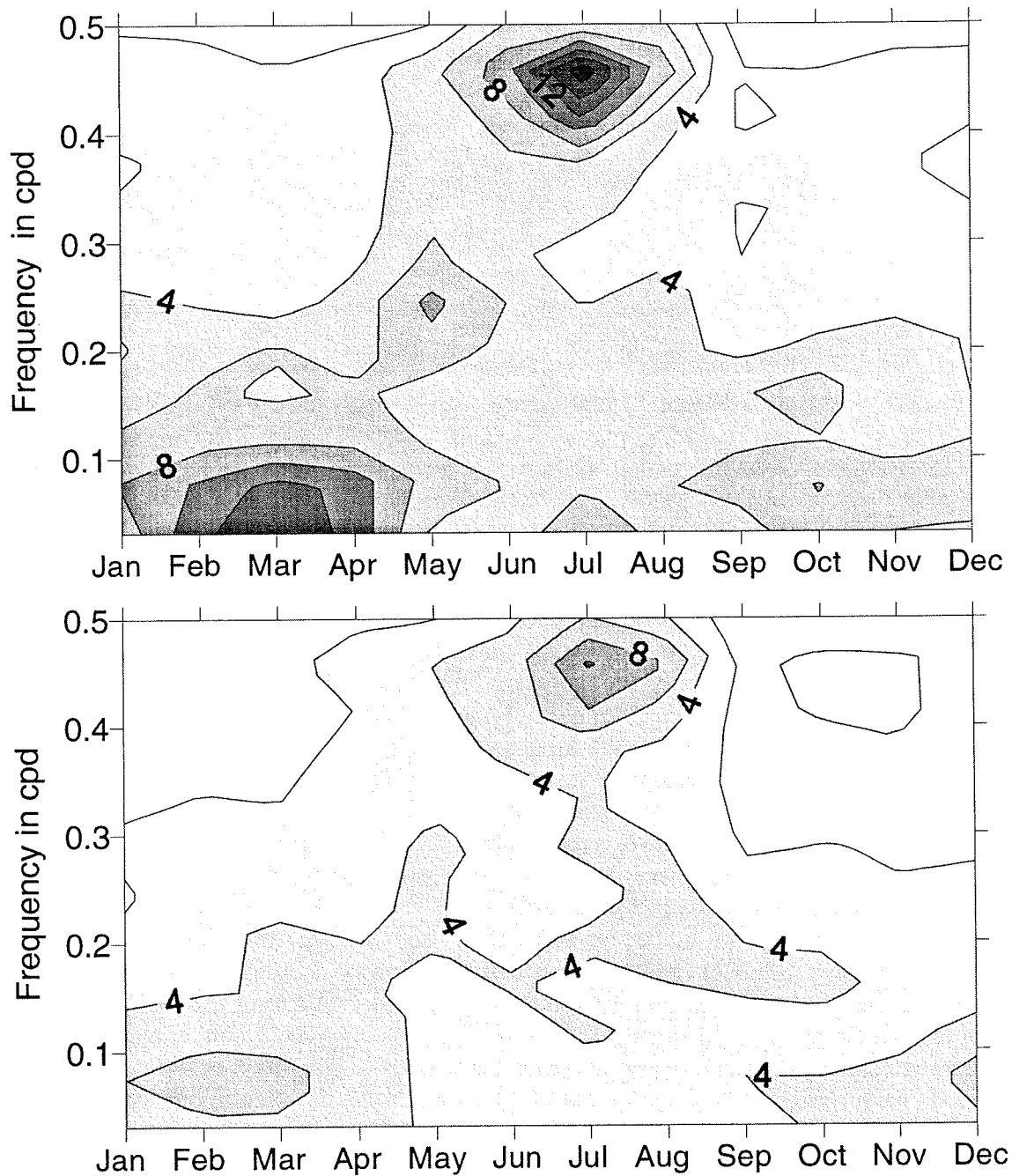


Fig. 2: 1983 - 1994 mean monthly mean running spectral density, given in $m^2 s^{-2} day$ for the zonal component (upper panel) and the meridional component (lower panel), taken from the daily prevailing wind analyses of the Collm measurements. For further explanation see text.

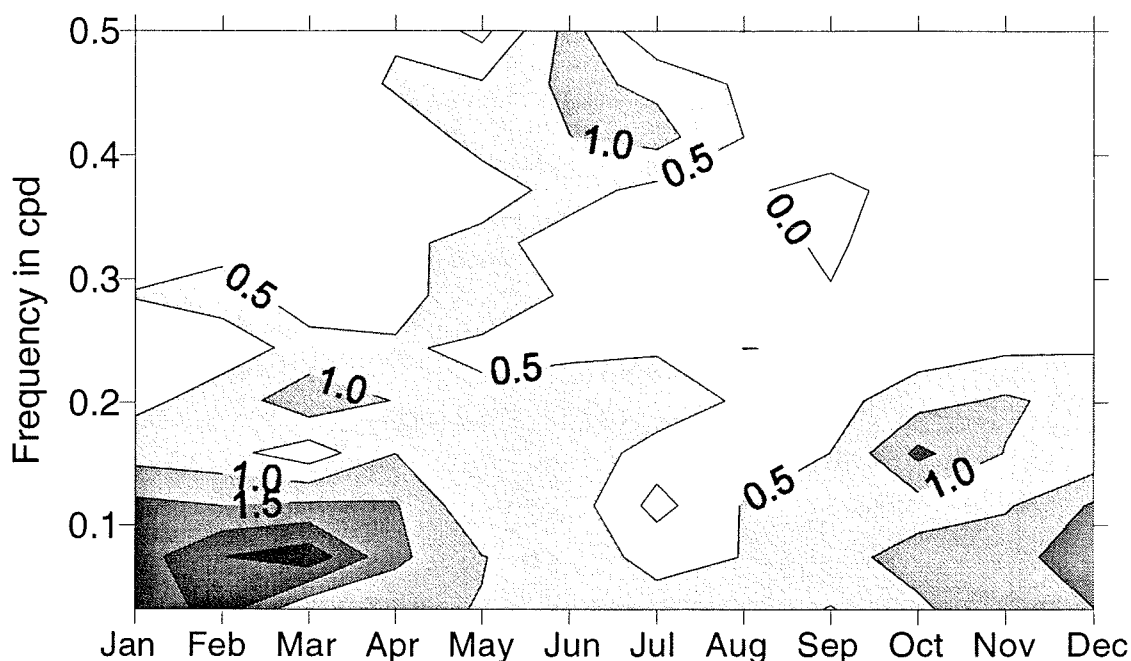


Fig. 3: Mean monthly mean cospectrum, given in $m^2 s^{-2} day$, of the zonal and meridional component, calculated from the daily prevailing wind analyses of the Collm measurements.

Figure 2 exhibits some interesting features. Firstly, many of the well known planetary wave frequencies, as they frequently are mentioned in literature, can be seen within the spectra. The long-period waves, with frequencies of 0.1 cpd and less (which may be interpreted as the 10- or 16-day wave), have their maximum in late winter, especially in March, although during the whole year oscillations at that frequency range are found. This corresponds, for instance, with the results of Manson et al. (1981). On the other hand, Williams and Avery (1992), for example, have found maximum amplitudes of the 16-day wave in summer, which cannot be approved here. Secondly, a less prominent maximum is found in May at a frequency of about 0.25 cpd or a period of 4 days, respectively. This maximum is less marked within the meridional component, but in the lower panel large values can be seen at a frequency of about 0.2 cpd (a period of 5 days) more or less during the whole summer and with maxima in spring and late summer. And thirdly, a very strong quasi 2-day wave signal is found in summer. Since the data interval upon that the analysis is based on is one day, due to aliasing the maximum energy is shifted towards lower frequencies (about 0.45 cpd or 2.2 days, respectively), while regression analyses using the half-hourly means have shown that during the maximum of the wave events in the respective years the period is well below 48 hours (Jacobi et al., 1996c).

The shift of the maximum wave activity from periods of roughly 5 or 4 days to shorter-term periods from spring to summer, which is best visible in the zonal component might give a hint to the mechanism responsible for their existence. Plumb (1983) and Pfister (1985) have proposed baroclinic instability at the summer easterly mesospheric jet as a mechanism for the quasi 2-day and other planetary waves of periods up to a few days. Plumb (1983) showed that the period of the fastest growing waves is dependent on the shear, so that the shortest periods are found while the shear is at its largest values. This is found in June and July (e.g. Jacobi et al., 1996a), while in May and August the shear is still large, but not that strong than it is around solstice. This would, required the mechanism of baroclinic instability really works, explain the shift from longer to shorter periods. On the other hand, from Figure 2 it can be seen that there appears a sort of 'gap' in the spectrum around a period of 3 days (0.3 - 0.4 cpd). This may be a hint that the 5-day oscillations are due to a completely different mode and above

all different mechanism of generation than the 2-day wave. In fact generally the 5-day wave is attached to the first symmetric mode of zonal wavenumber 1 and is often assumed to be generated at lower levels. Since this wave has a very large phase velocity, it may propagate into the mesopause even in summer (Williams and Avery, 1992), although numerical investigations showed that the strong shear around solstice should nevertheless lead to a reduction of the amplitudes near the mesopause then (Grollmann, 1992). This would also fit to the results in Figure 2.

Figure 3 shows the mean monthly mean cospectrum. It exhibits remarkable differences between the behaviour of the shorter period (about 2 days) waves in summer and the longer period waves. Since the phase difference of the horizontal components of the quasi 2-day wave roughly covers a range between phase and quadrature (Harris, 1994; Jacobi et al., 1996c), its cospectrum should be small when compared with the very strong signal of the energy spectrum in Figure 2. This is in fact to be seen in Figure 3. Compared to this, the cospectrum at lower frequencies in late winter is large, and this means that the long-period planetary waves in winter are mostly in phase.

The different annual course of waves of different periods is shown in a more concentrated manner in Figure 4. Here the 12-year mean monthly mean standard deviation of the running 32-day data series is shown, after a Lanczos band pass filter with 100 weights has been applied to the original time series. The respective data windows are given in the legend of Figure 4. The two panels of Figure 4 show the zonal (left panel) and meridional (right panel) component. The uppermost curve shows the standard deviation including all wave activity at time scales between 2 and 18 days. The other four curves show the standard deviation at time scales that can roughly be attached to the 2-, 5-, 10- and 16-day wave, even if the period range of the first one is certainly too large and shifted to longer periods. Nevertheless, the annual and interannual variations correspond to those known from literature. Thus, subsequently we will refer to the oscillations of periods within the respective windows as these waves, although we have to keep in mind that the attachment is not proven from this dataset.

The most prominent feature is the appearance of large values of σ in summer, which are due to the quasi 2-day wave. This also shows, that the quasi 2-day wave is on the whole the strongest signal in the planetary wave time scale range. Compared with this signal the variability in winter due to planetary wave activity is much smaller. The 10- and 16-day wave activity shows its maximum in late winter, but the mean annual variability is slightly smaller than the one of the 2-day wave. While the ratio of maximum to minimum value of the zonal component is 2.1 for the quasi 2-day wave, it is 1.6 for the 10-day and 1.8 for the 16-day wave. Figure 4 shows that these waves may appear throughout the whole year, although the propagation into the mesopause region is facilitated in winter due to the mesospheric westerlies. The minimum of wave activity is found in September. However, this is an effect due to the small activity of shorter-period (above all 4 days and less) waves, which can also be seen in Figure 2. The spectral density of the 10- and 16-day wave in September is not smaller than during the summer. However, the background mean wind field in September is partially more variable than during the summer, since in many years during that month the transition of the zonal mean wind field from summer (westerly winds at the mesopause, and easterlies below) to autumn (an extension of the thermospheric easterlies reaches down to the mesopause) conditions occurs. This is a very rapid phenomenon, and so it may be reflected in the spectra.

The 5-day wave seen in Figure 4 acts in a more complicated manner. The zonal component shows a maximum in May and partially enhanced values in summer. The meridional component, however, has its maximum in August. But generally the feature already shown in Figure 2 is reproduced: The 5-day wave exhibits maxima in May and August due to the propagation conditions influenced by the wind shear.

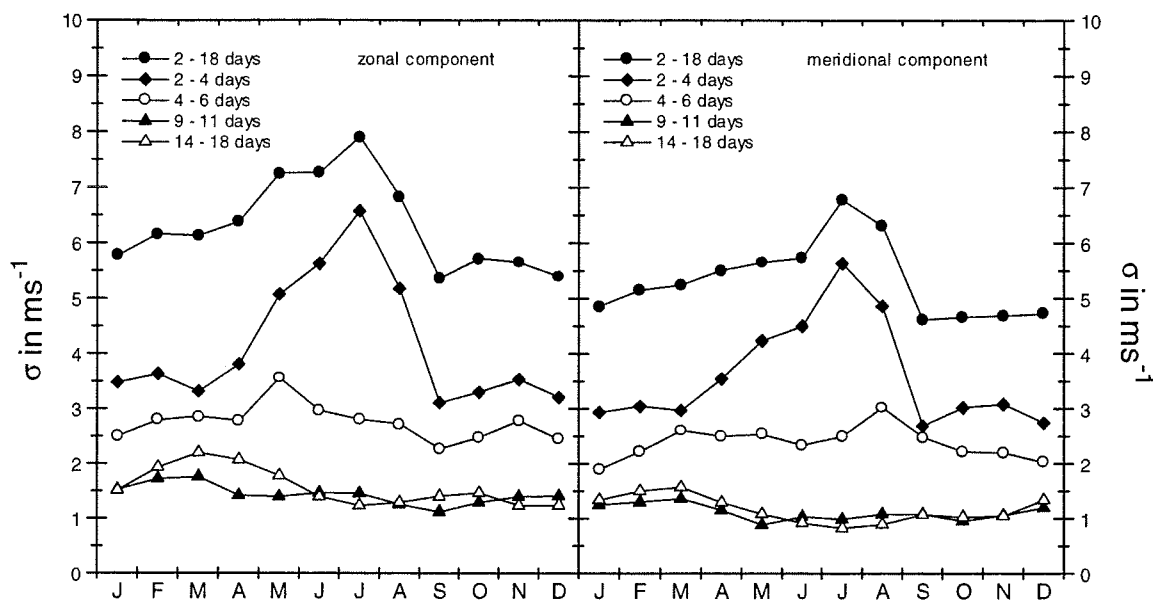


Fig. 4: Mean monthly mean standard deviation σ obtained from 32-day windows of daily zonal (left panel) and meridional (right panel) wind data measured at Collm. A Lanczos filter is applied to the original data series, the respective windows are given in the legend.

4. Interannual Variability

Mean values over several years, as they have been shown in the previous section, may partially be misleading or the averaging procedure may overlay some patterns of interannual variability that may only on an average lead to the regular patterns that are given in Figure 2, for instance. Therefore the monthly mean standard deviation σ , calculated using a Lanczos filter with the different filter windows already introduced in the previous section will now be shown in Figures 5 - 8. These show the annual course of σ in the years 1983 - 1994 for the zonal (in the respective upper panel) and meridional (in the respective lower panel) component. The most striking result from these figures is, that generally the wave activity is highly variable from year to year. However, some more regular patterns can also be found.

The 2-day wave in Figure 5 exhibits their maxima very regularly in July, but nevertheless an interannual variability is seen, such that, for example, in the 1990s the zonal wave activity appears to be enhanced. Jacobi et al. (1996c) has proposed a solar cycle dependence of the quasi two-day wave due to a solar influence on the mean mesospheric zonal wind and a correlation between background zonal wind and quasi 2-day wave activity. Unfortunately, since the years of high solar activity were roughly those from 1988 to 1992 and are therefore more frequent in the second half of the time interval considered, it is not possible to clearly distinguish between a solar cycle dependence or a simple increase of planetary wave activity with time. The meridional component does not show neither a marked trend nor a solar cycle dependence, although its interannual variability is large.

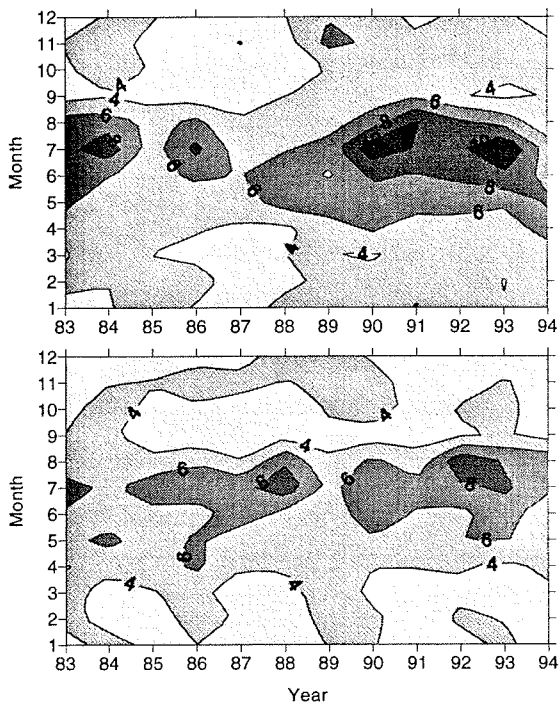


Fig. 5: Standard deviation σ in ms^{-1} , obtained from daily zonal (upper panel) and meridional (lower panel) wind values at Collm. A Lanczos bandpass filter with a 2 - 4 day data window has been applied.

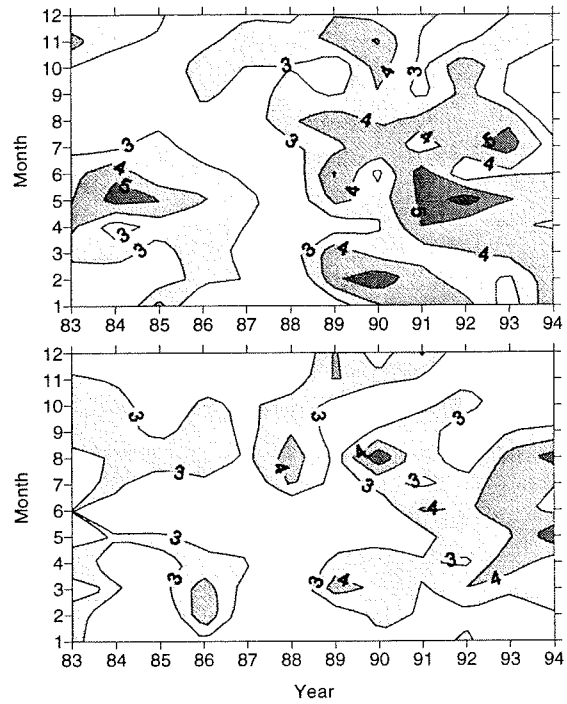


Fig. 6: As Figure 5, but using a 4 - 6 day data window.

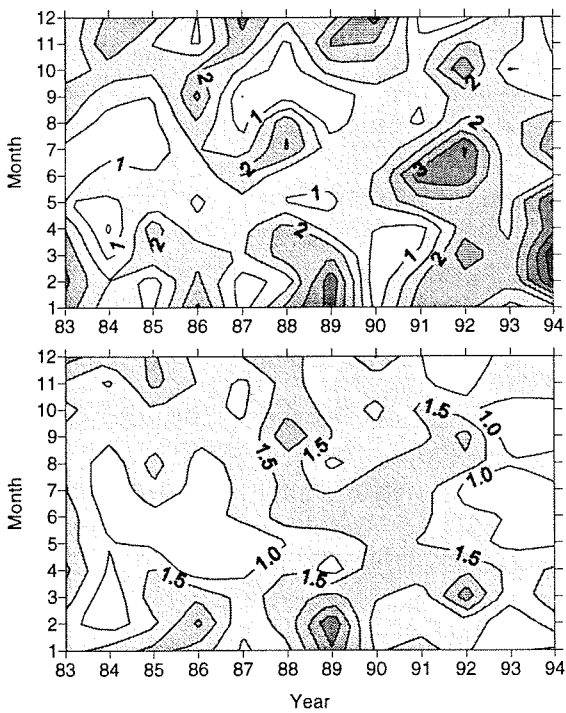


Fig. 7: As Figure 5, but using a 9 - 11 day data window.

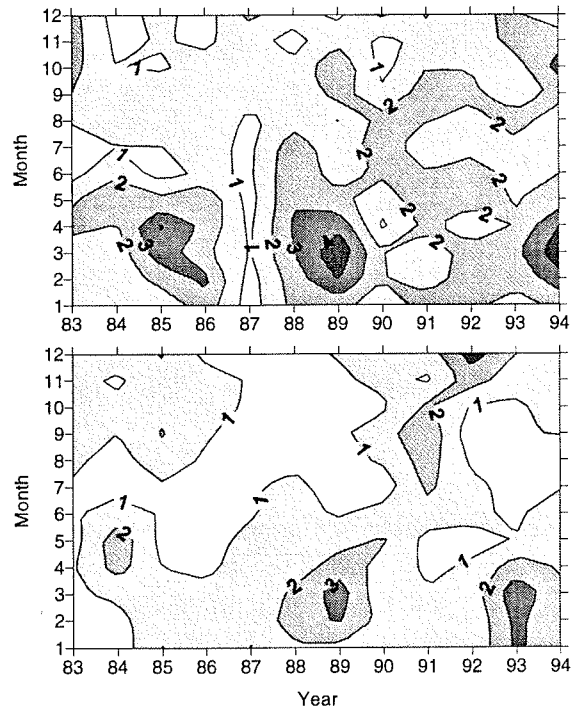


Fig. 8: As Figure 5, but using a 14 - 18 day data window.

The 5-day wave also shows an increase during the 12 years regarded. This is seen in both horizontal components. However, the appearance of large oscillations in this period range is more intermittent and not very regular. While in general large values of σ are found in May (for example within the zonal component in the years 1984, 1985 and since 1991) or August (above all within the meridional component), in some years large values also are found in July (1993) or in winter (1990). The latter may be an artifact due to the enhanced variability of the reflection height during solar maximum, but on the other hand Jacobi et al. (1996c) showed from an analysis that included reflection height variations and that therefore avoided possible errors due to these, that at least regarding the quasi 2-day wave just during 1990 partially strong interdiurnal variations were found in winter.

The 10-day wave (Figure 7) exhibits an even more irregular pattern. The wave appears partially in winter, but in some years, at least if the zonal component is regarded, it is also found around solstice. Grollmann (1992) found from numerical simulations, that the 10-day wave can propagate also into the summer hemisphere due to their relatively large phase velocity. But as the maximum amplitude of the 10-day wave generally is situated well below the mesopause the more rare 10-day wave events in the summer mesopause may be due to special propagation conditions that are not generally given.

The 16-day wave (Figure 8), again exhibits a more regular pattern. With very few exceptions, large values of σ are only found in late winter. However, the interannual variability is very large, for example in 1987 the wave was more or less totally absent. What is more, in 1984 and 1985 it appears that the wave is mainly present in the zonal component only, while, for example, in 1989 both components are large.

In Figure 9, the interannual variability of the mean annual standard deviation is shown with the same filter windows applied to the original time series than it was done to calculate the results in Figures 5 - 8. The overall standard deviation, including every oscillation with periods between 2 and 18 days, is also added. Since the respective windows are of different width when regarded in frequency space, a presentation of absolute values would not be useful. Therefore the data are normalised by their respective 12-year means. In the figure the respective trend coefficients Δ are added in the legend. A t-test was applied to the respective trend analyses. If the trend is statistically significant at least at the 5%-level, this is noted in the legend.

The most striking feature is the significant increase of planetary wave activity, if the zonal component is regarded. This is in excellent accordance with the results of Bittner et al. (1996), who found a strong increase in planetary wave activity from OH* near infrared emission upper mesosphere temperature data. Laštovicka et al. (1994) partially found positive trends in planetary wave activity from radio wave absorption data and pointed out, that these were of non-solar origin.

Regarding the 16-day wave, the trend is not significant due to the large interannual variability, but the order (about 3% per year) is the same than the one for the other period ranges. The meridional component does not exhibit such an uniform picture. Most of the curves show a slightly positive trend that in the case of the 5- and 16-day wave is also statistically significant. But in the 10-day period range the meridional activity decreases slightly. This is certainly due to the large interannual variability that can be seen in Figure 7.

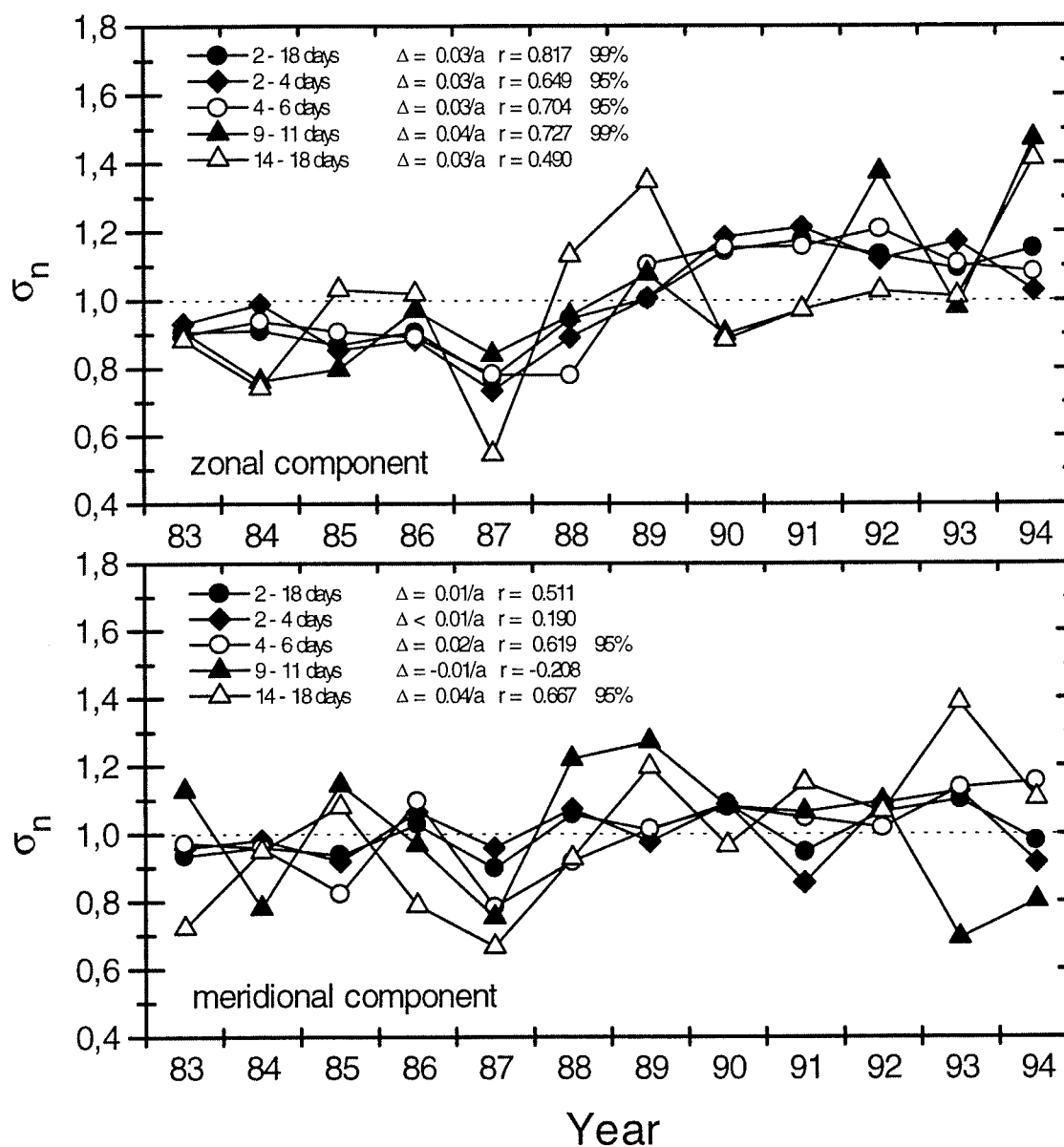


Fig. 9: Annual mean normalised standard deviation σ_n . The data are taken from the daily zonal (upper panel) and meridional (lower panel) Collm mesopause prevailing wind data. A Lanczos filter with the windows given in the respective legends was applied to the original time series.

5. Conclusions

Planetary wave activity in the mesopause over Central Europe has been investigated by means of spectral analysis of daily measurements of the prevailing wind at Collm, Germany. The main results may be summarised as follows:

- The strongest signal in the period range between 2 and 18 days is due to the quasi 2-day wave in the summer mesopause. This is also the most regular feature in the frequency range regarded here.
- While the phase difference between the horizontal components of the oscillations ranges between 60° and 90° for the quasi 2-day wave, the zonal and meridional components of the longer-period waves are mostly in phase. Therefore the cospectra in the frequency range of

the quasi 10- and quasi 16-day wave are more marked than at the shorter periods belonging to the quasi 2-day wave. Generally, the meridional components of the oscillations are less strong than the zonal ones.

- Planetary wave activity exhibits a strong interannual variability. Oscillations may appear both in summer and winter. However, a 5-day wave signal is preferably found in spring, while the 10- and 16-day waves are more frequently found in winter than in summer.
- The planetary wave activity has significantly increased during the regarded period from 1983 to 1994. This is in correspondence with literature results, but since the time series still are not long enough to clearly distinguish between long-term trends and possible solar influenced variations, further research is still needed.

With respect to the uncertainty, to what extent the measured wind oscillations really are to be interpreted as waves, in future combined analyses of simultaneous measurements should be carried out.

Acknowledgements

This research was supported by the “Deutsche Forschungsgemeinschaft” (German Science Foundation) under contract Schm 981/2-1.

References

- Bittner, M., Offermann, D., Graef, H.H., and Donner, M., 1996: Wavelet analysis of upper mesosphere temperature variations, *Adv. Space Res.*, submitted.
- Forbes, J.M., Hagan, M.E., Miyahara, S., Vial, F., Manson, A.H., Meek, C.E., and Portnyagin, Yu.I., 1995: Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.* **100**, 9149 - 9163.
- Grollmann, Th., 1992: Wechselwirkung freier Moden, Gezeiten und Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre, *Mitt. Inst. f. Geophys. u. Meteorol. d. Univ. Köln* **84**, 141 p.
- Harris, T.J., 1994: A long-term study of the quasi-two-day wave in the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 569 - 579.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1996a: Long-period ground-based measurements of upper mesopause winds over Central Europe, *Ann. Geophysicae*, submitted.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1996b: D1 LF Wind Measurements in Autumn and Early Winter 1994 at Collm, Germany, *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT*, Leipzig, this issue.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., and Kürschner, D., 1996c: The quasi two-day wave as seen from D1 LF wind measurements over Central Europe (52°N, 15°E) at Collm, *J. Atmos. Terr. Phys.*, accepted.
- Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen, *Z. Meteorol.* **41**, 262 - 266.
- Kürschner, D., Schminder, R., Singer, W., and Bremer, J., 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.
- Laštovicka, J., Fišer, V., and Pancheva, D., 1994: Long-term trends in planetary wave activity (2-15 days) at 80-100 km inferred from radio wave absorption, *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 893 - 899.

- Manson, A.H., Gregory, J.R., and Meek, C.E., 1981: Atmospheric waves (≈ 10 min - 30 days) in the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon (52°N , 107°W), October 1978 - September 1979, *Planet. Space Sci.* **29**, 615 - 625.
- Pfister, L., 1985: Baroclinic instability of easterly jets with application to the summer mesosphere, *J. Atmos. Sci.* **42**, 313 - 330.
- Plumb, R.A., 1983: Baroclinic instability of the summer mesosphere: A mechanism for the quasi-two-day-wave? *J. Atmos. Sci.* **40**, 262 - 270.
- Salby M.L., 1981a: Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part I: Simple fields. *J. Atmos. Sci.* **38**, 1803 - 1826.
- Salby M.L., 1981b: Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part II: Equinox and solstice conditions. *J. Atmos. Sci.* **38**, 1827 - 1840.
- Salby, M.L., and R.G. Roper, 1980: Long-period oscillations in the meteor region. *J. Atmos. Sci.* **37**, 237 - 244.
- Schminder, R., 1995: Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm. In: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig, *Wiss. Mitt. des LIM und des IFT*, Leipzig **1**, 1 - 21.
- Schminder, R., and Kürschner, D., 1992: Höhen-Zeit-Schnitte der Windfelder (Grund- und Gezeitenwind) zwischen 85 und 105 km Höhe über Mitteleuropa für 1990 aus funktchnischen D1-Windmessungen am Observatorium Collm, *Kleinheubacher Berichte* **35**, 137 - 145.
- Schminder, R., and Kürschner, D., 1994: Permanent monitoring of the upper mesosphere and lower thermosphere wind fields (prevailing and semidiurnal tidal components) obtained from LF D1 measurements in 1991 at the Collm Geophysical Observatory, *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1263 - 1269.
- Sprenger, K., and Schminder, R., 1969: On some relationships between the correlation analysis and similar-fade analysis results of drift measurements in the lower ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.* **31**, 1085 - 1098.
- Williams, C.R., and Avery, S.K., 1992: Analysis of long-period waves using the mesosphere-stratosphere-troposphere radar at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.* **97**, 855 - 861.

Addresses of Authors:

Ch. Jacobi, R. Schminder, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3,
D-04103 Leipzig

D. Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Universität Leipzig, Observatorium Collm,
D-04758 Collm

D1 LF Wind Measurements in Autumn and Early Winter 1994 at Collm, Germany

(Presentation at the CRISTA/MAHRSI Workshop, May 30/31, 1996, Wuppertal)

Ch. Jacobi, R. Schminder, D. Kürschner

Summary:

Results of total reflection mesopause wind measurements, carried out at the Collm Observatory of the University of Leipzig in 1994 are presented with special regard to the CRISTA period in November 1994. Height-time cross-sections of the prevailing wind and the semidiurnal tidal amplitude and phase show the variation of these parameters during the course of the year. In autumn and early winter oscillations of the prevailing wind with a period of about 2 - 3 weeks are found. They are partly due to an overshooting of the parameters while the circulation adjusts to its winter conditions. A comparison of the zonal prevailing wind in 1994 with the values measured since 1982 shows a solar cycle dependence.

Zusammenfassung:

Ergebnisse von Windmessungen in der Mesopausenregion mit Hilfe der Reflexion von Funkwellen, die am Observatorium Collm der Universität Leipzig durchgeführt wurden, werden vorgestellt, wobei besonderes Gewicht auf die Zeit der CRISTA-Satellitenmission im November 1994 gelegt wird. Höhen-Zeit-Schnitte des Grundwindes und der Amplitude des halbtägigen Gezeitenwindes zeigen die Änderung dieser Parameter im Lauf des Jahres. Im Herbst und frühen Winter werden Oszillationen mit Perioden von 2 - 3 Wochen festgestellt. Diese sind zu Teil durch ein Überschießen bedingt, daß mit der Anpassung an die Winterbedingungen zusammenhängt. Ein Vergleich des zonalen Grundwindes 1994 mit des Werten aus anderen Jahren gibt Hinweise auf eine Abhängigkeit von der solaren Aktivität.

1. Introduction

Since 1982, continuous wind and reflection height measurements in the upper mesopause region have been carried out using low frequency (LF) radio transmitters at the Collm Observatory of the University of Leipzig (e.g. Schminder and Kürschner, 1984; Schminder, 1995). These measurements provided monthly mean profiles of the prevailing and the semidiurnal tidal wind at heights between about 85 and 105 km. In addition, daily values of the wind parameters can be obtained, but without exact height resolution, so that these measurements are attached to a height level of about 95 km, which is the mean nighttime reflection height of low frequency radio waves. Since these measurements are carried out daily and with high reliability, they can be used for monitoring mesopause winds for example in comparison with other systems or to provide background measurements for special experiments. Here the wind data measured at Collm during the CRISTA (Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere-Shuttle Pallet Satellite) satellite campaign in November 1994 (see Offermann and Conway, 1995; Offermann and Grossmann, 1996) are shown in relation to their variability during the course of the year and also to their interannual variability.

2. Description of Measurements and Data Analysis

The wind field of the upper mesopause region is continually observed by daily D1 radio wind measurements in the LF range, using the ionospherically reflected sky wave of three commer-

cial radio transmitters on 177, 225 and 270 kHz. The measurements are carried out according to the closely-spaced receiver technique. A modified form of the similar-fade method is used to interpret the wind measurements (Schminder and Kürschner, 1992, 1994; Schminder, 1995). The data are combined to half-hourly mean values on each frequency and from these mean values are calculated, referring to a reflection point at 52°N, 15°E. Since during the day the absorption of the sky wave is too large, the daily measuring period is restricted to night and twilight.

The reflection height is measured on 177 kHz using travel time differences between the ground wave and the sky wave. The differences are obtained using side-band phase comparisons of both wave components in the frequency range near 1.8 kHz (Kürschner et al., 1987).

A multiple regression analysis with height-dependent coefficients is used to determine the half-monthly and monthly prevailing wind, as well as the tidal wind field components using the half-hourly mean values of the measured zonal and meridional wind components. The spectral selectivity of the separation of prevailing and tidal wind was improved through fitting the measured values for the two horizontal wind components as a vector, assuming clockwise circularly polarized tidal wind components (Kürschner, 1991). The height profiles range roughly between 85 and 105 km, depending on the height distribution of the individual half-hourly means which varies through the year. Therefore, especially in summer, measurements can only be taken over a smaller height range.

For further investigations, also daily harmonic analyses can be performed, but in this case the height dependence cannot be taken into account. Data of these type of analyses are used, for example, to complete yearly descriptions of the atmospheric processes in the respective winter (e.g. Naujokat et al., 1995).

3. The Wind Field During the CRISTA Campaign in Relation to its Variability in 1994

In Figure 1 cross-sections of the prevailing wind and the semidiurnal tidal amplitude and phase are shown for the height region of 85 to 102.5 km. Similar representations for mean values from 1982 - 1994 are given in Jacobi et al. (1996). A comparison of their results with Figure 1 shows, that the characteristic annual variations are qualitatively very regular, and only few deviations from the long-term mean are found in 1994. These are concerning above all the meridional prevailing wind, where the transition from the lower thermospheric easterlies to the mesopause westerlies in January and February 1994 is found at comparatively low heights.

The term of the CRISTA campaign is marked in Figure 1. The profiles during this period are given in Figure 2. The gradients of the zonal (v_{oz}) and meridional (v_{om}) component of the prevailing wind are both negative in the lower region; the meridional wind is negative (i.e. directed from the east) at heights above 90 km. The amplitude of the semidiurnal tide is small in the lower levels but rises strongly with height. This is typical for November. The zonal phase has taken up its winter position with a very pronounced vertical gradient. It results in a vertical wavelength of about 40 km below 90 km height, but above 90 km it is more than twice that large.

The determination of the diurnal tidal amplitude and phase is more difficult from the measurements, since the daily data gaps lead to a larger error than the one of the semidiurnal tidal parameters. Therefore the diurnal tide is only calculated for a height of 95 km, where the maximum density of measured half-hourly means is found. During the CRISTA campaign the amplitude amounts to 8 ms^{-1} , the phase is found at 14.7 LMT.

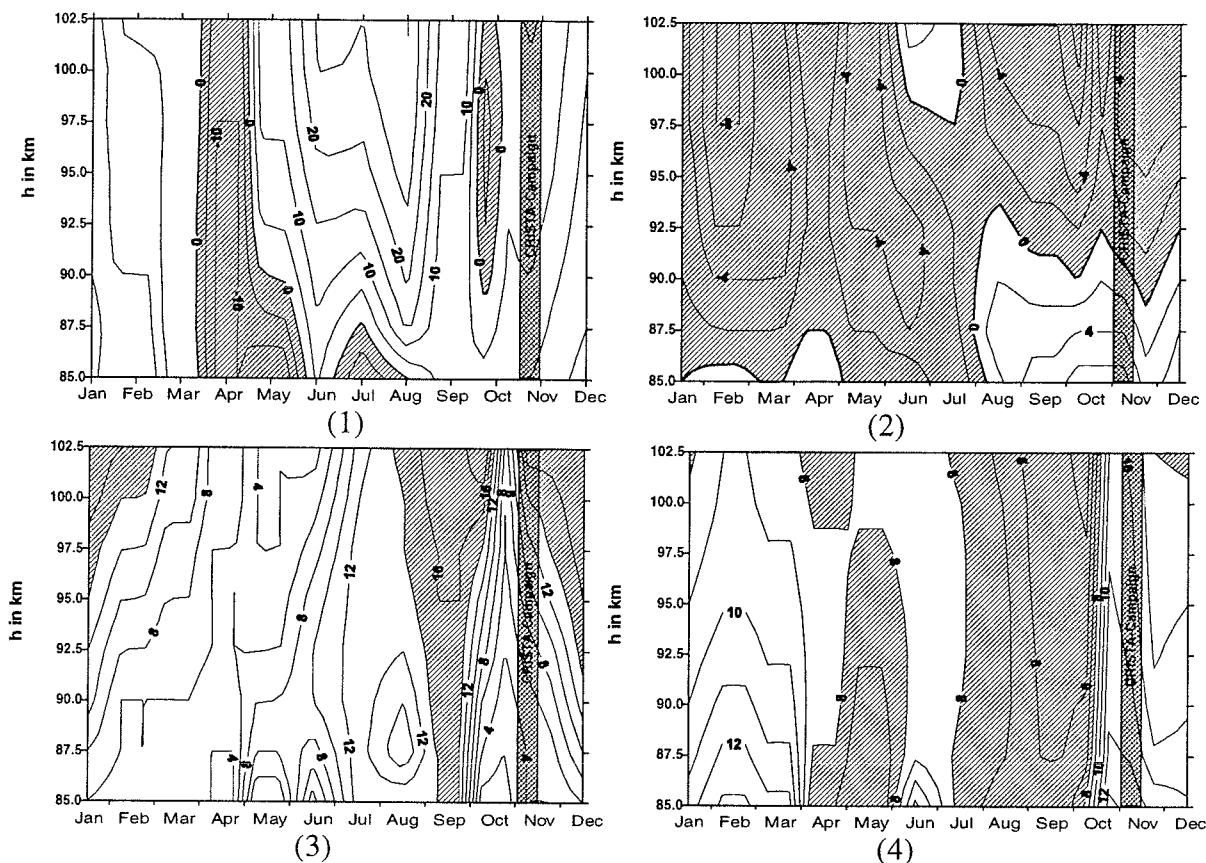


Fig. 1: Height-time cross-sections in 1994 of mesopause wind parameters. 1: Zonal prevailing wind. 2: meridional prevailing wind. 3: Semidiurnal tidal amplitude. 4: Zonal semidiurnal phase, given in LMT. The other parameters are given in ms^{-1} . The period of the CRISTA campaign is shaded.

4. The Variability of the Wind Field in Autumn and Early Winter 1994

The variability of the wind field in autumn and early winter 1994 is shown in Figure 3. Here time series of the daily analysis, referring to a height of about 95 km are depicted, together with their low-pass filtered values (Lanczos Filter, 30 weights, cut-off period 15 days). The CRISTA campaign is indicated by the dotted vertical lines. The days are counted beginning with October 1. In October the autumn transition with negative zonal prevailing winds and small semidiurnal amplitudes v_{2z} takes place. During that time the phase T_{2z} shifts to later times up to 18 LMT. Note that this time is depicted as 6 LMT, and the filtered values taken from these data show a variation to earlier phase positions that did not appear. After October 20, the winter conditions are reached, but there was a sort of overshooting with particularly strong winds both to be seen within the zonal and the meridional component. During the CRISTA campaign this overshooting was completed, and normal winter conditions were found. Later, in early December, again particularly strong westerly winds are found. These are connected with a very strong polar stratospheric vortex (see Naujokat et al., 1995). At the end of December an upper stratospheric warming occurred, and the zonal prevailing wind at mesopause heights became weaker again.

Especially from the time series of the zonal prevailing wind and the zonal semidiurnal amplitude an oscillation with a period of about 2 weeks can be inferred. The energy spectra of the components of the prevailing wind, given in Figure 4, show these variations clearly. The spectrum of the zonal components shows two peaks near 13 and 23 days, while the spectrum of the meridional components exhibits only one peak near 18 days. However, it is doubtful whether

these variations are due to a propagating wave as the quasi 16-day wave (e.g. Forbes et al., 1995), since most of the variance influencing the spectrum is due to the overshooting of the wind field after the autumn transition and the effect during the period of the very cold stratospheric vortex. During the other days (from day 63 to day 90) this oscillation is much weaker, as it can be seen from Figure 3. The meridional prevailing wind exhibits no oscillation in the regarded period range at all. An additional peak is found within the spectrum of the zonal prevailing wind, belonging to a period of 7 days. This variation, however, is not found within the spectrum of the meridional component.

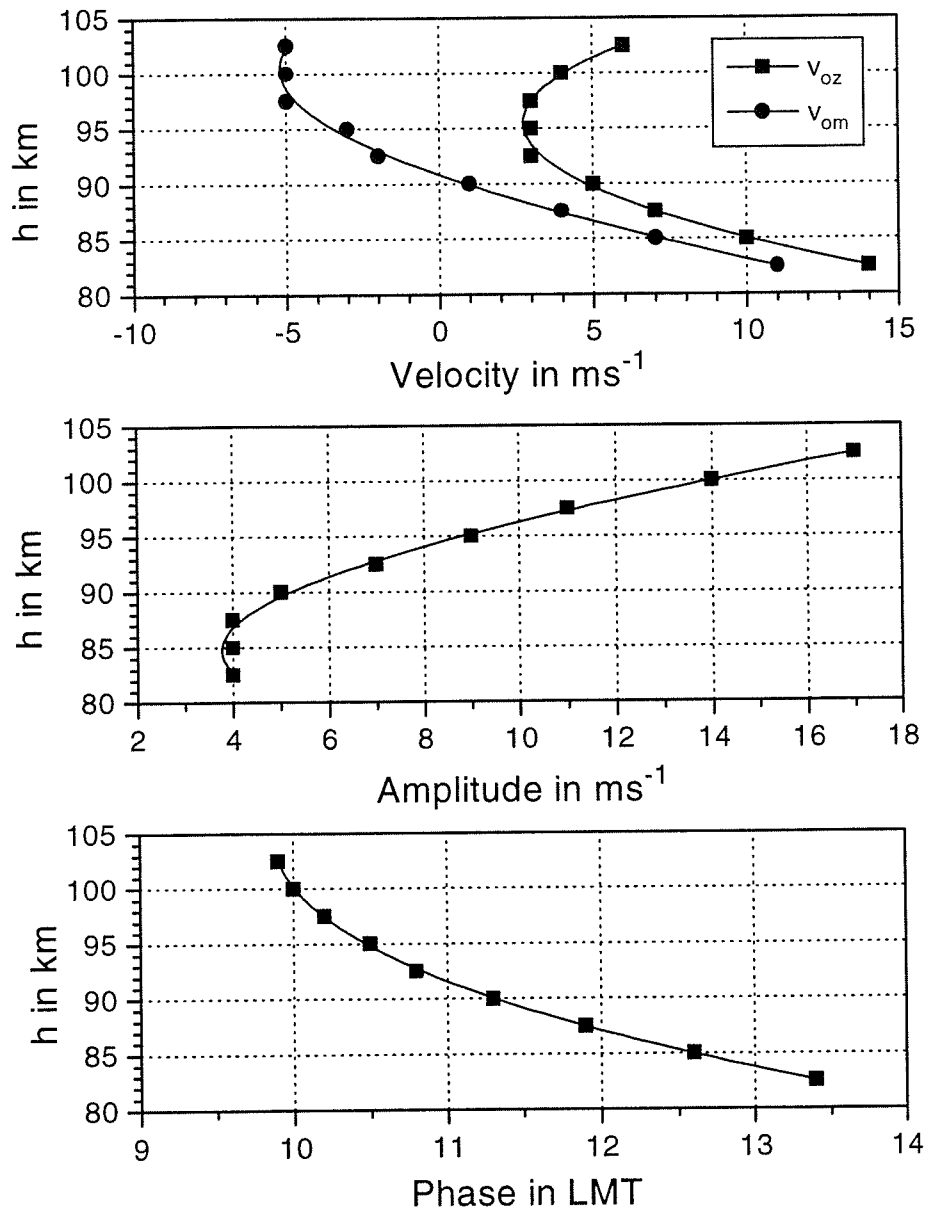


Fig. 2: Profiles of mesopause wind parameters, measured at Collm during the CRISTA satellite campaign 2.-14.11.1994.

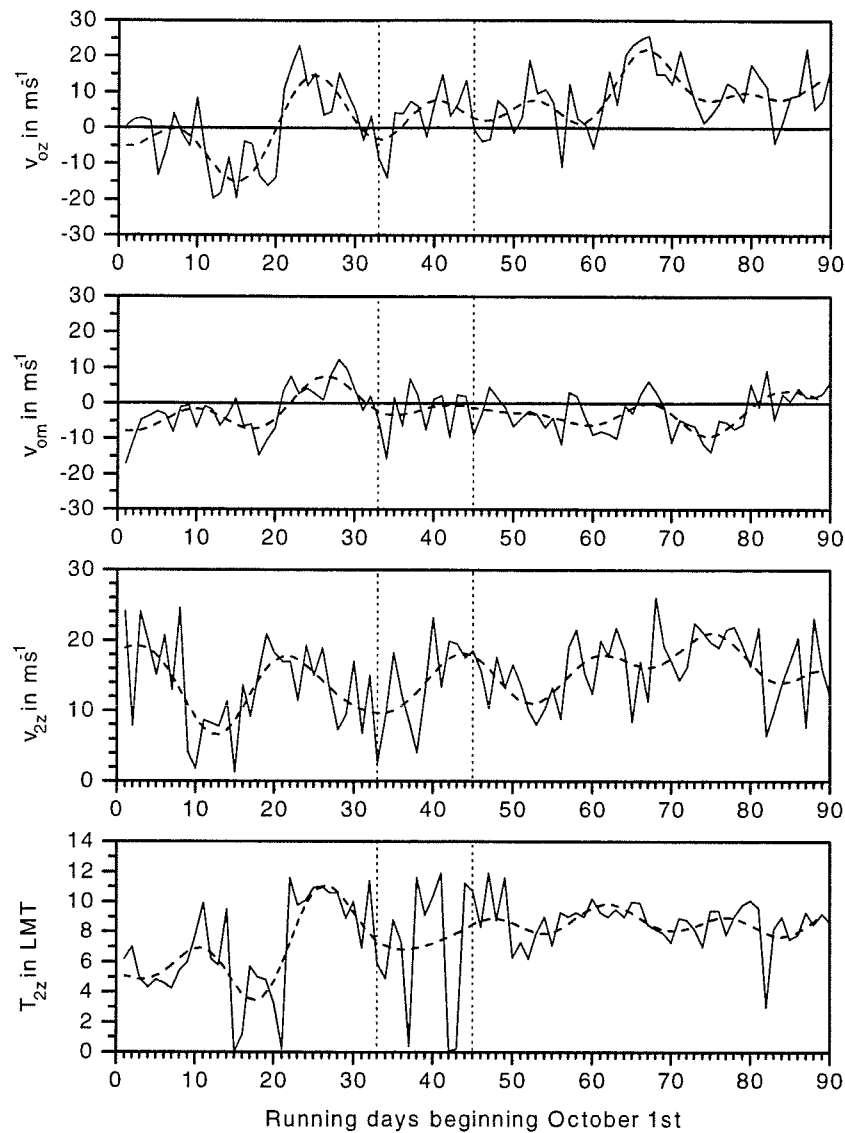


Fig. 3: Time series of mesopause wind parameters, beginning October 1st, 1994.

5. The Interannual Variability of the Zonal Prevailing Wind

Since profiles of the mesospheric parameters are available for a period of 13 years so far, long-term investigations with respect to the interannual variability of the mesopause dynamics are possible with the aid of the measurements at Collm. Such an investigation has been done by Jacobi et al. (1996). One result was a strong solar cycle dependence of the zonal prevailing wind in November, such that during solar maximum v_{oz} is larger than during solar minimum. This is also confirmed by the results of Bremer et al. (1996). In Figure 5, the monthly mean values of the zonal prevailing wind, taken from the profiles at a height of 95 km, are shown in dependence of the 13-monthly smoothed Zürich relative sunspot number R . The correlation coefficient is $r = 0.76$, and the positive dependence is given at a significance level of 99% (t-test). The zonal prevailing wind in November 1994, denoted by the filled circle, is comparatively low, in correspondence with the low solar activity during this year.

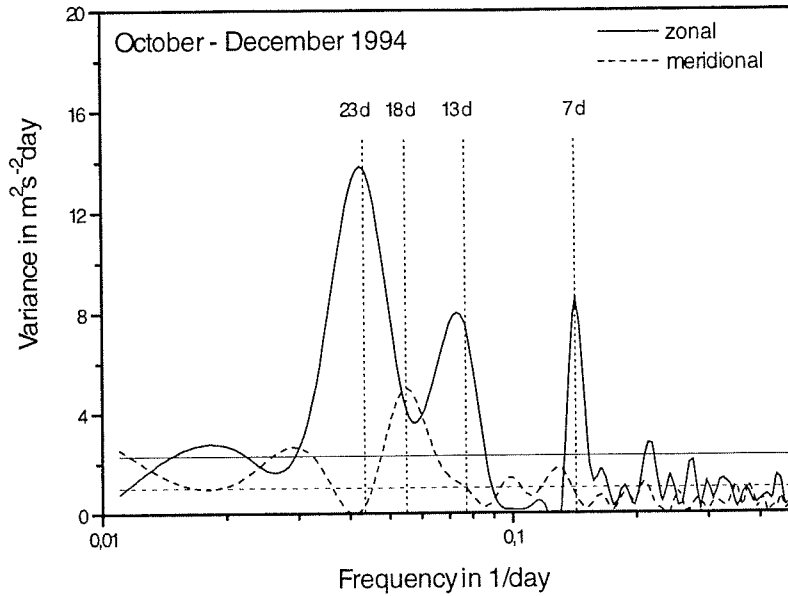


Fig. 4: Energy spectra of the zonal and meridional prevailing wind, obtained from daily values near 95 km altitude, based on the data from October to December. The respective 95% significance level (t-test) is added. The vertical lines denote some characteristic periods.

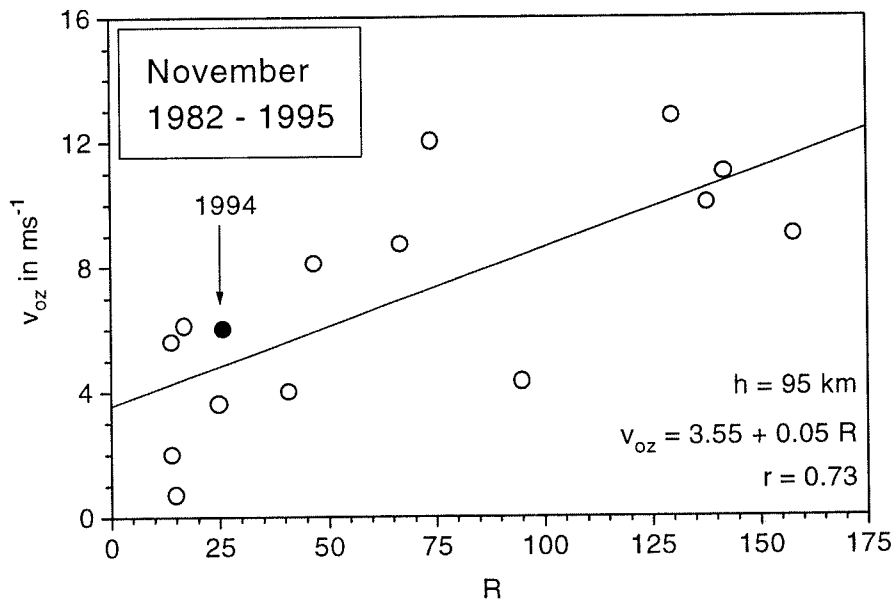


Fig. 5: Zonal prevailing wind at 95 km altitude, in dependence of the 13-monthly smoothed Zürich relative sunspot number R .

6. Conclusions

The mesopause wind field in autumn and early winter 1994 was observed by the D1 LF wind measurements at Collm. Thus the wind parameters during the CRISTA campaign, which was carried out November 2-14, are given. The mean wind field did not show distinct differences to the results of the long-term measurements that are carried out since 1982. An oscillation in the period range of the quasi 16-day wave was measured, although it is doubtful, whether this is

due to a planetary wave, and probably variations in connection with the autumn transition of the wind field and influences of the variability of the stratospheric polar vortex contribute to this oscillation. The interannual variability of the November zonal prevailing wind consists mostly of a solar cycle dependence.

Acknowledgements

This research was partly supported by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" (German Science Foundation) under contract Schm 981/2-1.

References

- Bremer, J., Schminder, R., Greisiger, K.M., Hoffmann, P., Kürschner, D., Singer, W., 1996: Solar cycle dependence and long-term trends in the wind field of the mesosphere/lower thermosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, accepted.
- Forbes, J.M., Hagan, M.E., Miyahara, S., Vial, F., Manson, A.H., Meek, C.E., Portnyagin, Y.I., 1995: Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* **100**, 9149 - 9163.
- Jacobi, Ch., Schminder, R., Kürschner, D., 1996: Long-period ground-based measurements of upper mesopause winds over Central Europe. *Ann. Geophysicae*, submitted.
- Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen. *Z. Meteorol.* **41**, 262 - 266.
- Kürschner, D., Schminder, R., Singer, W., Bremer, J., 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.
- Naujokat, B., Labitzke, K., Lenschow, R., Rajewski, B., Wiesner, M., Wohlfart, R.-C., 1995: The stratospheric winter 1994/95: A cold winter with a strong minor warming. *Beilage zur Berliner Wetterkarte SO 24/95*, 24p.
- Offermann, D., Conway, R.R., 1995: Mission studies the composition of earth's middle atmosphere. *Eos, Transactions, AGU* **76**, No. 22, 337 - 338.
- Offermann, D., Grossmann, K.-U., 1996: Infrarot-Messungen in der oberen Atmosphäre. *Phys. Bl.* **52**, 133 - 136.
- Schminder, R., 1995: Die Entwicklung des Arbeitsgebietes Physik der Hochatmosphäre am Geophysikalischen Observatorium Collm. In: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig, *Wiss. Mitt. Inst. f. Met. d. Univ. Leipzig* **1**, 1 - 21.
- Schminder, R., Kürschner, D., 1984: D1 LF wind measurements in the 90 - 100 km height range. *Handbook for MAP* **13**, 248 - 261.
- Schminder, R., Kürschner, D., 1992,: Höhen-Zeit-Schnitte der Windfelder (Grund- und Gezeitenwind) zwischen 85 und 105 km Höhe über Mitteleuropa für 1990 aus funktechnischen D1-Windmessungen am Observatorium Collm. *Kleinheubacher Berichte* **35**, 137 - 145.
- Schminder, R., Kürschner, D., 1994: Permanent monitoring of the upper mesosphere and lower thermosphere wind fields (prevailing and semidiurnal tidal components) obtained from LF D1 measurements in 1991 at the Collm Geophysical Observatory, COSPAR 1992 paper C.3-M.1.06X., *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1263 - 1269.

Addresses of Authors:

Ch. Jacobi, R. Schminder, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig

D. Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Universität Leipzig, Observatorium Collm, D-04758 Collm

On periodic solutions found in simple ocean models with fixed surface fluxes

Uwe Harlander

Zusammenfassung

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Greatbatch und Zhang darauf hingewiesen, daß interdekadische Oszillationen in einem Ozean-Becken-Modell gefunden werden können, falls dieses mit festgehaltenen Wärmeflüssen angetrieben wird. Diese Oszillationen haben Ähnlichkeit mit jenen, welche Delworth et al. in einem gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modell fanden. In der vorliegenden Arbeit werden Mechanismen verglichen, die in drei einfachen Ozeanmodellen mit festgehaltenen Antrieben zu Schwingungen führen. Die Experimente mit einem drei-dimensionalen Becken-Modell werden ausführlich beschrieben. In diesen Experimenten zeigt sich der voll dreidimensionale Charakter der Schwingungen. Die Oszillationen stehen im Zusammenhang mit einer Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeit von kalten Randstörungen im nordwestlichen Teil des Ozeanbeckens. Der Grund dafür ist ein anomal großes Gebiet tiefreichender Konvektion in dieser Region. Kräftige Temperaturanomalien entstehen dann infolge von anomaler Advektion. Ganz wesentlich für das Vorkommen von ungedämpften Oszillationen ist eine Verlängerung der Zeitspanne mit starker (schwacher) meridionaler Zirkulation im drei-dimensionalen Modell ("Schleifen"-Modell) durch einen Überkompensationsmechanismus. Letzendlich bestätigen diese Experimente die Ansicht von Winton, daß sich die Oszillationen in drei-dimensionalen Modellen nicht mit einfachen "Schleifen"-Modellen nachvollziehen lassen.

Abstract

In a recent paper Greatbatch and Zhang reported the finding of interdecadal oscillations in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. This oscillation has many similarities to that found by Delworth et al. in a coupled ocean-atmosphere model. We have used three simple models with fixed surface fluxes, a box model, a Welander-like loop model and a three-level three-dimensional ocean basin model, in order to compare mechanisms associated with interdecadal oscillations in these models. Our experiments with the basin model revealed the three-dimensional character of the oscillations in three-dimensional models. Self-sustained oscillations are associated with a reduction of the propagation speed of cold anomalies in the north-western corner of the model because of anomalous strong convection in that region. Then anomalous

gyre circulation leads to the development of strong temperature anomalies. The extension of the period of strong (low) overturning in the three-dimensional (loop) model by some overcompensation mechanism is crucial for the occurrence of self-sustained oscillations. In conclusion we confirm Wintons view that fixed flux variability is not a meridional plane phenomenon related to loop oscillators.

1 Introduction

Decadal and interdecadal variability is an important phenomenon of the climate system. It is necessary to understand the relevant processes, which can lead to long-time variability in the system ocean-atmosphere to properly assess the rate of global warming and to distinguish between long-time oscillations and the climate signal (see Ghil and Vautard 1991). There are different possible causes for long-term oscillations: (1) random radiative forcing of the climate system (see Schlesinger and Ramankutty 1995), (2) oscillatory forcing external to the climate system, for instance, by a variation in solar irradiance, (3) an oscillation internal to the climate system, produced by the atmosphere (James and James 1989) or the ocean (Delworth et al. 1993, Greatbatch and Zhang 1995) or by a coupled mechanism between the ocean and the atmosphere, perhaps not unlike that of the El Niño-Southern Oscillation, but with a longer time scale.

In this paper we consider internal oscillations in the ocean-only with fixed surface flux fields as boundary conditions. This is quite unusual, because most ocean models use restoring boundary conditions or mixed boundary conditions (restoring boundary conditions on the surface temperature and constant flux conditions on the surface salinity). In addition, some of these models use new parameterizations for atmospheric transports (Rahmstorf and Willebrand 1995). However, the boundary conditions are essential for the stability of the thermohaline circulation (THC) and the occurrence of "catastrophes" and oscillations in the THC. In a number of ocean-only models under mixed boundary conditions (e.g. Weaver and Sarachik 1991a,b) and also in a run of the coupled ocean-atmosphere model from the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) (Delworth et al. 1993) interdecadal oscillations are present. In the paper mentioned last, the authors found irregular oscillations of the THC in the North Atlantic with a time scale of 40-50 years. Greatbatch and Zhang (1995) have shown that similar oscillations can be produced by an ocean-only model under constant flux conditions. They argue that changes in the surface boundary fluxes play only a weak role in the Atlantic oscillations of the ocean-atmosphere model. This is confirmed by Figures 14 and 15 in Delworth et al. (1993). In addition Chen and Gill (1995) argue, that a fixed heat flux is consistent with an realistic atmosphere with zero heat capacity which can respond instantaneously to SST changes. However, it is interesting that, even with zero salinity flux and no windstress, one can generate oscillations in sea surface temperature (SST) and the THC with quite similar structures like in the complex GFDL-model. On the other hand Delworth et al. (1993) need advected salinity anomalies in their explanation for the oscillation in the North Atlantic.

The North Atlantic seems to be an essential part of the global climate system. This is not only obvious because of various model results, but also on account of data analysis. For instance, Schlesinger and Ramankutty (1995) reported that the 65-70 year oscillation in the observed global-mean surface temperature are mainly caused by oscillations over the North Atlantic ocean and its bordering continental regions. Kushnir (1994) and Deser and Blackmon (1993) rather think that the observed variations of SST in the North Atlantic with a time scale of 30-40 years were caused by changes in the ocean circulation. Obviously there is similarity between the SST-anomaly pattern described by Kushnir (1994) and that assigned to the oscillation in the GFDL-model (Delworth et al. 1993). Also, of course, this fact connects the oscillations described by Greatbatch and Zhang (1995) to the observations of Kushnir (1994).

We think there is not yet a complete and clear picture of the mechanism of these oscillations. But without this natural climate variability on decadal and longer timescales can not be understood. In addition to the arguments given above, using fixed surface flux conditions is attractive, because the situation in that case is less confusing than in the case of mixed boundary conditions. We consider interdecadal oscillations in three different simple ocean models with fixed surface flux conditions, a Stommel-like box model (Stommel 1961), a loop model similar to Welander's model (Welander 1986) and a three-dimensional model (3D model) similar to that of Killworth (1985). The concern of the present paper is two fold: (i), we investigate the ability of much simpler models than 3D ocean models to produce interdecadal oscillations and elucidate the mechanism responsible for these oscillations. (ii), we use a three-level basin ocean model, comparable to the model used by Greatbatch and Zhang (1995) (apart from the low vertical resolution) in order to reproduce the oscillations found by Greatbatch and Zhang (1995) and try to find common features between the low-dimensional models and the three-layer model. The motivation is to deepen the understanding of the oscillations found recently in more complex models by Delworth et al. (1993) and Greatbatch and Zhang (1995).

In this paper, the phase-relationship between the strength of the thermohaline overturning and the north-south temperature difference is discussed. We find transient solutions in the box model if we take into account the fact that in 3D models there is a phase lag between these two time-series. A deformed Welander-like loop model also shows a phase lag between these time-series, though different from the 3D and the box model. Although it is a new result that a non-inertial Welander-like loop model shows self-sustained oscillations when constant heat and no salinity fluxes are employed, the experiments confirm Winton's (1996) view that the oscillations in 3D models can not be simulated by two-dimensional or loop-like models. Our experiments with the 3D three-layer model reveal the subtle interplay between advection, convection and boundary waves which leads to self-sustained interdecadal oscillations. The discussion of one oscillation cycle at the end of the present paper reminds of the cycle described by Delworth et al. (1993) and is based on the mechanism discussed by Greatbatch and Peterson (1996). But in contrast to the last mentioned authors model results presented here show that anomalous convection in the north-western part of the model basin is a key process for the existence of self-sustained oscillations, whereas anomalous advection

is in the end responsible for the growth of temperature anomalies north of the center of the model basin.

In the present paper only the model description, the experiments and results of the 3D model are presented in detail. A perceptive discussion of the other two models used can be found in Harlander (1996). The structure of this paper is as follows. In the next section a brief description of the used 3D model is given, together with the assumptions for the used forcing terms. Also we discuss some experiments, done with different model parameters. The last section provides a summary and a conclusion.

2 Three-level model

2.1 Model description

In this section a simple three-level basin ocean model is used to examine the oscillatory behavior of a much more complicate system compared to a box or loop model under fixed heat and salt fluxes. The model is based on the Killworth (1985) model and is very similar to that used by Lenderink and Haarsma (1994). Further information about the model is given by Harlander (1996).

For the atmospheric forcing terms F_T, F_S and the windstress τ we use the simple functions

$$F_S = -\alpha_S \cos\left(\pi \frac{y}{L}\right) \quad (1)$$

$$F_T = \alpha_T \cos\left(\pi \frac{y}{L}\right) \quad (2)$$

$$\tau_x = -\alpha_W \cos\left(2\pi \frac{y}{L}\right) \quad (3)$$

$$\tau_y = 0 \quad (4)$$

L is the width of the basin, α_S, α_T and α_W are constants given in Table 1.

2.2 Experiments

We carry out experiments with different parameters $\alpha_S, \alpha_T, \alpha_W$ (see Table 1). All the other model parameters are fixed (see appendix). Figure 1 displays the temporal evolution of the maximal meridional overturning in Sverdrup ($10^6 m^3 s^{-1}$), defined as

$$\omega_{Max}(t) = \max_{y,z}(\psi(y,z,t)) = \max_{y,z} \left(\int_z^0 \left(\int_0^L v dx \right) dz \right) \quad , \quad (5)$$

of run 1 in Table 1 (no salinity flux, constant heat flux, no wind stress) and run 2 in Table 1 (constant salinity flux, constant heat flux, no wind stress)(black and gray solid line, respectively). Strong but damped oscillations can be observed. Besides the oscillations in the strength of the overturning we also find oscillations in the position of the maximal overturning, the area of deep and shallow convection, the heat and salt transport and the north-south temperature difference.

Run No.	α_S	α_T	α_W
1	0.0	4.0	0.0
2	1.5	4.0	0.0
3	1.5	3.5	0.02

Table 1: *Parameters in the atmospheric forcing terms. The units are $\alpha_S(10^{-8} PSU s^{-1})$, $\alpha_T(10^{-7} K s^{-1})$, $\alpha_W(Nm^{-2})$. The amplitude of the salinity flux is $\approx 0.7m Y^{-1}$, the amplitude of the heat flux is $1.04^\circ C M^{-1}$ in run 1 and run 2.*

A full oscillation-cycle in SST and deep water temperature (DWT) anomaly is portrayed in Figure 3 (SST upper column, DWT lower column). The structure of the SST anomaly fields is comparable to Figure 6 of Greatbatch and Zhang (1995), but with larger amplitudes. In the state of growing overturning, we find anomalous cold water in the northern part of the model domain, in the SST as well as in the DWT (Fig.3 (a) and (e)). After 19 years, the overturning is at its maximum (Fig.3 (b) and (f)) and we find a dipole structure in the temperature anomaly fields in the northern part. While there is a strong meridional transport of warm waters to the north, the cold anomaly moves to the north-west corner of the model basin. There is also a weak cold anomaly in the southern surface level and a warm anomaly in the southern deep level. Figure 3 (c) and (g) show the anomalies in the phase of decreasing overturning. The warm anomalies are shifted to the north-west and, in the surface level, the strong warm anomaly is framed by two weaker cold anomalies. This structure is similar to Figure 18 (lag+10 years) of Delworth et al.(1993). After further 19 years, the overturning is at its minimum (Fig.3 (d) and (h)). The warm anomaly drifted to the western boundary of the basin and a large cold anomaly developed in the surface level. Here again a weak warm anomaly exists in the southern surface level and a cold anomaly in DWT in the south-western part of the basin.

After 1650 years of integration the amplitude in run 1 is still 3.5Sv with a period of 65 years. An addition of salinity flux (run 2 in Table 1) reduces the amplitude and lengthens the period (about 73 years)(gray solid line in Fig.1). These results are in qualitative agreement with the results of Greatbatch and Zhang (1995), nevertheless Greatbatch and Zhang do not have damping in their experiment. In run 3 of Table 1 (dashed line in Fig.1) we add a weak and temporal constant windstress and slightly reduce the amplitude of the thermal forcing. Undamped self-sustained oscillations with a much larger amplitude, even larger as in run 1 are observed under these conditions. An additional windstress leads to a more efficient northward heat transport at the western boundary of the 3D model. We have performed further experiments with a space and time variable windstress which show that in a particular parameter range windstress can support the interdecadal oscillations. On the other hand, if the windstress forcing is strong, the oscillations vanish. Hence, there seems to be a bifurcation point in the windstress parameter space. The connection between windstress and interdecadal

variability under constant fluxes is not the subject matter of the present paper and we hope to discuss this point more fully in a later investigation.

2.3 The oscillation mechanism

Before we give a quantitative explanation of the oscillations described above and shown in Figure 3 we first compare some phase-relations of the box and the ring model with the corresponding phase-relations of the three-level model. Afterwards we take a closer look at different processes which are important for the occurrence of oscillations in the basin model. Based on these preparations the course of events within the oscillation cycle shown in Figure 3 is evaluated.

2.3.1 Comparison of phase-relations

In Figure 4 the cross-correlation of overturning and north-south temperature difference of the box model run (solid gray line), the ring model run 6 (dashed line) and the three-level model run 1 (solid line) is shown. North-south temperature difference in the ring model is defined as $T(\psi = 3\pi/2) - T(\psi = \pi/2)$ and in the basin model as the difference between the mean SST in the southern part of the model (grid point $x = 1$ to 22 and $y = 1$ to 6) and the northern part (grid point $x = 1$ to 22 and $y = 17$ to 22). In all models the correlation between these time-series is high and the phase-relation in the box model and the 3D model is comparable (a maximum in temperature difference is ahead a maximum in overturning). On the other hand, the phase-relation in the ring model shows that a maximal overturning is ahead a maximal temperature difference. So, similar to the box model, the problem arises that a loop-type model has no information about the east-west density gradient, which determines the overturning in the 3D model.

Next the phase-relations between the (maximal) overturning and the deep water temperature in the ascending part of the model circulation are compared. In that analysis the temperature time-series of the ring model is based on the mean temperature of the two grid points left from the connection point A , where the non-curved part of the ring is connected to the curved part, whereas the time-series of the three-level model is obtained by averaging the temperature of an area in the lower left quadrant of the deep model layer (grid point 2 to 10 in x - and grid point 1 to 7 in y -direction). The cross-correlation for the non-inertial ring model and the three-level model is shown in Figure 5. The correlation between these two time-series is large in both models and the phase-relations are almost identical. A maximal overturning is followed by a minimal temperature in the deep southern part of the models. Based on these results it appears that the overcompensation described by Harlander (1996) for the deformed ring may also be relevant to the oscillations of the three-layer model.

To test this hypothesis we have performed a simulation equal to run 1 with the exception that any temperature anomalies are suppressed in the southern part of the model by a relaxation to the climatological mean temperature distribution in that area. Relaxation constants of $230^{-1} \text{days}^{-1}$ in the upper layers and $115^{-1} \text{days}^{-1}$ in the deep

layer were applied. As shown in Figure 2 (dashed line) we find now oscillations without damping and a slightly longer period. This evidences that temperature anomalies in the southern half of our model domain do not play an essential part for the occurrence of the observed oscillations, in contrast to the oscillations found in the ring-model.

Therefore we conclude that the two-dimensional view, e.g., with a conceptual model like the ring model, is not sufficient to describe oscillations occurring in the 3D model, even if we employ constant heat and no salt fluxes, which is probably the most simple forcing configuration. This statement is consistent with results of Winton (1996), who used a two-dimensional model version with a fixed forcing. However, in contrast to the two-dimensional model of Winton, the ring model does show self-sustained oscillations, even if the mechanisms responsible for these oscillations are different from that of the 3D model. In spite of these differences, we can draw an instructive analogy between the overcompensation in the loop and the 3D model, but this must be postponed until the discussion of the oscillations in the basin model is complete.

2.3.2 Boundary waves

As we have seen in the previous section, the temperature anomalies in the south are responsible for the damping in run 1 of Table 1. The reason for this is that traveling boundary waves disturb the development of temperature anomalies in the central part of the surface layer. These waves can be observed at the eastern boundary in Figure 3 A and D. This observation could give the impression that boundary waves are unimportant or even detrimental to interdecadal oscillations in coarse resolved ocean models, which is not the case. We turn our attention to the westward (southward) propagation of the temperature anomalies at the northern (western) boundary which is quite obvious in Figure 3. As pointed out by Winton (1996) and Greatbatch and Peterson (1996) this propagation is not associated with advection by the mean flow. Linear numerical boundary waves discussed by Killworth (1985), which adopt the role of coarsely-resolved, viscous, baroclinic Kelvin waves (cf. Winton 1996), are responsible for the observed propagation. An example of such a numerical wave propagation is shown in Figure 6. In this experiment any forcing is switched off. At time $t = 0$ the model was in a state of rest and the model-layer temperatures were constant $T_s = 15^\circ C$, $T_1 = 7^\circ C$, $T_2 = 5^\circ C$. Then a Gaussian disturbance was introduced at the northern boundary of the model. This negative temperature anomaly propagates westward and also spreads southward at the western boundary. Besides that we find a prominent dispersion and diffusion of the wave packet. The propagation speed depends on the stratification of the model. Because of the existence of deep convection, usually a weak stratification occurs at the northern part of the model basin. Therefore, the propagation can have interdecadal time scales (see also Greatbatch and Peterson 1996).

2.3.3 Convection

As shown by Winton (1996) and Greatbatch and Peterson (1996) the propagation of boundary waves at the northern and western edge is essential for the occurrence of

interdecadal oscillations in coarse resolved ocean models. Variations in deep convection seem also to be of great importance. In the model used here, convection is either switched on or off. If denser water is layered above less dense water, a complete mixing takes place. We define a corresponding convection parameter as follows: $p_c^{ijk} = 1$ in the case of convection, otherwise $p_c^{ijk} = 0$, where i , j and k denotes the grid point in x- and y-direction and k denotes the layer, respectively. Consequently it follows that the time averaged convection parameter is equivalent to the relative frequency of convection. Figure 7 shows snapshots of the deviation from the mean relative frequency of convection between the surface layer and layer 1 at the same time as the SST anomalies displayed in Figure 3. The convection pattern is clearly associated with the temperature anomalies and normally enhanced (reduced) convection occurs in regions with anomalous cold (warm) SST. If a temperature anomaly is propagating from east to west, it can also be seen in the convection pattern. Note that a switched off convection in the northern model domain leads to a decrease in the SST because of the forcing. To examine the role of convection for the occurrence of interdecadal oscillations we have repeated run 1 but after 200 years of integration either the area of convection is fixed between the surface and layer 1 or between layer 1 and layer 2. In both experiments the oscillations completely vanish after a few hundred years. So the propagating temperature anomalies may not be seen independently from convection anomalies.

2.3.4 One oscillation cycle

In this subsection we put together the single processes discussed so far to build a complete picture of the interdecadal oscillations in the three-level model with fixed surface fluxes. First of all, in Figure 8, the time evolution of the heat budget is considered for the last 180 years of the model integration (run 1 of Table 1 but with a relaxation in the southern part). For the grid point $x = 13$, $y = 15$, the change in SST due to advection (solid black line) and due to convection (dashed line) and, furthermore, the SST is shown. We find maximal (minimal) heat advection when a negative (positive) temperature anomaly is located west of the grid point and a positive (negative) anomaly east of it. In this period the SST increases (decreases) and convection is switched off (on). A striking feature of Figure 8 is that the period of convection at this particular grid point is much shorter than the period with no convection. That means that there is a relatively long (short) period with a cold (warm) anomaly in the north western part of the model domain. This is very obvious in Figure 9, where we have plotted the time evolution of the temperatures in all three layers at a grid point in the north-western corner ($x = 4$, $y = 19$). Most of the time convection occurs at that grid point together with equal temperatures in all layers. The cold anomaly in the north western part seems to be slowed down. Greatbatch and Peterson (1996) were the first who described the "held up" of disturbances at the north-western corner in their basin model. They believe the slow propagation along the northern boundary leads to a considerable increase in the amplitude of the wave, which is the fundament for the occurrence of self-sustained oscillations. Note that

only cold anomalies are "held up". We believe the reason for this is anomalous strong convection in periods with anomalous cold surface water in the north western part of the model (see Fig.7 B). As mentioned by Killworth (1985) the phase velocity of numerical boundary waves in his two-level model is

$$C_{ph} \approx \frac{\alpha \bar{S} g H}{2 f \rho_0 \Delta x} \quad , \quad (6)$$

where Δx is the grid point distance in x-direction, H stands for the depth of the fluid, g for the constant of gravity, f for the coriolis parameter, ρ_0 for the mean density, α for the ratio of layer depth to fluid depth and \bar{S} stands for the density difference between the two layers. The density difference \bar{S} is almost zero in regions with convection, therefore the spatial mean of \bar{S} and the speed C_{ph} in the north-western corner of the model domain is anomalous low in periods of anomalous strong convection. A very important point is that "new" temperature anomalies are produced in the center of the northern part of the model by anomalous advection or, in other words, by the secondary circulation of already exiting "old" temperature anomalies. If a cold anomaly is locked in the north-western corner, positive heat advection has enough time to built up a large positive temperature anomaly. This seems to be the overcompensating mechanism in the 3D model which enables the oscillations to be self-sustained.

The results substantiate that the subtle interplay between boundary waves, anomalous convection and advection allows the non-stationary behavior of the model. Our experiments confirm this view: No oscillations will be found if we suppress boundary waves at the northern and western boundaries (see also Greatbatch and Peterson 1996) as well as if we suppress anomalous convection (see subsection 2.3.3).

Damped oscillations occurring in run1 of Table 1 result from disturbing this interplay: Boundary waves, which are propagating to the north at the eastern boundary, modify the "slow-down" process of cold anomalies at the northern edge. By using a smaller heat flux $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-7} K s^{-1}$ in run 1 or by employing the parameter configuration of run 3 in Table 1, the system adjusts in a way that self-sustained oscillations occur. Therefore, in the three-dimensional $\alpha_T - \alpha_S - \alpha_W$ -parameter space, self-sustained oscillations are not a "global" phenomenon but appear in particular regions of this space.

3 Summary and conclusion

We have studied interdecadal oscillations by three different simple models, a box model, a so called ring model and a three-level ocean basin model, forced by constant heat and salt fluxes. The motivation was to deepen the understanding of the oscillations found recently in more complex models by Delworth et al. (1993) and Greatbatch and Zhang (1995) and to examine if lower dimensional models capture mechanisms which are also important for the occurrence of interdecadal oscillations in the 3D model presented here. Greatbatch and Zhang (1995) described the essential mechanism for interdecadal oscillations in their model as follows: "Since there is a constant rate of heat loss at

high latitudes, the surface residence time of a water particle determines the temperature anomaly at high latitudes". Strong overturning rates lead to strong meridional advection and to short residence times and therefore to warm surface anomalies at high latitudes. This weakens the circulation and anomalies with different signs may develop because of the forcing terms, and so on. The same mechanism was put forward by Huang and Chou (1994) and, quite similar, by Weaver et al.(1991) as an explanation for the oscillation they found under constant freshwater flux forcing. But from a naive point of view, one can not see why that mechanism alone can produce self-sustained oscillations in a model with constant forcing. It would be possible just as well that the system reaches a stable state after some initial oscillations. There needs to be some overcompensation mechanism, for instance inertia, to produce longer lasting oscillations.

Usually, in 3D basin models a maximum in north-south temperature difference is ahead a maximum in overturning. This out of phase relationship stands in contrast to the assumptions in box models of the "Stommel-type" (cf. Stommel 1961), where no phase lag between these two time-series exists. Our experiment with a box model with constant heat forcing showed that (damped) oscillations can be a solution of the model if a phase lag between the temperature difference of the two boxes and the box model "overturning" is artificially incorporated. A physical justification for the implementation of this phase relationship is that box models do consider neither the large distance of the two boxes nor the east-west pressure difference which determines the overturning in 3D models.

Our next step was to study the dynamics of a simple system which is able to produce a dynamically caused internal phase lag between overturning and north-south temperature difference. This system consists of a ring (or loop) of fluid which is forced by constant heat fluxes. A similar convective loop model was investigated earlier by Welander (1967), Malkus (1972) and Welander (1986). It can be shown that a circular symmetric ring can have non-steady solutions if inertia is incorporated (cf. Welander 1967) or if the relaxation constants of salinity and temperature are not equal (cf. Welander 1986). In addition, we have shown that even a non-inertial ring system with constant heat and no salinity fluxes can produce oscillatory solutions if the symmetry of the ring is broken by deforming its upper or lower side. The mechanism responsible for these oscillations in a ring with a flat bottom can be summarized in simplified form as follows. The ring overturning is at its maximum if a cold anomaly is located in the sinking part of the fluid and a warm anomaly is located at the rising part. After some time relative warm water is advected into the region of cooling and, in addition, the cold water in the sinking part of the ring enters the flat region of the ring and does not contribute to the momentum torque of the fluid loop anymore. Therefore, the overturning is strongly reduced. As a result of the slow circulation, the fluid particles in the forcing regions are exposed a relatively long period to the constant cooling and warming, respectively, and "new" temperature anomalies develop. A further decrease of the overturning rate, or at least a slowed down increase, takes place if the negative temperature anomaly leaves the non-curved part of the ring and starts to rise. This effect leads to an overcompensation and in the phase of minimal

overturning strong anomalies are produced in the forcing regions. These anomalies then produce an increase in overturning and so forth. Note that a Welander-like loop model can deal with the fact that the movements of waters between equatorial and polar regions are associated with large time-lag, but it has, of course, no information about zonal density gradients. The phase relationship between overturning and north-south temperature difference of the ring differs fundamental from that of our 3D model, but on the other hand the phase-lag between deep water temperature and overturning is remarkably alike in both models. In spite of this similarity, the experiments have shown that it is not straightforward to transfer aspects of the overcompensation in the loop model to the 3D case.

The interdecadal oscillation in the 3D basin model seems to be a fully 3D phenomenon and anomalous horizontal advection, numerical boundary waves and anomalous convection are indispensable ingredients for the occurrence of these oscillations. In the following one cycle of such an oscillation is summarized. We start from a state of anomalous weak meridional overturning. At this time a positive SST anomaly is observed in the north-western part of the basin whereas a negative anomaly is located north of the center of the model domain. This cold pool has an associated cyclonic circulation, therefore at the western flank of the cold anomaly there is anomalous southward advection and at the eastern side we find (weaker) anomalous northward advection. Because of boundary effects, the whole system is propagating westward. The propagation speed depends on the stratification, which is very low in areas with deep convection. At the western boundary the warm anomaly moves southward and weakens in intensity. The anomalous northward advection at the eastern side of the cold anomaly now leads to the development of a positive SST anomaly north of the center of the model basin. When the surface cold anomaly arrives at the north-western corner of the basin, the westward propagation of the dipole-like anomaly pattern slows down, because an anomalous large area of deep convection at the north-western part reduces the stratification. We believe that this retardation process is crucial for the maintenance of oscillations, because now the anomalous heat advection at the eastern flank of the cold anomaly has enough time to built up a large positive SST anomaly with an associated anticyclonal circulation. The cold anomaly is propagating to the south along the western boundary, weakens and the warm anomaly takes the place of the cold anomaly at the north-western corner of the model basin. This is the state of minimal meridional overturning, thus we have completed one cycle.

The described oscillation reminds one of the oscillations found by Delworth et al. (1993) in the coupled GFDL model. These authors also emphasize the close relationship between the anomalous gyre circulation and the THC. In contrast to the mechanism presented here, anomalous salinity transport into the sinking regions plays an important role in the mechanism described by Delworth et al. However, it is interesting that the authors referred to last found model evidence that the density induced gyre circulation propagates to the west with a speed on the order of $\approx 0.5 - 1 \text{ cm s}^{-1}$, which is consistent with the propagation speed of boundary waves in the Killworth-model and the model used by Greatbatch and Peterson (1996), respectively.

In conclusion it seems that the oscillations occurring in the basin model may be the

archetype of a variety of similar solutions in more complex 3D models. In the model experiments presented here the relationship between the oscillations in the ring model and the 3D model are rather weak. However, in both models the observed self-sustained oscillations are associated with a retardation process, which allows the development of strong temperature anomalies: In the asymmetric ring (with the flat bottom) the overturning is slowed down by cold anomalies which leave the flat part of the ring, in the 3D model boundary wave propagation is "held up" by anomalous strong convection and anomalous low stratification in the north-western part of the basin. Therefore, in the ring model the period of low overturning is extended, which in turn leads to strong temperature anomalies in the constant forcing regions. In the 3D case, the period of strong overturning is extended and with it the period of anomalous northward heat advection. The phase relationship between overturning and north-south temperature difference is a result of the overcompensating mechanisms discussed above. This completes the analogy recently drawn by Rahmstorf et al. (1996) between constant surface flux oscillations in 3D models and the thermal loop oscillator in the following way that inertia is not the only mechanism in low dimensional models standing in for the processes producing the oscillations in 3D models.

Acknowledgments. I thank Werner Metz and Yorck von Detten for stimulating discussions relating to this work. I am grateful to Joseph Egger for placing the main part of the three-level model at my disposal. I also thank Nicole Mölders for proofreading the manuscript. This work was partly supported by the BMFT-Projekt "Klimavariabilität und Signalanalyse".

APPENDIX

Model parameters

In all models the same timestepping scheme is used: A leaprog scheme for the advective terms and a Euler forward scheme for the diffusive terms. The time-step is 3days for the three-level model. In all models $\rho_0 = 1001.3 \text{ kg m}^{-3}$, $k_1 = 0.7739 \text{ kg m}^{-3} \text{ PSU}^{-1}$, $T^* = -7.73^\circ \text{C}$ is applied and in model runs with constant salinity S is set to 34.75 PSU . The spatial resolution of the three-level model is $\Delta x = \Delta y = 250 \text{ km}$. Furthermore the following model parameters are used: $f = f_0 + \beta y$, $f_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\beta = 2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, the layer thicknesses $h_s = 50 \text{ m}$, $h_1 = 400 \text{ m}$, $h_2 = 4000 \text{ m}$, the horizontal diffusion parameter $\kappa_h = 1500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, the vertical diffusion parameter $\kappa_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and the Stommel-friction $\kappa_s = 4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

References

- Chen, F., M. Ghil 1995: Interdecadal variability of the thermohaline circulation and high-latitude surface fluxes. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2547-2568.

- Delworth, T., S. Manabe, R.J. Stouffer 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **6**, 1993-2011.
- Deser, C. and M.L. Blackmon 1993: Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter: 1900-1989. *J. Climate*, **6**, 1743-1753.
- Dettinger, M.D., M. Ghil, C.M. Strong, W. Weibel, P. Yiou 1995: Software expedites singular-spectrum analysis of noisy time series. *EOS, Trans.American Geophysical Union*, v.76(2), p.12,14,21.
- Ghil, M. and R. Vautard 1991: Interdecadal oscillations and the warming trend in global temperature time series. *Nature*, **350**, 324-327.
- Greatbatch, R.J. and S. Zhang 1995: An interdecadal oscillation in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. *J. Climate*, **8**, 81-91.
- Greatbatch, R.J. and K. A. Peterson 1996: Interdecadal variability and oceanic thermohaline adjustment. *submitted*.
- Harlander, U. 1996: Interdecadal oscillations in simple ocean models with fixed surface fluxes, *submitted to J. Phys. Oceanogr.*
- Huang, R., X. and L. Chou 1994: Parameter sensitivity study of the saline circulation. *Climate Dynamics*, **9**, 391-409.
- James, I.N. and P.M. James, 1989: Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation model. *Nature*, **342**, 53-55.
- Killworth, P.D. 1985: A two-level wind and buoyancy driven thermohaline model. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1414-1432.
- Kushnir, Y. 1994: Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141-157.
- Lenderink, G. and R.J. Haarsma 1994: Variability and multiple equilibria of the thermohaline circulation associated with deep-water formation. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1480-1493.
- Malkus, W.R. 1972: Non-periodic convection at high and low Prandtl number. *Memories Societe Royale des Sciences de Liege*, 6^e serie, tome IV, 125-128.
- Rahmstorf, S. and J. Willebrand 1995: The role of temperature feedback in stabilizing the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 787-805.
- Rahmstorf, S., J. Marotzke and J. Willebrand 1996: Stability of the thermohaline circulation. In *The Warm Water Sphere of the North Atlantic Ocean*, Ed.: W. Krauss, Borntraeger, Stuttgart, Germany.

- Stommel, H. 1961: Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, **13**, 224-230.
- Schlesinger, M.,E. and N. Ramankutty 1995: Is the recently reported 65- to 70-year surface-temperature oscillation the result of climate noise? *J. Geophys. Res.*, **100**, 13.767-13.774.
- UNESCO, 1981: Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. UNESCO Tech. Papers in Marine Science, Vol.36, UNESCO, Paris, 25 pp.
- Weaver, A.,J. and E.S. Sarachik 1991a: The role of mixed boundary conditions in numerical models of the ocean's climate. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1470-1493.
- and — 1991b: Evidence for decadal variability in an ocean general circulation model: An advective mechanism. *Atmos.-Ocean*, **29**, 197-231.
- Weaver,A.,J., E.S. Sarachik, J. Marotzke 1991: Freshwater flux forcing of decadal and interdecadal oceanic variability. *Nature*, **353**, 836-838.
- Welander, P. 1967: On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop. *J. Fluid Mech.*, **29**, 17-30.
- Welander, P. 1986: Thermohaline effects in the ocean circulation and related simple models. *In Large-Scale Transport Processes in Oceans and Atmosphere*, J. Willebrand and D.L.T. Anderson, eds., NATO ASI series, D.Reidel, 163-200.
- Winton, M. 1996: The role of horizontal boundaries in parameter sensitivity and decadal-scale variability of coarse-resolution ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 289-304.
- Uwe Harlander, LIM Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstraße 3,
04103 Leipzig, Germany
e-mail:uwehar@dynamics.meteo.uni-leipzig.de
phone:++49 341 97-32864 fax:++49 341 2110937

Max. Overturning (3D)

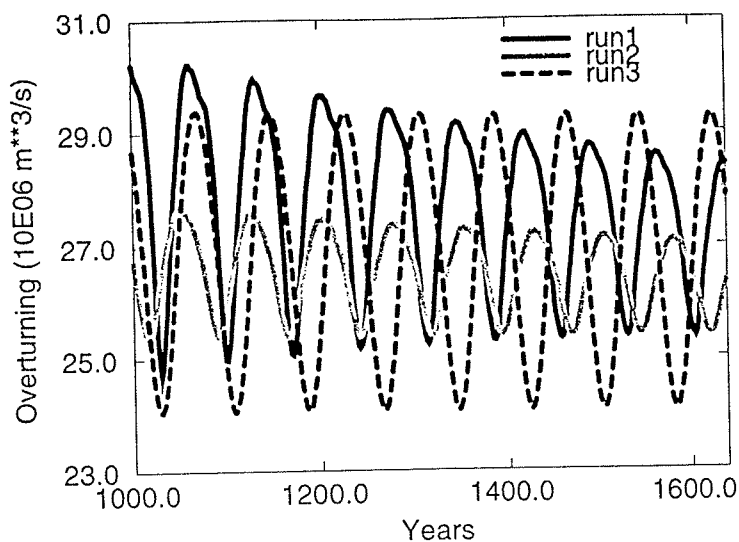


Figure 1: Temporal evolution of the maximum of the meridional overturning in the basin model of run 1 (black solid line), run 2 (gray solid line) and run 3 (dashed line) in Sv ($1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}$).

Max. overturning (3D)

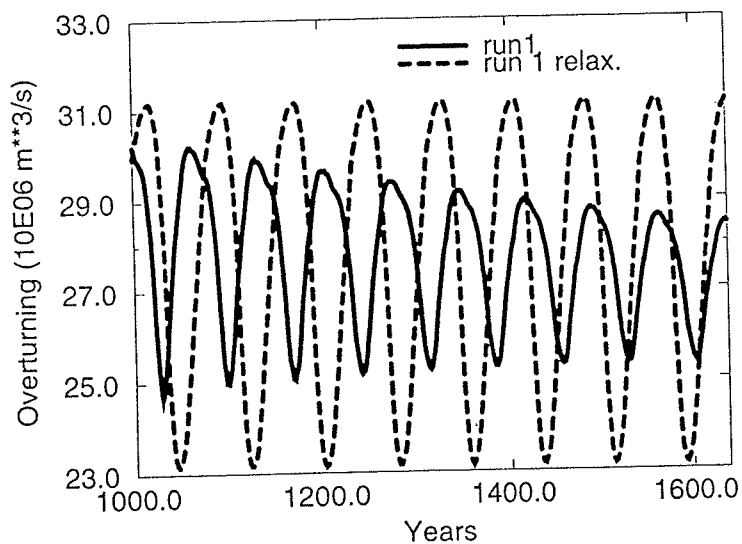


Figure 2: Temporal evolution of the maximum of the meridional overturning in the basin model of run 1 (solid line) and run 1 with relaxation (dashed line) (see text) in Sv ($1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}$).

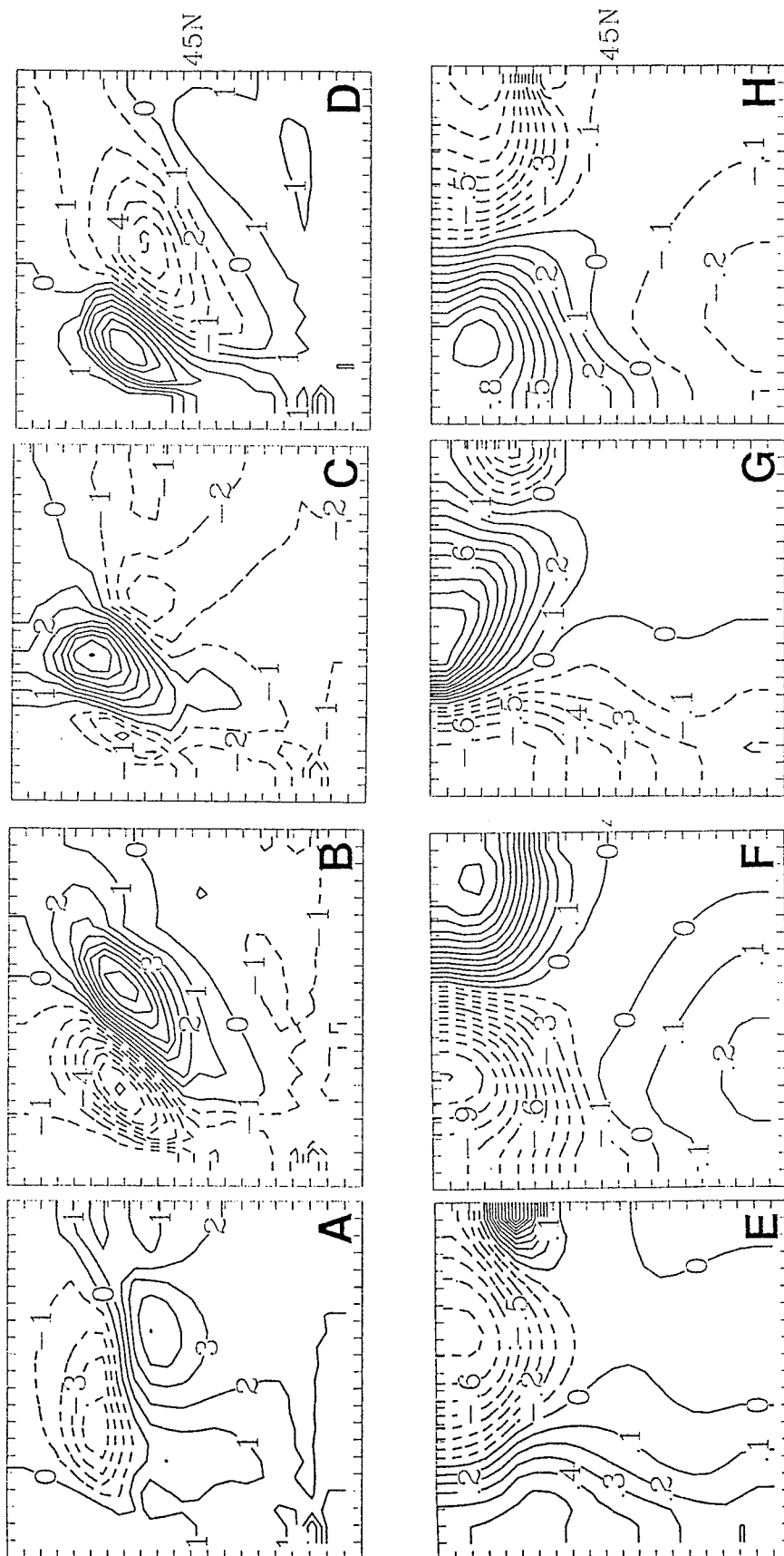


Figure 3: SST (left column) and deep level temperature anomalies (right column) during a full oscillation cycle in the basin model (run 1). Each of (a), (b), (c), (d) and (e), (f), (g), (h), respectively are 19 years apart, whereas (d), (a) and (h), (e) and (c), (f), (g), (h), respectively are 9 years apart, with the meridional overturning being a maximum at (b),(f) and a minimum at (d),(h). The contour intervals for SST and deep water anomalies are 1K and 0.1K, respectively. Negative anomalies are shown using dashed contours.

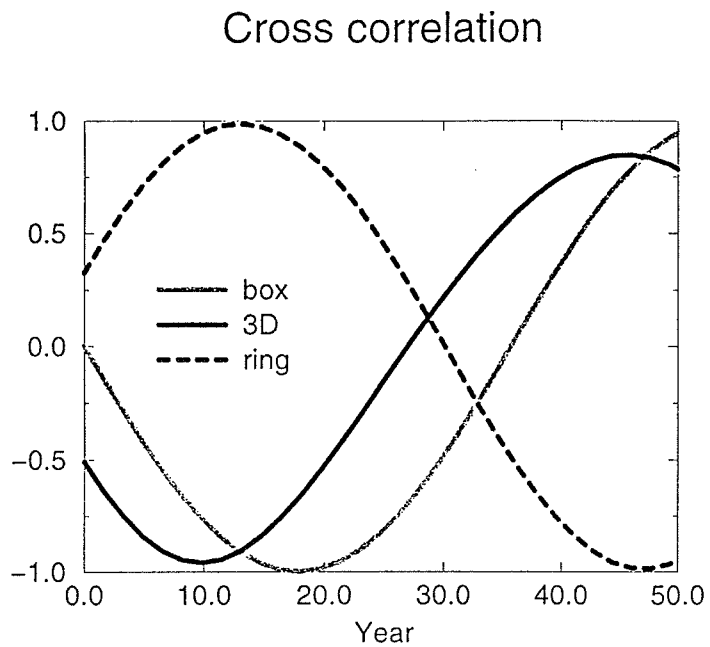


Figure 4: Cross-correlation between the time-series of meridional overturning and the time-series of north-south SST difference. Box model (gray line), ring model run 6 (dashed line) and three-level model run 1 (solid line).

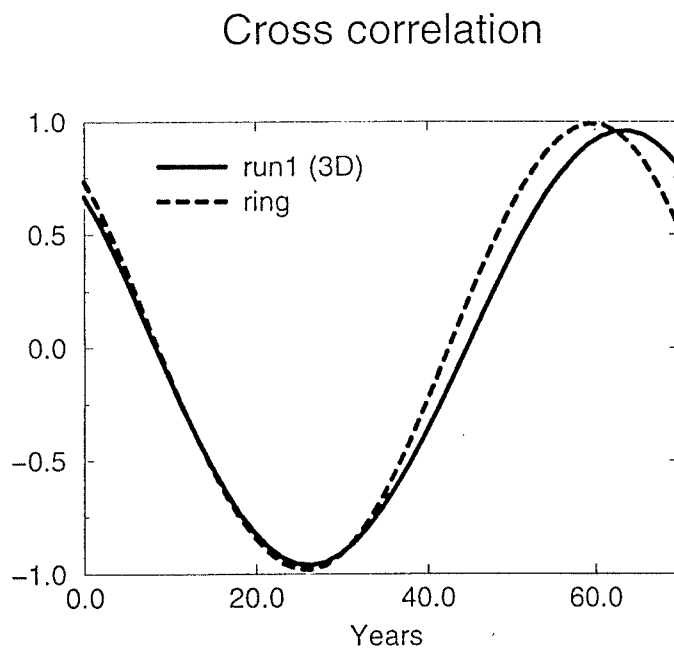


Figure 5: Cross-correlation between the time-series of meridional overturning and the time-series of deep water temperature at the ascending part of the circulation (see text). Three-level model run 1 (solid line), non-inertial ring model run 6 (dashed line).

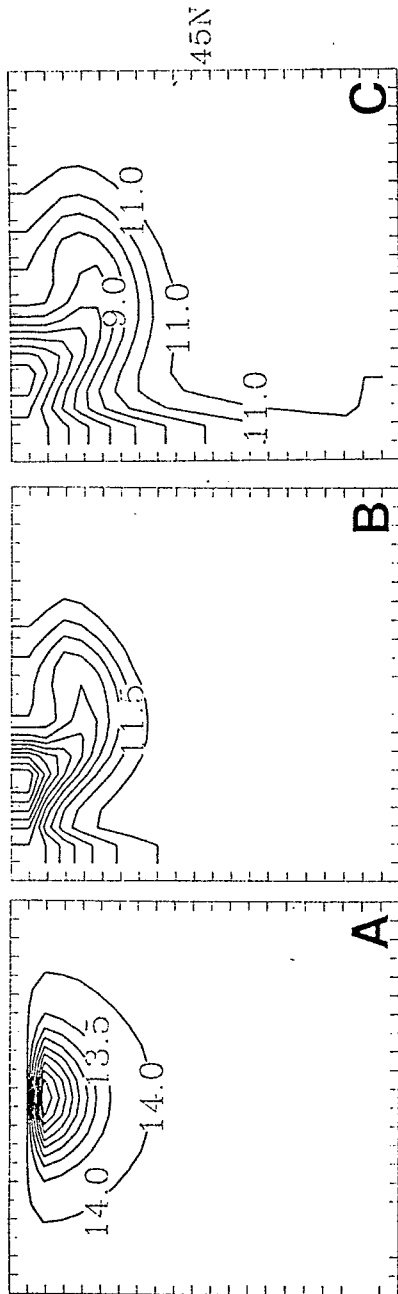


Figure 6: Surface boundary wave propagation at the northern boundary. The initial Gaussian SST perturbation of the steady state with $T_s = 15^\circ C$, $T_1 = 7^\circ C$, $T_2 = 5^\circ C$, a constant salinity and no forcing (a), at $t = 2.5$ years (b) and at $t = 4.1$ years (c). The contour intervals are $0.5K$.

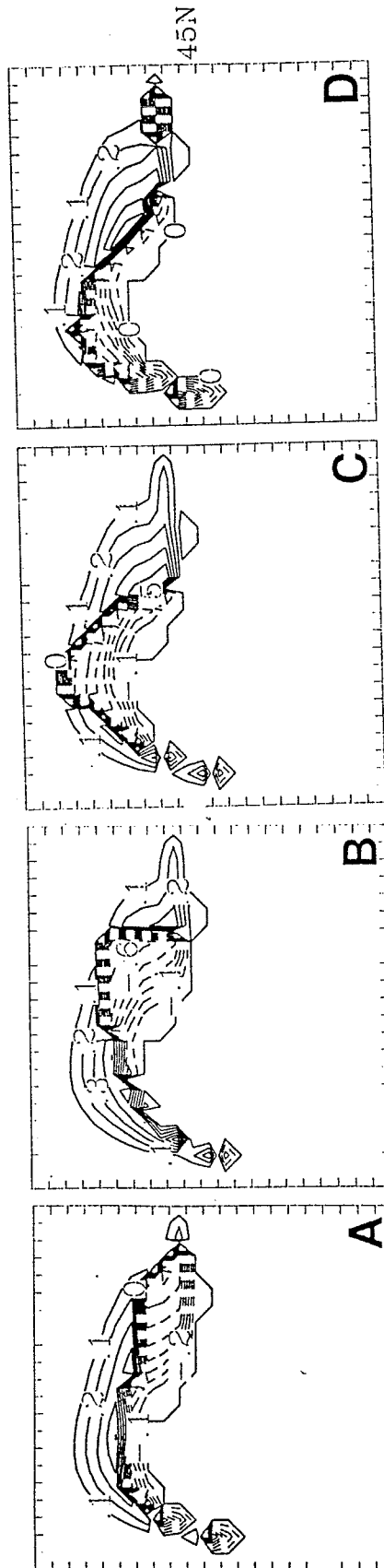


Figure 7: Convection parameter anomalies (see text) between surface layer and layer 1 at the same time as shown in Figure 6. The dimensionless contour intervals are 0.1 .

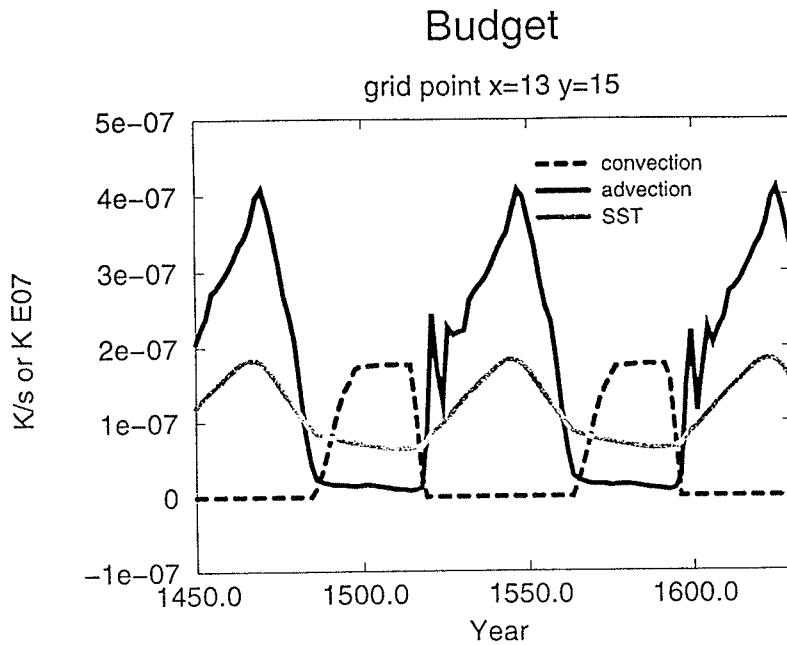


Figure 8: SST change at grid point $x = 13$, $y = 15$ associated with convection (dashed line), advection (black solid line) and SST (gray solid line) during the last 180 years of basin model integration (run 1 with relaxation) in $K s^{-1}$ and $10^7 K$, respectively.

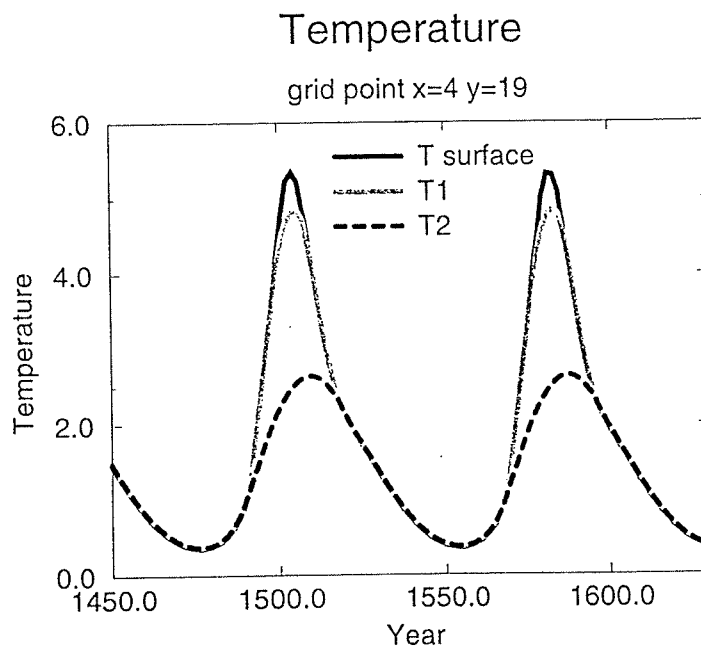


Figure 9: Temperature development at grid point $x = 4$, $y = 19$ in the north-western corner of the model basin during the last 180 years of model integration (run 1 with relaxation) in K .

Statistical Analysis of the Interdecadal Variability over the North Atlantic

Martin Klingspohn
Institute for Meteorology
University Leipzig

Abstract

The climate variability over the North Atlantic region is described in the 10-50 year band, using a 500-year integration of the Hamburg ECHAM1/LSG coupled general circulation model. In order to isolate nearly periodic components of the atmosphere and the ocean, the multichannel version of the singular spectrum analysis (MSSA) is applied to 11 components of the climate system. In doing so the main focus is on the turbulent exchange between the two subsystems. One interdecadal oscillation of the system ocean and atmosphere is detected with a period of about 18 years. The associated anomalies of sea level pressure (SLP) are situated east of Newfoundland while these of the geopotential height at 500 hPa are slightly shifted to the East. Both the fields undergo a primarily standing oscillation. The sea surface temperature (SST) and the sub surface temperature anomalies have a large extension along the 40° N latitude circle with most of their variability south of Newfoundland. It is found that the SST anomaly is primarily generated by the temperature advection in the upper ocean layer which is coupled to the Subpolar Gyre strength and Ekman pumping vertical velocity. Both the processes are forced by the atmosphere. In a further analysis applied only to the SST and the Geopotential height at 500 hPa over the whole Northern Hemisphere this 18 year mode was also isolated. The modes obtained by the local and hemispheric analyses are well correlated both in time and space, suggesting a more active role of atmosphere than of the ocean, in addition a strong modulation of the amplitude of the oscillation due to local processes over the North Atlantic was detected.

Zusammenfassung

Die Klimavariabilität über dem Nordatlantik wird anhand einer 500 Jahre Integration des Hamburger gekoppelten Klimamodells ECHAM1/LSG untersucht. Um periodische Komponenten in Ozean und Atmosphäre zu isolieren, wird die MSSA ("multichannel singular spectrum analysis") auf 11 Komponenten des Klimasystems angewandt. Bei den Analysen wird besonderes Augenmerk auf den turbulenten Austausch zwischen beiden Subsystemen gelegt. Es kann eine Oszillation des gekoppelten Systems mit einer Periode von etwa 18 Jahren detektiert werden. Die Anomalie des Bodendrucks weist ihre maximale Amplitude östlich von Neufundland auf, während die Anomalie des 500 hPa Geopotentials leicht östlich dazu verschoben ist. Die Anomalie der SST zeigt ihre größte Variabilität südlich von Neufundland. Diese wird im wesentlichen durch die Temperaturadvektion in der oberen Ozeanschicht generiert, welche im wesentlichen an den subpolaren ozeanischen Wirbel sowie an das "Ekman pumping" gekoppelt ist. Beide Prozesse werden durch die Atmosphäre angetrieben. In einer weiteren Analyse, in der die MSSA auf die SST und das 500 hPa Geopotential der gesamten nördlichen Hemisphäre angewandt wird, kann ebenfalls ein Oszillation von 18 Jahren detektiert werden. Diese Mode korreliert räumlich und zeitlich gut mit dem der lokalen Analyse über dem Nordatlantik, welches auf ein aktivere Rolle der Atmosphäre hinweist. Die starken Unterschiede der Amplitudenmodulation könnten durch lokale Prozesse bedingt sein.

1. Introduction

The variability of the climate system on the interdecadal time scale is a subject of increasing interest and relevance. The origins of these interdecadal variations are still discussed controversially in the literature.

On the one hand James and James (1989) discovered a long periodical oscillation in a simple atmospheric circulation model which is caused by non-linear interaction between an unstable propagating wave and a stationary wave, on the other hand Delworth et al. (1993) detected an irregular oscillation of thermohaline circulation on the time scale about 50 years. In a global coupled atmosphere-ocean general circulation model (OAGCM) they showed that this periodic fluctuation has its origin in the ocean alone. Latif and Barnett (1994) found an oscillation with a period about 20 years in a 70 year integration of the coupled ocean-atmosphere circulation model ECHO over North Pacific Ocean. They suggested a similar mechanism, first envisaged by Bjerknes (1964), after which this interdecadal variation based on an unstable air-sea interaction between the subtropical gyre circulation in the North Pacific and the Aleutian low pressure area. These results are in contradiction with Trendberth and Hurrell (1994) who showed a significant influence of the Tropics on the variability of the North Pacific region. Several authors detected fluctuations on the interdecadal time scale in a multi-century climate simulation of the Hamburg GCM ECHAM1/LSG. By using the MSSA method Robertson (1996) isolated in a 500 year integration of this GCM an oscillation with a period of about 18 years over the North Pacific region, whereby the mode in the sea temperature was forced by heatfluxes and temperature advection by the surface current. Zorita and Frankignoul (1996) found an oscillation with the period of 20 year over the North Atlantic area by using data from a shorter integration of the same model. The detected fluctuations in the SST primarily reflect the passive response of the upper ocean layer of the atmospheric forcing. There was no evidence that this mode generated by an unstable air-sea interaction.

The intention of the presented article is to investigate if air-sea interaction are responsible for interdecadal climate variability. In doing so, the multichannel version of the singular spectrum analysis (M-SSA) is applied.

2. Data

The interdecadal variation of the ocean and the atmosphere is investigated, using a 500 year integration of a coupled ocean-atmosphere circulation model (GCM). The atmospheric component of the coupled model is the Hamburg low resolution version of the ECMWF (European Center for Medium Range Weather Forecast), named ECHAM1. The horizontal resolution is limited by a triangular spectral truncation to a total wave-number 21 (T21). There are 19 vertical levels. The model and its climatology are described in detail by Cubasch et al. (1992) and von Storch (1994). The ocean component is the Hamburg LSG (Large Scale Geostrophic) model. The variables of the model are defined on an Arakawa-E-grid (Arakawa and Lamp 1977) with an effective horizontal gridsize of 4° . The vertical structure is described by 11 levels. The LSG includes a simple ice-model. The atmosphere and ocean component are coupled by fluxes of heat, mass (freshwater) and momentum (windstress). The fluxes are calculated in the atmospheric model which forces the ocean model. The SST and the ice thickness serve as lower boundary condition for the atmospheric component. The climate drift of the coupled model is reduced by using a flux correction (Sausen et al., 1988).

In order to analyze the interdecadal variability over the North Atlantic, we selected gridpoints in the area 20°N - 70°N and 90°W - 0° and compared the results with investigations over the entire Northern hemisphere and the North Pacific (20°N - 80°N and 130°E - 120°W). The analyses are based on annual averages over the years 9-508 of the GCM integration. Eleven variables of the climate system were investigated in more detail. These variables are for

the atmosphere: The geopotential height at 500 hPa, the sea level pressure (SLP), the 2 meter air temperature, the fluxes of latent and the sensible heat, respectively. For the ocean: The sea surface temperature (SST), the temperature in 150 meter depth, the horizontal temperature advection of the upper and the 150 meter ocean layer and the vertical part of temperature advection of the upper and the 150 meter ocean layer, which is generated by the Ekman pumping.

The annual mean of the temperature advection is given by:

$$\overline{\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T} = \overline{\vec{v}} \cdot \vec{\nabla} \overline{T} + \overline{\vec{v}' \cdot \vec{\nabla} T'}, \quad (1)$$

where the overbar denotes the annual mean and the prime its deviation from the annual means. The last term on the righthand side of equation 1 is small compared to the first one and was neglected in the presented investigations. To be able to compare the influence of the thermal advection and the turbulent heat fluxes on the SST, it is assumed, that this influence confines to the upper ocean layer, which is equivalent to 50m depth.

The 11 components of the climate system were bandpass-filtered, retaining periods between 10 and 50 years. Due to the filter, the first and the last 25 years of the time series were truncated.

3. Analysis

The multichannel version of the singular spectrum analysis (MSSA) is described in detail by Plaut and Vautard (1994) and Robertson (1996). A fundamental property of the MSSA is its skill to detect oscillating modes in multivariate time series. A MSSA mode is accepted as an oscillation mode, if the following conditions are met:

- 1.) two eigenvalues are nearly equal (pairing)
- 2.) the two corresponding ST-EOFs are nearly periodic, they have the same period and they are in quadrature
- 3.) the associated PCs are in quadrature.

The main numerical difficulty using MSSA lies in the necessity to solve the eigenvalue problem for a big lagged covariancematrix. Therefore, the MSSA was applied to a reduced number of spatial variables. In doing this, at each gridpoint the time series were normalized by their standard deviation and were pooled into a combined EOF-analysis. The leading 30 PCs obtained in this combined EOF-analysis (representing 88% of the variance of the filtered data) form the input channels for the MSSA.

A fundamental problem of using the MSSA is the choice of the window length M . It essentially controls the spectral resolution and the frequency range. A window length in a neighborhood of a period of an oscillation tends to underestimate the amplitude of it (Gibbs effect). On one hand side a large window is able to distinguish between close spectral peaks, on the other hand side the temporal localization of the oscillation of the reconstructed signal is inferior. In our studies a window length of $M=50$ years was used. This enables us to detect periodic components in the frequency range $1/M - 5/M$ (Plaut and Vautard, 1994).

Figure 1a shows the eigenvalue spectrum resulting the MSSA-analysis of the leading 30 PCs of the combined EOF-analysis described above for the North Atlantic region. It could be seen that The first and the second eigenvalue are nearly equal, and clearly stand out from the rest of the spectrum. The 95% confidence interval of an eigenvalue is calculated by a heuristic variance formula given by Vautard et al. (1992). Eigenvalue 1 and 2 explain about 11 % of the variance of the filtered data. Figure 1b and 1c shows the first channel of the corresponding ST-

EOFs and T-PCs. Both are periodic and in phase quadrature. So they meet the conditions mentioned above. The period of the isolated oscillation can be estimated from the temporal behavior of the ST-EOFs in figure 1b. In that case, the detected oscillation has a period about 17.8 years.

Reconstruction of the signal in geometrical space

A special reconstruction procedure described in Plaut and Vautard (1994) allows to investigate the temporal and spatial structure of this oscillation. Figure 2 shows these reconstructed components (RCs) for a) the SST averaged over the region south of Newfoundland (45°-50°N, 55°-65°W) (gray line) and b) the geopotential height at 500 hPa averaged over the region east of Newfoundland (40°-50°N, 45°-55°W) (black line). Both areas exhibit the maximal variance in the respective variables. One can see that the amplitudes of the RCs of these two fields are strong around the year 200 and are weak around the year 150. This intermittent character of the oscillation was also found for the North Pacific by Robertson (1996), but the years with stronger and lower variability differ from these investigations. The maximal SST variation is about 0.2 K, the geopotential varies at about 5 gpm. The ratio of these fields is about 25 gpm/K and is similar to that found for the North Pacific by Robertson (1996) for the same GCM experiment. Palmer and Sun (1985) also found a similar ratio of SST and geopotential in a 50 day wintertime integration of a 5 level GCM forced by an observed SST anomaly south of Newfoundland.

Composite maps

To investigate the temporal and spatial behavior of the oscillation we construct a representative cycle using a phase composite method. We selected all times when the reconstructed SST index (showing in Figure 2) has the maximal slope and composited 10 years of either side of each time. Figure 3 shows the results of these composites for the SST south of Newfoundland and the geopotential height at 500 hPa east of Newfoundland. Both are nearly sinusoidal. The geopotential leads the SST by about 2 years. Robertson (1996) found the same behavior in the North Pacific region, where the 500 hPa geopotential height leads the SST by about 1 year.

4. Results

The 18 year mode over the North Atlantic

Figure 4a shows the composite map of the SLP at year -6 two years before the SST anomaly south of Newfoundland reaches its peak. The SLP undergoes a primarily standing oscillation in form of a dipole, with a strong low pressure area east of Newfoundland with a maximal amplitude of about 40 hPa and a weaker high pressure area in the subtropical North Atlantic. This pattern looks similar to the 500 year average of the SLP. The situation 4 years later (nearly a quarter period) is shown in figure 5b. The low has split into two parts and the high pressure area is reduced. Whereby a part has propagated to the East, another part to the West. The geopotential height at 500 hPa exhibits nearly the same spatial structure as the SLP, but the anomalous low is shifted somewhat westward with respect to the anomalous surface low (not shown). It is obvious, that an anomalous low situated east of Newfoundland causes a grater meridional gradient of the zonal windstress, which affects the subpolar and subtropical gyre circulation and the Ekman pumping vertical velocity in the ocean.

Figure 5a shows the composite map of the SST at the year -4. The highest variability is concentrated south of Newfoundland, with a maximal amplitude of the SST variation about 0.2 K. Figure 5b shows the situation 4 years later (nearly a quarter period). The anomaly of the SST south of Newfoundland is reduced and underlines the standing character of the oscillation

in this part of the North Atlantic. Furthermore, a warming of the SST was detected in the center of the North Atlantic area. This suggested locally different processes for the development of the SST anomaly.

The balance equation for the surface energy budget is given by:

$$\frac{\Delta H}{\Delta t} = F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - F_{\text{SH}}^{\uparrow} - F_{\text{LH}}^{\uparrow} - F_{\text{G}}^{\downarrow} - F_{\text{M}} - F_{\text{Mix}} - F_{\text{A}} \quad (2)$$

Where $F_{\text{rad}}^{\text{sfc}}$ denotes the net radiation flux, F_{LH}^{\uparrow} and F_{SH}^{\uparrow} the latent and the sensible heat fluxes, $F_{\text{G}}^{\downarrow}$ the heat flux into the subsurface layer, F_{M} the energy involved melting ice or in freezing water, F_{Mix} the horizontal mixing and F_{A} the heat transport due to the horizontal ocean current. To investigate the reasons for the locally different behavior of the SST only the latent and sensible heat fluxes, the horizontal temperature advection and the vertical temperature advection generated by Ekman pumping were considered. That means the temporal evolution of the SST is approximated by:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} + \bar{v}_h \cdot \nabla_h T_s + w_e \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{1}{c_p \rho \Delta z} (F_{\text{SH}}^{\uparrow} + F_{\text{LH}}^{\uparrow}) = R, \quad (3)$$

where the density (ρ) and the specific heat (c_p) are approximately constants. Δz is the thickness of the upper ocean layer (50m) and R stand for the residuum. In doing so, composite cycles were separately created for these fields.

Figure 6a and 6b show the results of the compositing for the region south of Newfoundland (40°-50°N, 55°-65°W). The vertical thermal advection of the ocean surface layer (diamonds) and the horizontal part of the advection (squares) leads the SST (circle) for one quarter period, suggesting an advective forcing. That is, an increasing SST is generated by a weaker subpolar Gyre and Labrador Stream and a weaker pumping as well as due to the anomalies of the SLP and corresponding anomalies of the windstress. The latent heat fluxes (square) and the sensible heat fluxes (diamonds) are in phase with the SST (circles) (a positive value denotes a flux into the ocean). An anomal warm SST simultaneously forces a higher heat flux into the atmosphere, i.e., in this area the SST anomaly is generated by the temperature advection and is damped by the turbulent heat fluxes.

In the center of the North Atlantic (35°-45°N, 45°-55°W) the anomal flux of latent heat (diamonds) into the ocean leads the SST (circles) by a one quarter period (Figure 7b). The influence of the sensible heat flux can be neglected (not shown), i.e., an increasing SST is primarily forced by an anomal high latent heat flux into the ocean. The horizontal (squares) and the vertical (diamonds) temperature advection is nearly in phase with the SST (circles) and tends to amplify the SST anomaly. (Figure 7a) Robertson (1996) found the same forcing of the SST over North Pacific region.

The anomaly of the ocean temperature in 150m depth has approximately the same spatial behavior as the SST. The maximal amplitude is slightly shifted south-east to the SST anomaly south of Newfoundland (not shown). Furthermore, a large extension of the anomaly is visible along the 40° N latitude. The subsurface temperature has approximately the same amplitude but it leads the SST anomaly in this region about two years and it is in phase with the SLP and geopotential height at 500 hPa. The temperature advection is in phase with

subsurface temperature and tends to reinforce the anomaly. It is not clear what processes are responsible for an increasing sub surface ocean temperature in this region.

An anomalous 2 meter temperature south of Newfoundland is accompanied by an anomaly with a different polarity in the Baffinland area. It is obvious, that the 2 meter temperature over the North Atlantic yields the same spatial behavior as the SST (not shown). A reduced meridional gradient of the 2 meter temperature is found in a region where the strongest meridonal temperature gradient normally occurs in the North Atlantic area. The 2 meter air temperature and the SST are in phase and have the same amplitude caused by the short response time of the atmosphere due to SST changes with a timescale of only several days (e.g. Egger, 1977).

18 years mode over the entire Northern Hemisphere

This particular oscillation mode, isolated by Robertson (1996) over the North Pacific, has nearly the same period (of about 18 years) and a comparable SST and the geopotential height at 500 hPa variability like the interdecadal mode over the North Atlantic region presented here. This suggests a coupling of these two modes. To explore potential connection a combined MSSA was applied to the annuals means of the SST and of the geopotential height at 500 hPa over the entire North Hemisphere. Both variables were bandpass-filtered and pooled with a combined EOF analysis in same manner as described in chapter 3. The leading 30 PCs of the combined EOF analysis were the input channels of the MSSA (they explained about 10% of the total variance over the Northern Hemisphere). An oscillation with a period about 18 years can be detected. Figure 8 shows the pattern of the 500 hPa height at the very moment when the low pressure area east of Newfoundland reaches it peak. A strong atmospheric circulation over the Pacific leads about 5 years the atmospheric anomaly found over the Atlantic. The spatial struture of this mode is the same as the 18-year mode separately detected over the North Atlantic and the North Pacific. The pattern correlation of geopotential height between the local analysis and the analysis of the entire Northern Hemisphere is about 95% over the North Atlantic and about 93% over the North Pacific region. It is obvious that the atmospheric variability of this mode is concentrated in the midlatitudes. Figure 17 shows a Hovmöller-diagram for the first 150 years of the geopotential height anomaly averaged over the 30°N-60°N latitude range. An anomal behavior of the atmospheric circulation is not only confined over the ocean areas, it is also visible over North Russia (around 50°E longitude), but it disappears over the Asia Continent. Furthermore the standing character of the oscillation is underlined.

Table 1: Correlation between the different indices of the 500 hPa geopotential height over the North Pacific (40°-50°N, 165°-175E°) and over the North Atlantic (40°-50°N, 45°-55°W) for the local and the hemispheric analyses (* 5 and ** 4 years lagged correlation).

Geopotential height at 500 hPa		Local analyses		Hemispheric analyses	
		North Pacific	North Atlantic	North Pacific	North Atlantic
Local	North Pacific	1.00	0.55**	0.85	0.85**
Local	North Atlantic		1.00	0.72*	0.71
Hemispheric	North Pacific			1.00	0.95*
Hemispheric	North Atlantic				1.00

Table 2: Correlation between the different indices of the SST over the North Pacific (30°-40°N, 165°-175°E) and over North Atlantic (40°-50°N, 55°-65°W) for the local and hemispheric analyses (* 5 and ** 4 years lagged correlation).

SST		Local analyses		Hemispheric analyses	
		North Pacific	North Atlantic	North Pacific	North Atlantic
Local	North Pacific	1.00	0.55**	0.86	0.86*
Local	North Atlantic		1.00	0.72*	0.73
Hemispheric	North Pacific			1.00	0.96*
Hemispheric	North Atlantic				1.00

The variability of the local analyses is all the time greater than for the analysis of the hemisphere. Table 1 shows the correlation between the different indices of the 500 hPa geopotential height over the North Pacific (40°-50°N, 165°-175°E) and over the North Atlantic (40°-50°N, 45°-55°) for the local and the hemispheric analyses and table 2 shows the same for the SST. The Index of the 500 hPa geopotential height of the local analysis over the North Atlantic is well correlated (about 70%) with the analysis over the entire Northern Hemisphere. A better correlation (about 85%) occurs the index of the North Pacific of the local analysis with the hemispheric one, whereas the time series of both local analyses are less correlated (about 50%). The same is true for the SST. These results suggest that the detected modes over the two oceans are coupled, but strong modulated by local processes over the North Atlantic and North Pacific area.

5. Conclusion and Discussion

An interdecadal oscillation in the ocean and atmosphere system was found in a 500 year integration of the coupled ocean-atmosphere circulation model ECHAM1/LSG. It shows a period about 18 years in a 10-50 year band over the North Atlantic. The most activity occurs around the year 200.

The detected anomaly of the SST was primarily generated by the thermal advection of the upper ocean layer. The horizontal part of the anomalous advection was linked to strength and position of the subpolar gyre and the Labrador Stream propagation and the vertical part was essentially generated by Ekman pumping. Both processes, the gyre activity and the Ekman pumping vertical velocity, are forced by the anomaly of the windstress field. Thus the anomaly of the SST primarily reflects the passive response of the upper ocean layer of an atmospheric forcing. The turbulent heat fluxes damped the SST, except for the center of North Atlantic. Here the fluxes of latent heat force the SST anomaly and the thermal surface advection tends to amplify the anomaly.

The 2 meter temperature of the atmosphere and the SST are in quasi thermal equilibrium. An anomalous warm SST south of Newfoundland enhanced the meridional gradient of temperature north of the anomaly in the ocean and atmosphere. Palmer and Sun (1985) showed, that the response of the atmosphere of such SST distribution is a northward shifted enhanced baroclinic eddy activity. This implies weaker westerly winds over the mid-latitude North Atlantic accompanied by a weaker low pressure area east of Newfoundland. Similar results were found by Latif and Barnett (1994) over the North Pacific area in a 70 year integration of the higher resolution (T42) ECHO model, although in the presented results the geopotential height at 500 hPa and the SLP leads the SST by 2 years. Robertson (1996) found the same behavior of the 18 year mode for the North Pacific. Here the 500 hPa geopotential height leads the SST about 1 year. Nevertheless, this suggests that changes in meridional temperature gradient in the midlatitudes accompanied by a modification of the baroclinic eddy

activity, at least, has an affect on here presented atmospheric fluctuations. These results are inconsistent with classical linear theory where a heating by anomal warm SST in the midlatitudes accompanied by a surface anticyclone is shifted westward to the heat source (e.g. Hoskins and Karoly, 1981 and Egger, 1977).

The area of the maximal amplitude of the 150m ocean temperature anomaly is situated south of Newfoundland. In this area a anomal cold subsurface ocean layer at 150m is in phase with the anomal strong atmospheric circulation and leads the maximal of the SST anomaly about 2 years. Robertson (1996) found the same behavior in the area (140°E-160°E, 25°N-35°N).

The 18 year oscillation can be found over the whole hemisphere and is concentrated in the midlatitudes. The 500 hPa geopotential height anomaly is pronounced the most over the North Pacific and North Atlantic but it is also visible over North Russia. This hemispheric mode is well correlated with the isolated oscillations of the local analysis over the North Atlantic and North Pacific sector. The amplitude of the geopotential height and the SST anomalies of the analysis of the entire North Hemisphere are weaker than the two local analyses but in a good temporal agreement.

Based on our findings we may conclude that the North Pacific and the North Atlantic mode are coupled and may have not their origin in an air-sea interaction over the North Pacific or North Atlantic alone, but with a strong modulation due to local processes. This is at variance with Latif and Barnett (1994), who supposed that the interdecadal variability over North Pacific based on an unstable air-sea interaction between the gyre strength and the Aleutian low pressure system. Further investigations are required to obtain the driving mechanisms of the interdecadal fluctuations of the atmospheric circulation.

The isolated oscillation mode presented here has nearly the same period to that Zorita and Frankignoul (1996) detected in a 325 year integration of the same GCM, but the spatial and temporal behavior differs from the results presented here. In contrast to our investigation, the authors found that the SST modulation by the gyre current was weak. They also found no evidence for an air-sea interaction as the reasons of the interdecadal variability over the North Atlantic.

Acknowledgments

The author is grateful to W. Metz and U. Harlander for the helpful discussions and to N. Mölders for carefully reading the manuscript. This work was supported by the Deutsches Bundesministerium für Bildung, Forschung und Technologie.

References

- Bjerknes, J., 1964: Atlantic air-sea interactions. *Adv. Geophys.*, 1-82.
- Cubasch, U., K. Hasselmann, H. Hoesck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewicz, B.S. Santer and R. Sausen, 1992: Time-dependent greenhouse warming computations with a coupled ocean-atmosphere model. *Climate Dynamics*, **8**, 55-69.
- Delworth, T., S. Manabe, R.J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **3**, 1993-2011.
- Egger, J., 1977: On the linear theory of the atmospheric response to sea surface temperature anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 603-614.
- Ghil, M. and R. Vautard, 1991: Interdecadal oscillations and the warming trend in global temperature time series. *Nature*, **350**, 324-327.
- James, I.N. and P.M. James, 1989: Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation Model. *Nature*, **342**, 53-55.

- Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141-157
- Latif, M and T.P. Barnett, 1994: Causes of decadal climate variability over the North Pacific/North American sector. *Science*, **233**, 334-337.
- Palmer, T.N. and Z. Sun, 1985: A modelling and observational study of the relationship between sea surface temperature in the north-west Atlantic and the atmospheric general circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 947-975.
- Plaut, G. and R. Vautard, 1994: Spells of low-frequency oscillations and weather regimes in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 210-236.
- Robertson, A.W., 1996: Interdecadal variability over the north Pacific in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Climate Dynamics*, **12**, 227-241.
- Trenberth, K.E. and J.W. Hurrell, 1994: Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Climate Dynamics*, **9**, 303-319.
- Vautard, R., P. Yiou and M. Ghil, 1992: Singular spectrum analysis: A toolkit for short noisy chaotic signal. *Physica D*, **58**, 95-126.
- Von Storch, J.-S., 1994: Interdecadal variability in a global coupled model. *Tellus*, **46A**, 419-432.
- Zorita, E. and C. Frankignoul, 1996: Modes of North Atlantic decadal variability in the ECHAM1/LSG coupled ocean-atmosphere general circulation model. Submitted.

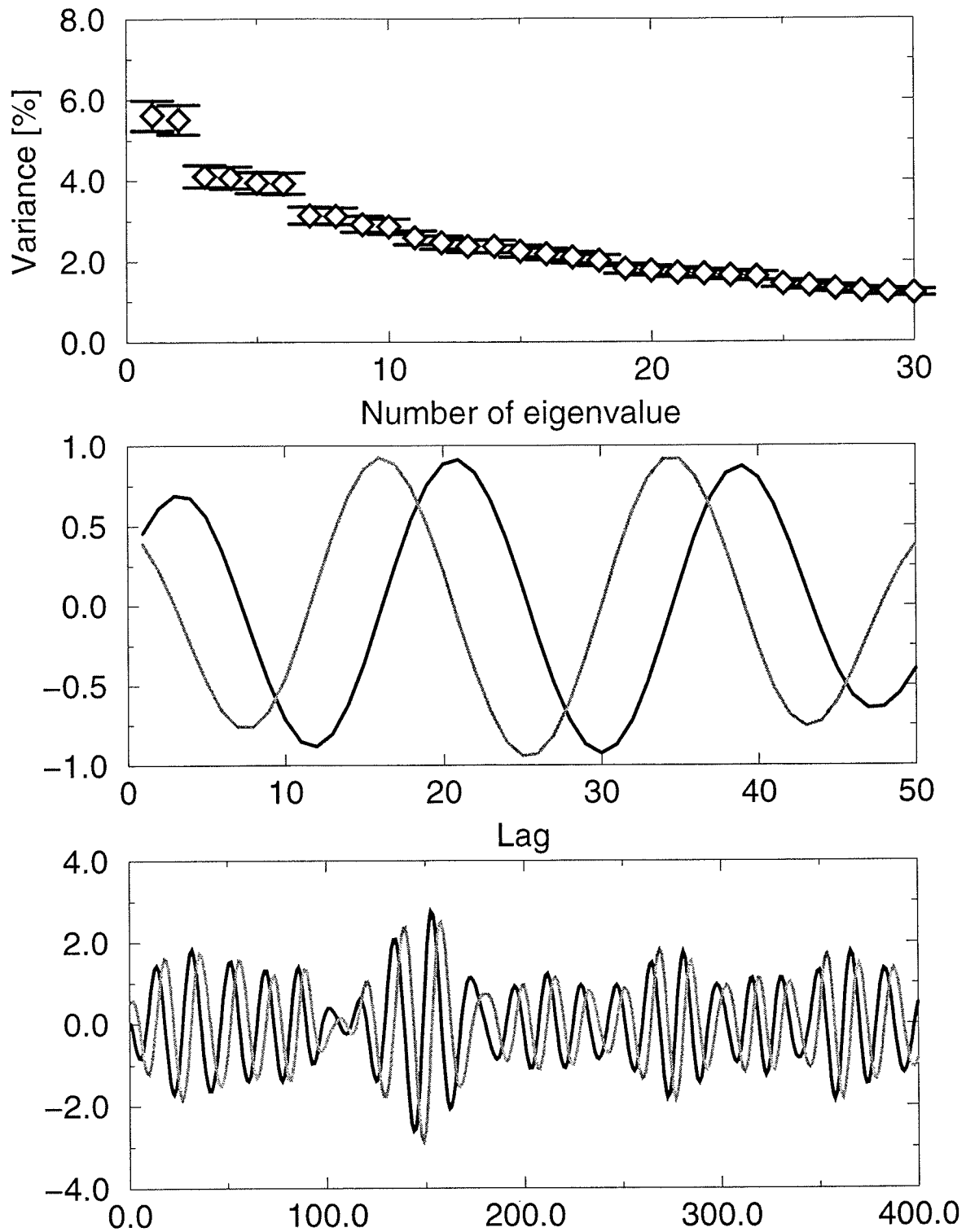


Figure 1: Combined 11-variable MSSA over the North Atlantic area (a) Eigenvalue spectrum, (b) the first channel of the corresponding ST-EOF to the leading pair of eigenvalues, (c) as (b) but the corresponding ST-PC

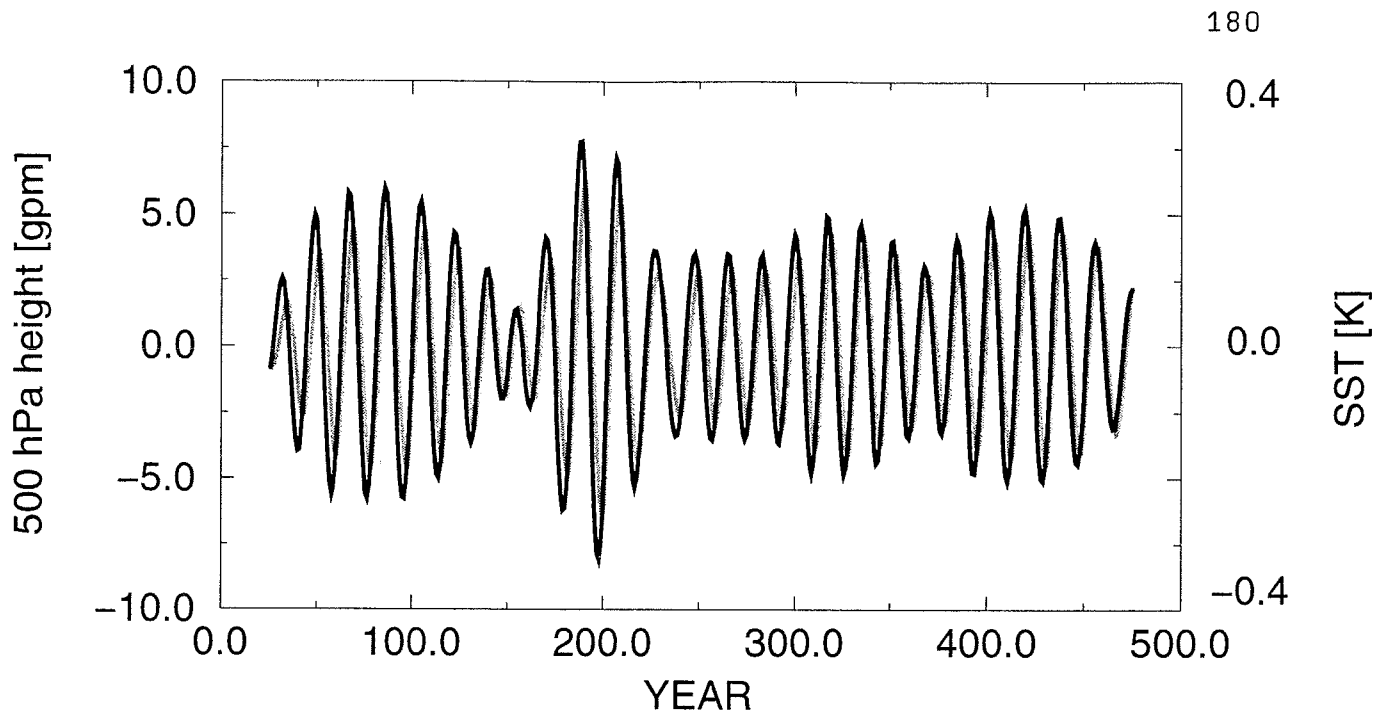


Figure 2: Indices of spatial averages of the RCs for the SST south of Newfoundland (40° - 50° N, 55° - 65°) (gray line) and the geopotential height at 500 hPa east of Newfoundland (40° - 50° N, 45° - 55°) (black line).

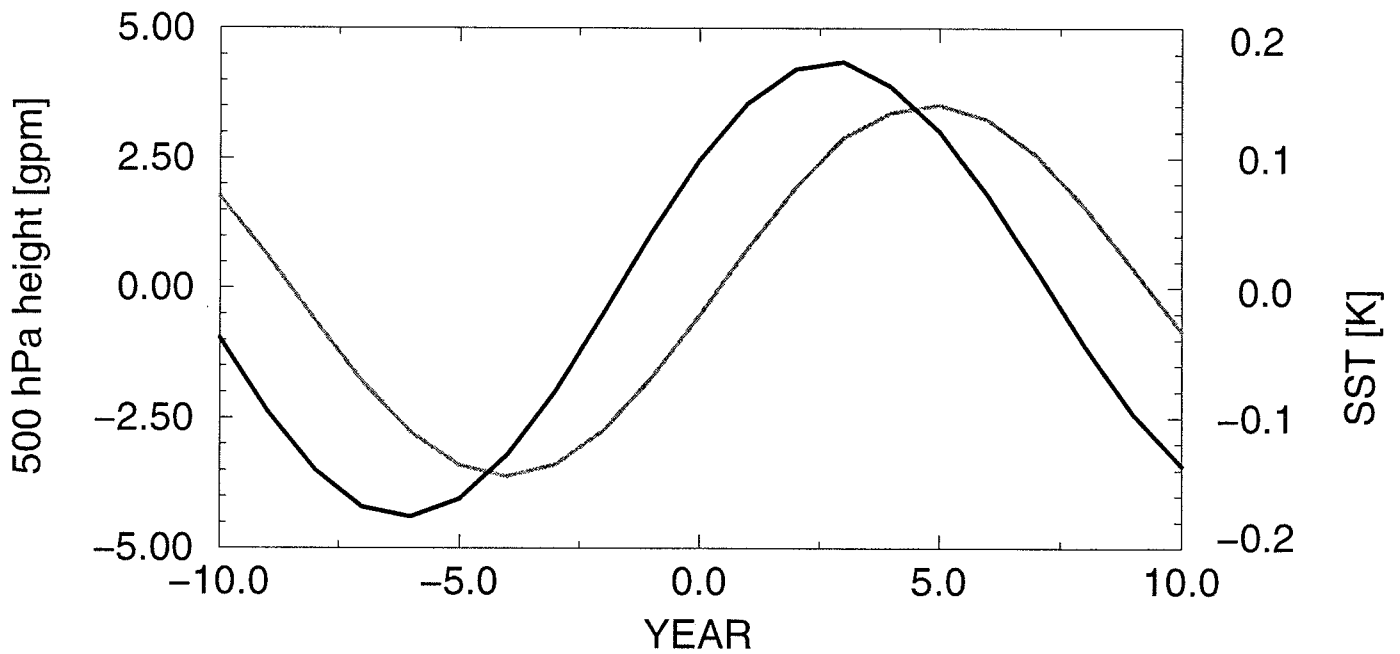
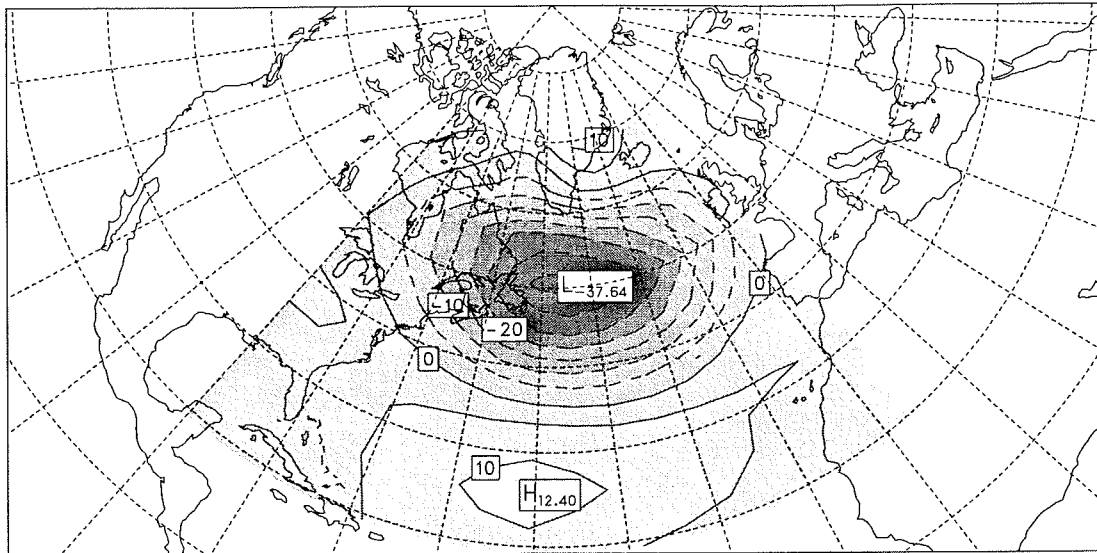
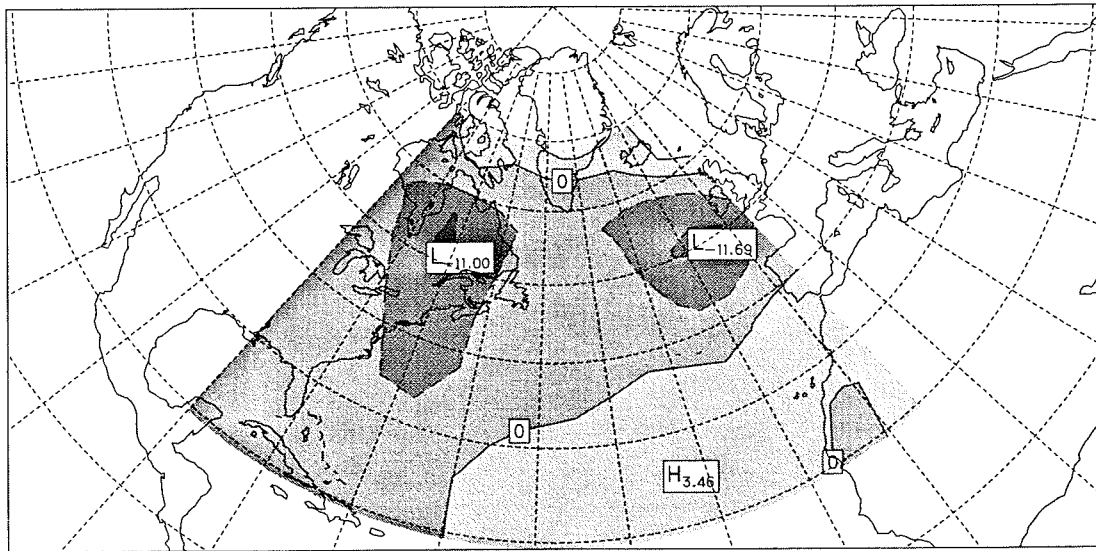


Figure 3: Composite cycle of the SST (gray line) and 500 hPa geopotential height (black line) for the same region as figure 2.



CONTOUR FROM -35 TO 10 BY 5



CONTOUR FROM -10 TO 5 BY 5

Figure 4: Composite maps of the SLP (a) at year -6 (two years before the SST reaches its negative peak south of Newfoundland, (b) four years later. Negative values dashed

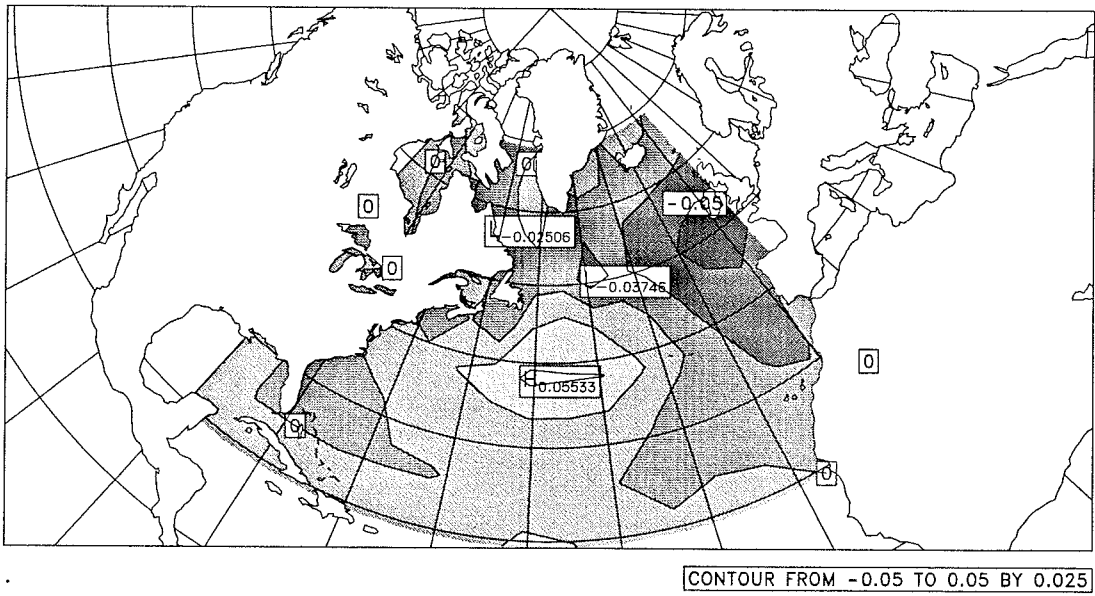
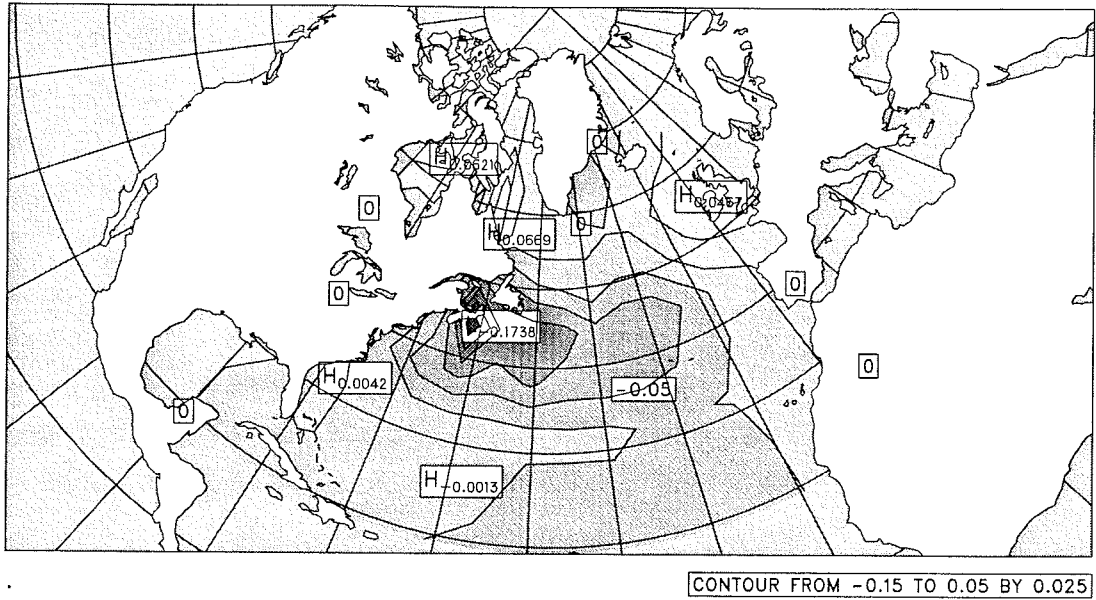


Figure 5: Composite maps of the SST, (a) at year -4 and (b) five years later

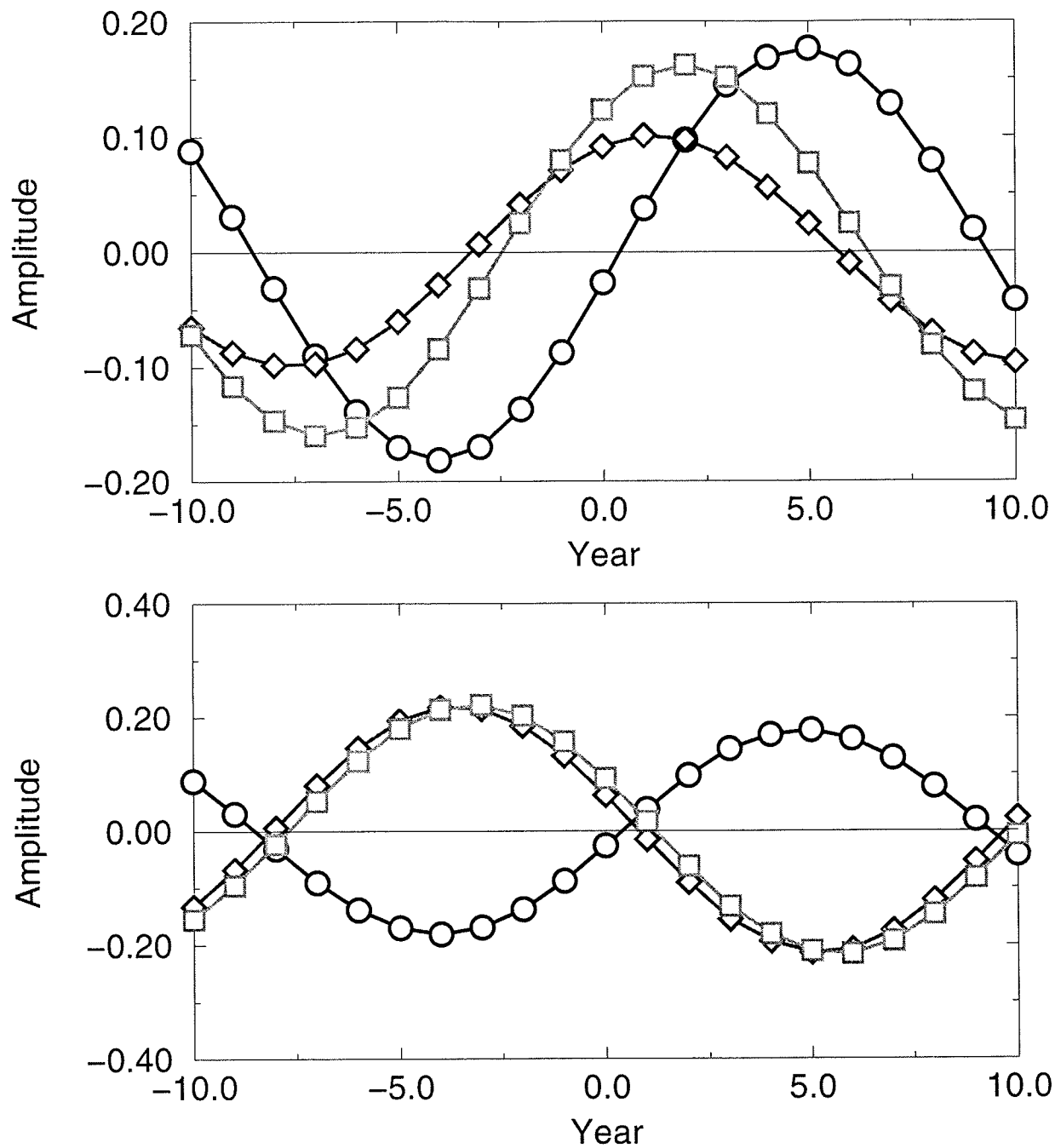


Figure 6: Composite cycle for region east of Newfoundland. (a) SST [K] (circles), vertical thermal advection generated by Ekman pumping [K/a] (diamonds) and horizontal thermal advection [K/a] (squares), (b) SST [K] (circles), fluxes of latent heat [K/a] (diamonds) and the fluxes of sensible heat [K/a] (squares).

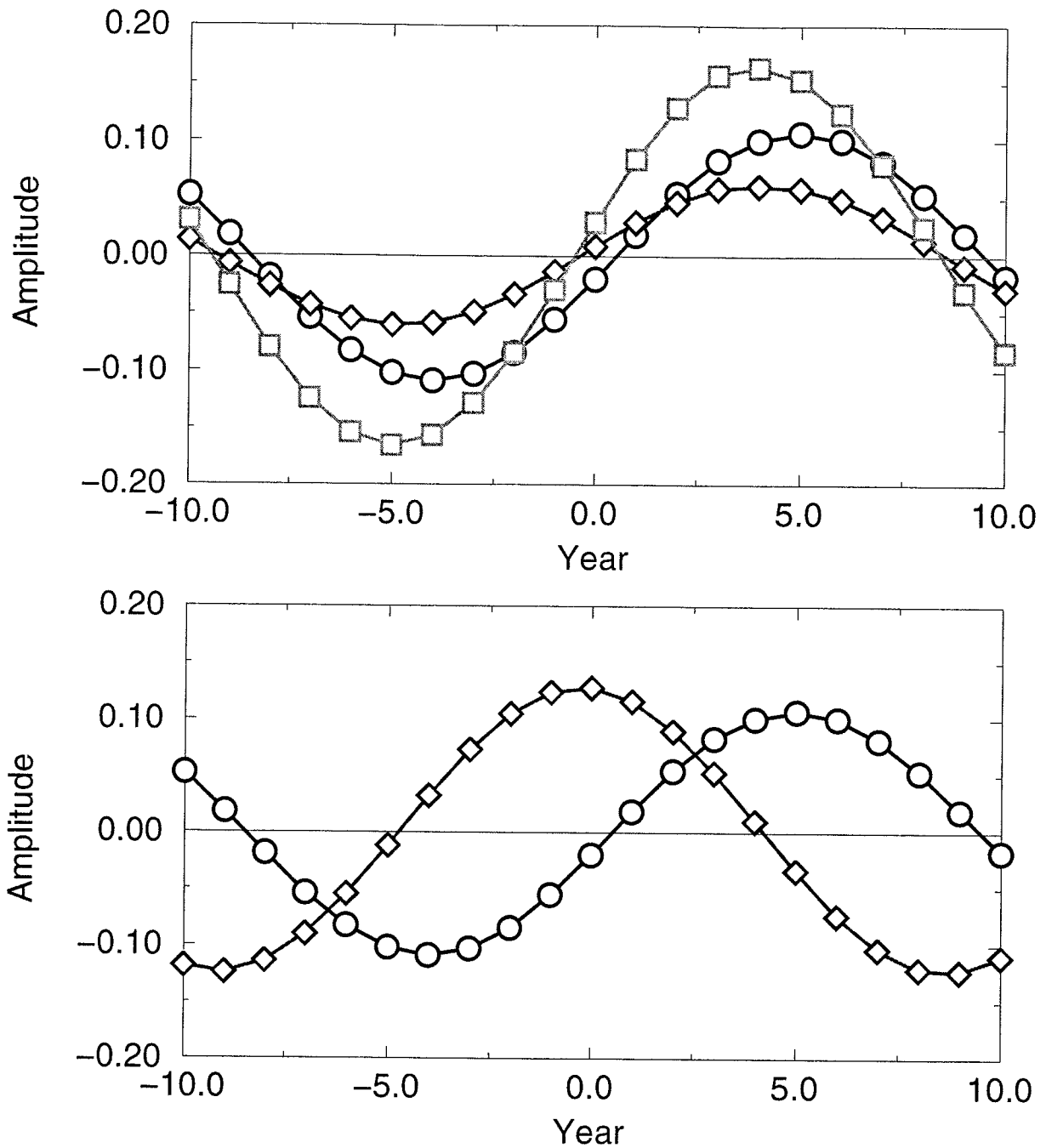


Figure 7: Composite cycle over the area (35° - 45° N, 45° - 55° W). (a) SST [K] (circles), vertical thermal advection generated by Ekman pumping [K/a] (diamonds) and horizontal thermal advection [K/a] (quares), (b) SST [K] (circles), fluxes of latent heat [K/a] (diamonds).

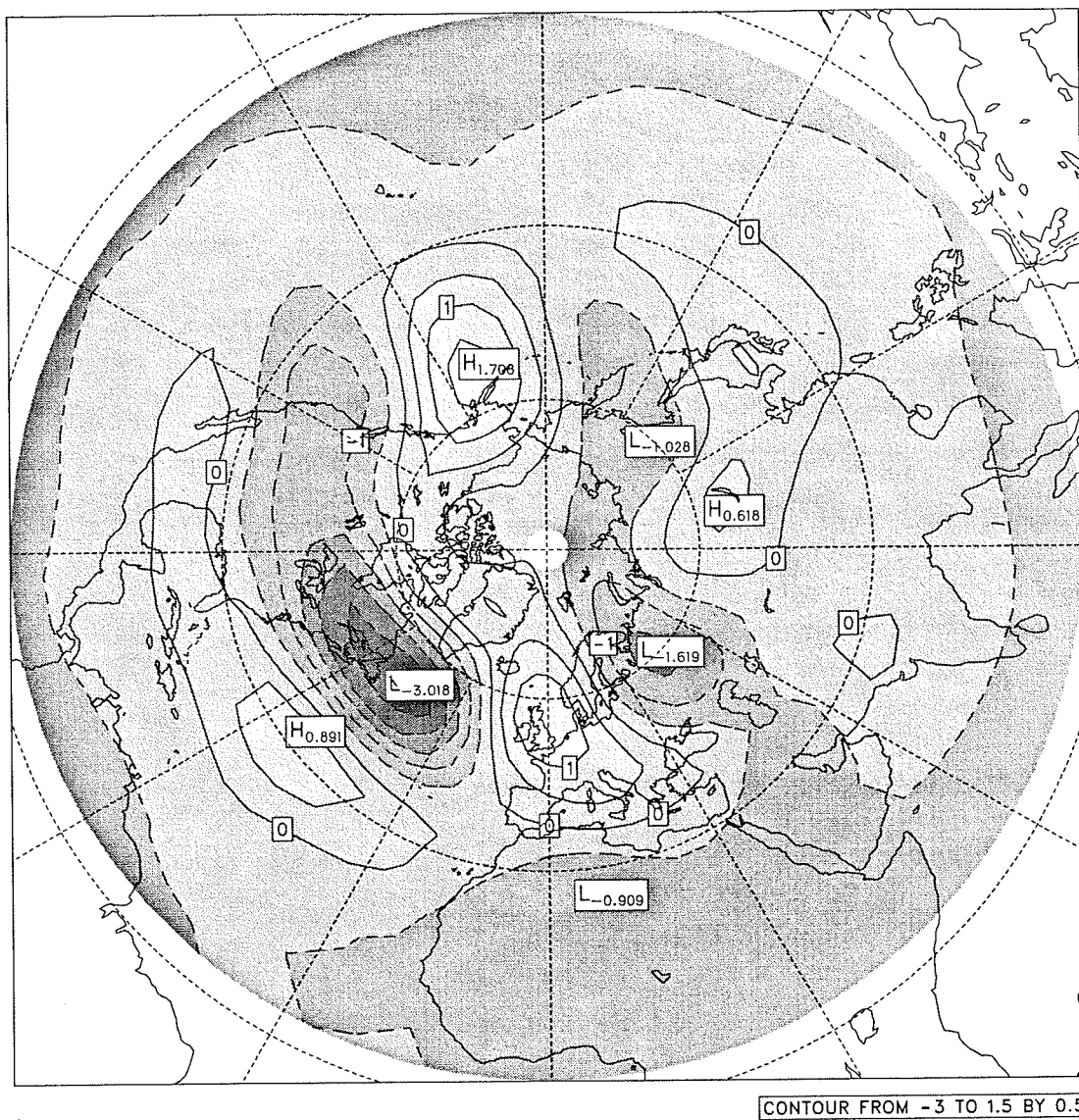


Figure 8: Composite maps of the geopotential height at 500 hPa over the Northern Hemisphere, at the moment when it peaks in the area (40° - 50° N, 45° - 55° W).

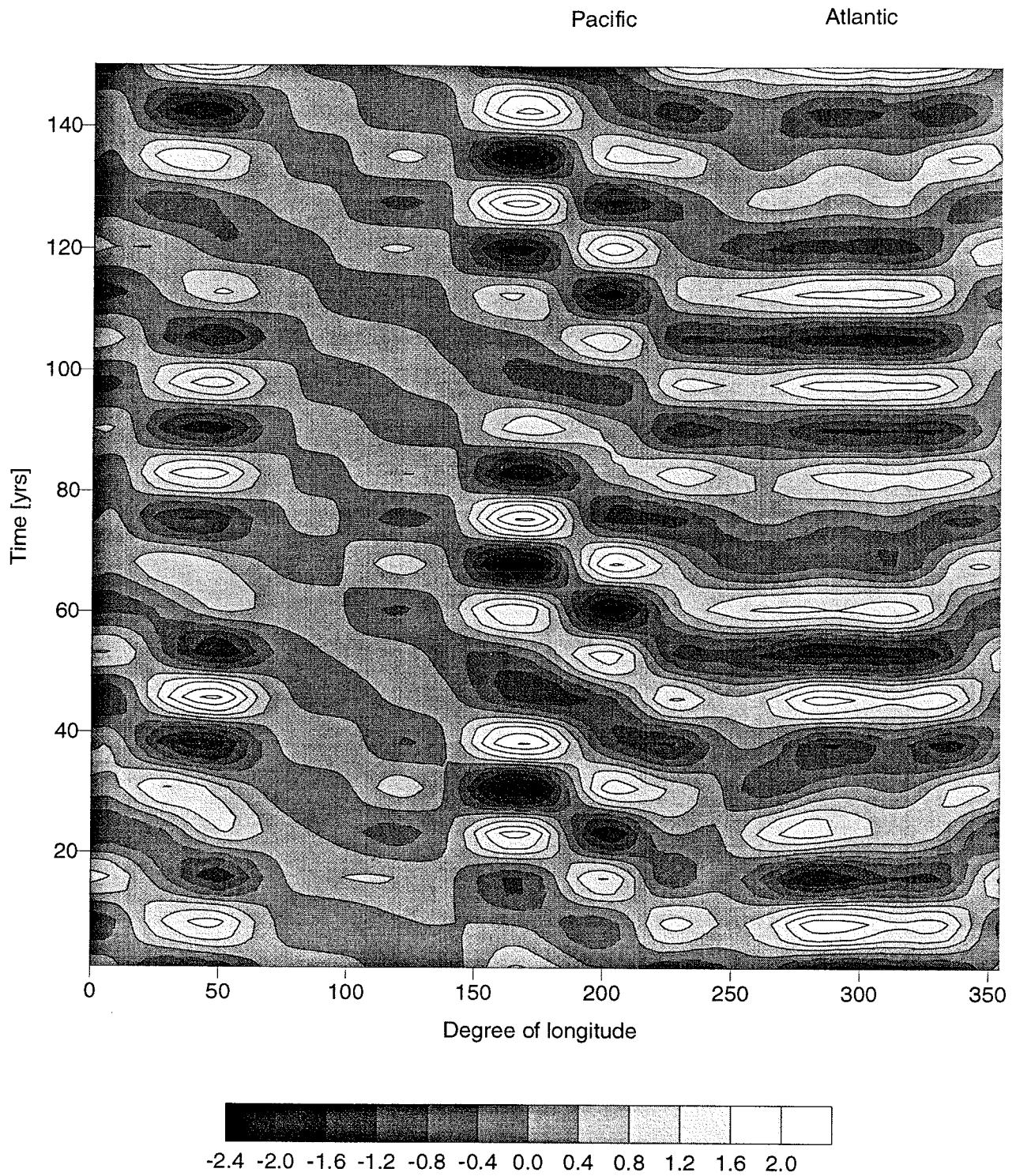


Figure 9: Time-longitude cross-section for the first 150 years of the geopotential height anomaly averaged over the 30° N - 60° N latitude range.

Bestimmung des Bodenreibungsbeiwertes und der Oberflächenreibung eisbedeckter Wasserflächen im Meiningenstrom der Darß-Zingster Boddenkette und Anwendung auf vertikal integrierte hydronumerische Modelle

Hans-Jürgen Schönfeldt, Armin Raabe und Henning Baudler

Zusammenfassung:

In einem hydronumerischen Modell zur Prognose des Strömungs- und Wasserstandsfeldes flacher Gewässer wird eine auf der Turbulenztheorie basierende Tiefenkorrektur für den Bodenreibungsbeiwertwert eingeführt und auf der Basis von Berechnungen für die Darß-Zingster Boddenkette überprüft. Für einen ausgewählten Meßpunkt der Darß-Zingster Boddenkette wurde der Reibungsbeiwert sowohl am Boden als auch unter einer Eisschicht experimentell bestimmt. Die Auswirkungen einer Tiefenkorrektur des Reibungsbeiwertes wurden in einem vertikal integrierten hydronumerischen Modell untersucht. Dabei wurden die experimentell bestimmten Reibungsbeiwerte, sowohl für die Reibung am Boden, als auch für die Reibung unter einer Eisschicht im Modell benutzt. Das verwendete Modell zeigt mit den gemessenen Reibungsbeiwerten nach Einführung der Tiefenkorrektur eine bessere Übereinstimmung zwischen Modelldaten und amtlichen Pegelregistrierungen.

Summary:

For simulation of the flow and water level field in shallow water is introduced a depth correction of the bottom drag coefficient based on the theory of turbulence in a hydronumerical model and tested on calculations for the 'Darß-Zingster Boddenkette'. The drag coefficient was determined experimentally on the bottom and under ice for a selected measurement point in the 'Darß-Zingster Boddenkette'. The result of the depth correction was tested with a depth integrated hydronumerical model. The experimentally determined drag coefficient on the bottom and under ice was introduced in the model. The used model shows with the measured drag coefficient after using the depth correction better agreement between the numerically simulated and measured water level.

1. Einleitung

Hydronumerische (HN-) Modelle werden erstmalig von Hansen (1952) verwendet, um Strömungsfelder und Wasserstände vorherzusagen. Ein wichtiger Parameter in HN-Modellen ist der Bodenreibungsbeiwert, der ganz wesentlich die berechneten Strömungsgeschwindigkeiten und die prognostizierten Wasserstände beeinflusst. Bis heute betrachtet man diese Größe als Parameter des HN-Modells, den man (fast) beliebig variieren kann, um so Modellergebnisse mit Meßergebnissen in Übereinstimmung zu bringen. Auf der anderen Seite ist es nicht zu vertreten, wenn Bodenreibungsbeiwerte verwendet werden, die außerhalb des Fehlerbereiches der Meßwerte liegen und damit falsch sind. Mit diesen Werten hat man zwar Übereinstimmung zwischen Messung und Modell im Einzelfall erreicht, kann aber nicht davon ausgehen, daß Prognosen für Extremfälle zutreffen. Da die Strömungsgeschwindigkeit quadratisch in die Berechnung der Schubspannung (Bodenreibungsterm, siehe Gleichung (5)) eingeht, sind Prognosen für den Extremfall stark fehlerbehaftet (Jahrhunderthochwasser, Vergleich mit Messungen nicht möglich). Leider wurden Bodenreibungsbeiwerte bislang nur selten experimentell bestimmt. Für ein Gebiet der deutschen Ostseeküste, die Darß-Zingster Boddenkette, soll im folgenden ein HN-Modell zur Prognose von Wasserstands- und Strömungsfelder vorgestellt werden.

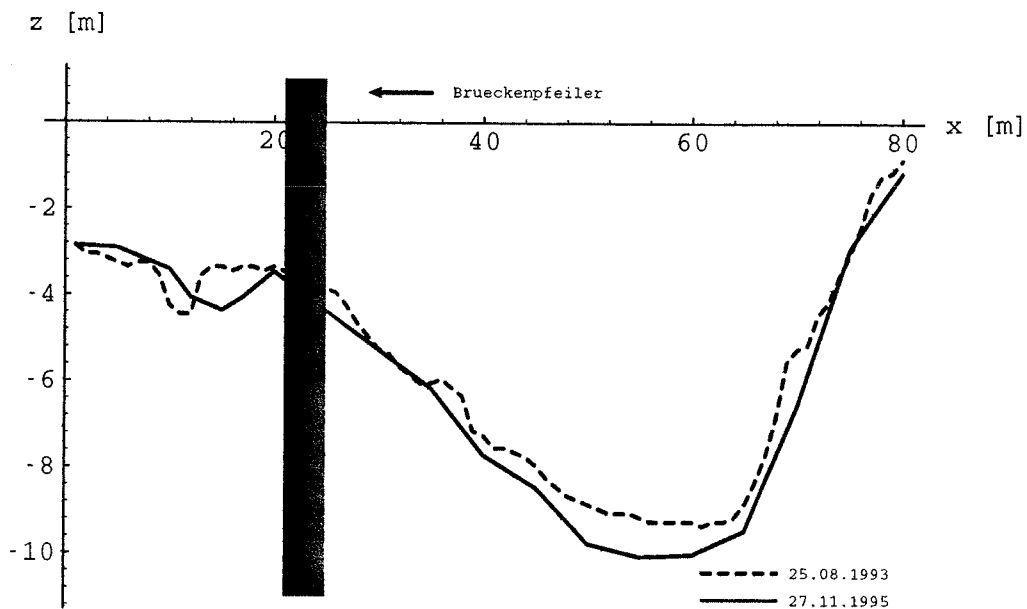


Abb.1: Tiefenprofile an der Meiningenbrücke, Ortslage siehe Abb. 2

Die Boddenkette wird zur Zeit intensiv hinsichtlich der anthropogenen Beeinflussung untersucht. Dabei spielen solche Fragen wie veränderte Wasserstände durch Meeresspiegelanstieg, Wegfall der Deiche im Nationalpark, Erhöhung der Deiche im Siedlungsgebiet, Verbindungen mit der Ostsee, Versandung von Fahrrinnen, usw., eine Rolle. Die Darß-Zingster Boddenkette hat nur eine schmale Verbindung zur Ostsee und ist damit hydrographisch ein Ästuar. Einen Überblick und einen Eindruck von der starken Gliederung der Gewässer ist der Land-Seeverteilung des hydronumerischen Modells zu entnehmen (Abb. 2). Die Boddenkette ist eine durch die letzte Eiszeit geprägte Endmoränenlandschaft und hat sich durch Überfluten und Hakenbildung an den diluvialen Kernen zur heutigen Form entwickelt. Die umgebenden und eingeschlossenen Landmassen haben eine durchschnittliche Landhöhe kleiner einem Meter. Nur im Westbereich befindet sich ein höherer diluvialer Kern (Fischland). Durch natürliche Versandung werden die Verbindungen zur Ostsee immer weiter eingeschränkt. Diesem Trend wird vom Menschen nur teilweise durch Freibaggern der Fahrrinne entgegengewirkt. Der Wasseraustausch mit der Ostsee wird wesentlich durch die Wasserstands Differenz zwischen Bodden und Ostsee gesteuert. Landschaftsprägend sind Sturmhochwasser, die große Mengen Sand in die Bodden transportieren und die zum Erhalt oder zur Neuschaffung von Sturmflutrinnen beitragen. Die größte Sturmflutrinne ist der Meiningenstrom mit seiner Maximaltiefe von heute 10 Metern. Ähnliche Sturmflutrinnen sind das Fahrwasser südlich von Pramort (Ostende der Halbinsel Zingst) mit Wassertiefen von 4 Metern und die Aue mit einer Tiefe bis zu 5 Metern. Die Aue ist eine alte Sturmflutrinne, die Verbindungen zur Ostsee und zum Grabow sind versandet und liegen bis zu 0,1m unter NN. Ein ähnliches Schicksal erlitt die früher schiffbare Verbindungen zur Ostsee in Prerow. Sie war vor den Sturmhochwassern 1872 und 1874 seicht geworden und wurde nach diesen Sturmhochwassern von Menschenhand geschlossen. Die Sturmflutrinne östlich von Pramort ist nach diesen Sturmhochwassern mehr und mehr versandet und heute verlandet. Die Veränderlichkeit der Profile in den Sturmflutrinnen zeigt die Dynamik im Untersuchungsgebiet. So betrug die Maximaltiefe im Meiningenstrom am 25.08.1993 9,26 Meter und nach dem Sturmhochwasser vom 3.11. zum 4.11.95 10,06 Meter (siehe Abb.1). Der

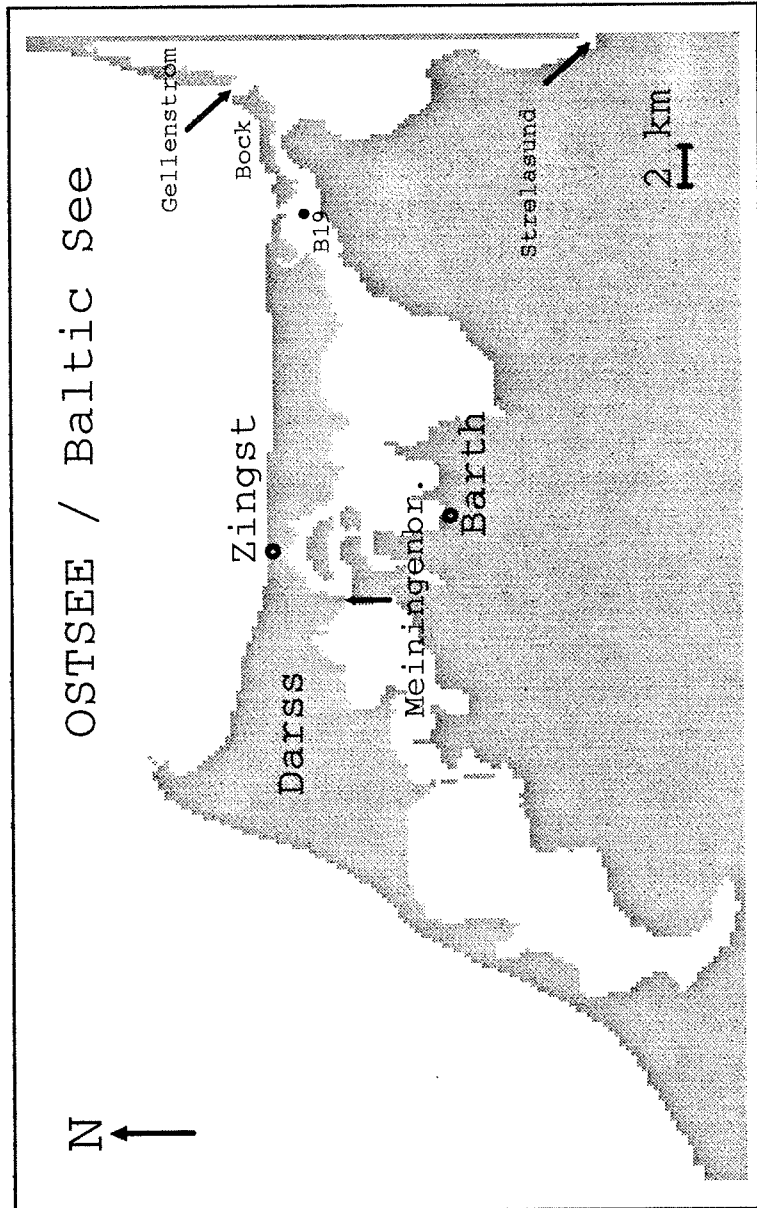


Abb.2: Das Modellgebiet

Gellen verlängert sich nach Reinhard (1953) um 4 m im Jahr in Richtung Süden, Pramort (Kukshüren) wächst ca. 1.80 m im Jahr in Richtung Osten. Dies ist nach unserer Meinung das Hauptproblem bei der Modellierung der Darß-Zingster Boddenkette. In den Seekarten sind die Fahrwasser für die Schifffahrt ausreichend und entsprechend aktualisiert. Tiefen und Querschnitte in den Sturmflutrinnen stimmen aber nicht, da sie ständigen Veränderungen unterliegen. Auf der anderen Seite haben Stückrad u.a. (1995) einen erheblichen Einfluß des Fließquerschnittes am Meiningenstrom auf den Wasseraustausch zwischen den Bodden berechnet. Eine Besonderheit der Boddengewässer ist die winterliche Vereisung. Diese Perioden wurden in der Vergangenheit bewußt durch Fischer (klopfen auf das Eis, um dadurch den Fisch in die unters Eis geschobene Netze zu treiben) und Reetdachdecker (Schilfmaht) ausgenutzt. Diese Tätigkeiten besitzen Tradition, so daß man davon ausgehen kann, daß im Mittel diese Gewässer einen Monat fest zugefroren sind. In diesen Perioden ist die Windreibung und damit der Triftstrom Null (Impulsaustausch mit dem Wasser wird Null, nicht mit Eis). Außerdem wird der Gefällestrom zwischen Ostsee und Bodden durch zusätzliche Reibung gebremst. Messungen dieses Effektes in den Boddengewässern sind bisher nicht durchgeführt worden.

Bodenreibungsbeiwerte sind im Flachwasser schwer bestimmbar. Die Verwendung eines Schiffes als Meßplattform bringt eine Reihe Fehler, das Schiff beeinflußt die Strömung, komplizierte Ankervorrichtungen sind notwendig um das Schiff am Meßort zu fixieren. Solcherart gewonnene Daten sind mit großen Fehlern behaftet. Über den Meiningenstrom verläuft eine Brücke mit Brückenpfeilern außerhalb der Sturmflutrinne (siehe Abb.1). Von dieser Brücke aus sind einfache Profilmessungen möglich und im Rahmen von Fortgeschrittenenpraktika durchgeführt worden.

2. Theorie

Aus der Theorie der turbulenten Strömung über eine ebene Unterlage ergibt sich aus dem Mischwegansatz die Änderung der Geschwindigkeit mit der Höhe z

$$\frac{\partial \bar{u}'(z)}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}, \quad (1)$$

mit $\bar{u}'(z)$ der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit, u_* der Schubspannungsgeschwindigkeit und $k=0.4$, der von Kármán Konstanten. Durch Integration über z erhält man das Prandtl/ Kármán'sche Geschwindigkeitsverlustgesetz (von Kármán, 1934; Prandtl, 1925), mit z_0 als Integrationskonstante (Rauigkeitshöhe).

$$\bar{u}'(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2)$$

Gleichung (2) basiert auf der Konstanz der Schubspannung τ unmittelbar über der Unterlage, wobei sich τ durch

$$\tau = \rho_w u_*^2 \quad (3)$$

berechnen läßt, mit ρ_w der Dichte des Wassers. Die Schubspannung wird im hydronumerischen Modellen an den Grenzflächen zur Luft und zum Boden benötigt, Sie ist über den Newton-Taylor Ansatz berechenbar (Sündermann, 1966).

$$\tau = \rho_w r |U|U \quad (4)$$

Gleichung (4) wird in der Literatur so angegeben (vergl. Sündermann, 1966). Sie ist aber in dieser Form nicht korrekt, wenn der Reibungsbeiwert r als konstant mit z.B. 0,003 angenommen wird, wie das oft gemacht wird (Sündermann, 1966). An der Wasseroberfläche wird für die durch den Wind hervorgerufene Schubspannung der gleiche Ansatz gewählt,

$$\tau = \rho_l c_d |U^w_{10}| U^w_{10} \quad (5)$$

In Gleichung (5) bedeuten U^w_{10} die Windgeschwindigkeit in 10 Meter Höhe, eine Standardhöhe für Windmessungen, ρ_l die Dichte der Luft und c_d der dimensionslose Reibungsbeiwert für eine Wasseroberfläche ($\approx 1,2 \cdot 10^{-3}$). Gleichung (4) macht nur Sinn, wenn man für die Strömungsgeschwindigkeit eine feste Tiefe über Grund angibt, denn wegen (2) ist die Strömung tiefenabhängig. Es ist auch nicht möglich, in (4) die vertikal integrierte und durch die Wassertiefe geteilte Strömung einzusetzen. Es wird darum vorgeschlagen, mit einer unter Umständen fiktiven Strömungsgeschwindigkeit in 10 Meter über Grund zu rechnen. Damit wird der Reibungsbeiwert für gleiche Rauigkeiten z_0 aber verschiedenen Wassertiefen gleich. Für Wassertiefen um 10 Meter spielen dabei diese Überlegungen eine untergeordnete Rolle. Unter Verwendung von Gleichung (2) mit $U_{10} = u(10)$ und

$$\overline{u(z)}^H = \frac{1}{H} \int \overline{u'}(z) dz \quad \text{wird} \quad (6)$$

$$U_{10} = \overline{u(z)}^H \frac{\ln 10 - \ln z_0}{\ln H - \ln z_0 - (\ln 10 - \ln z_0) \frac{\sqrt{r}}{k}} \quad (7)$$

wobei H die Wassertiefe bedeutet. Es ergibt sich für unterschiedliche Wassertiefen ein unterschiedlicher Proportionalitätsfaktor zwischen der über die Tiefe gemittelten Strömung $\overline{u(z)}^H$ und U_{10} . Der Proportionalitätsfaktor bewegt sich für Wassertiefen um 10 Meter um Eins (abhängig von der Bodenrauigkeit z_0). In den Boddengewässern ist die Wassertiefe sehr variabel und kann in Überflutungsgebieten sehr klein werden. Die Gleichsetzung von U_{10} und $\overline{u(z)}^H$ liefert bei Wassertiefen zwischen 5 und 0,5 Metern einen Faktor zwischen 1,3 und 2,3 und wegen (5) bewegt sich der Faktor für τ zwischen 1,7 und 5,4 mit $z_0 = 0,01$ m. Für die mittlere Tiefe der Bodden mit 2 Metern ist τ immerhin mit einem Faktor von 2,5 zu korrigieren.

3. Das hydrodynamische Modell

Durch vertikale Integration der Navier-Stokes-Gleichungen und unter Vernachlässigung des horizontalen Austausches erhält man nach Linearisierung:

$$\frac{\partial \overline{u}^H}{\partial t} - f \overline{v}^H - \frac{1}{\rho_w} \frac{\tau_{uOb} - \tau_{uBo}}{\xi + H} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_L}{\partial x} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \overline{v}^H}{\partial t} + f \overline{u}^H - \frac{1}{\rho_w} \frac{\tau_{vOb} - \tau_{vBo}}{\xi + H} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_L}{\partial y} + g \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

mit x und y den horizontalen Ortskoordinaten, u und v den Strömungskomponenten, f dem Coriolisparameter, $\tau_{u,vOb}$ den Komponenten der Schubspannungsgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche, $\tau_{u,vBo}$ den Komponenten der Schubspannungsgeschwindigkeit am Grund, p_L dem Luftdruck, ξ der Wasserstandsauslenkung und den anderen Bezeichnungen wie oben.

Das verwendete hydrodynamische Modell integriert die vertikal integrierten Bewegungsgleichungen durch die finite Differenzenmethode (vergl. Sündermann, 1966). Dazu wurde das Untersuchungsgebiet (siehe Abb.2) mit einer Gitterweite von $\Delta l = 250$ m digitalisiert. Als Reibungsbeiwerte wurden für $c_d = 0,0012$ und der experimentell bestimmte Wert $r = 0,0044$ gewählt. Als Randbedingungen für die Oberfläche (Gleichung (5)) wurde der an der Außenstelle des Instituts für Meteorologie in Zingst gemessene Wind verwendet. Dabei zeigt sich aus Untersuchungen des Windfeldes über dem Untersuchungsgebiet in einem mesomaßstäblichen Modell, daß dieser Wind keinesfalls repräsentativ für das ganze Untersuchungsgebiet ist. Der Einfachheit wegen wurde aber auf umfangreiche Modellrechnungen zum Windfeld verzichtet und mit der einfachen Korrektur nach Hsu (1981) gearbeitet, um die Tiefenabhängigkeit der Boden-

reibung zu untersuchen. Weitere Randbedingungen stellen die Wasserstände an den offenen Rändern dar. Im Gegensatz zu Stückrad (1995) wurde nicht die Tonne B19 (Fahrwasser am Bock, siehe Abb. 2) als Rand gewählt, dieser Punkt ist zwar numerisch einfach zu behandeln (ein Gitterpunkt) aber praktisch nicht verwertbar. So gibt es nur für Pegel der Ostsee und Stralsund längere Pegelreihen, die zum Test der Modelle auch in Extremlagen geeignet sind. Wie aus Abb. 2 ersichtlich ist, sind weite Gebiete der Ostsee mit modelliert und der Einfluß des Strelasundes durch einen Kanal mit ähnlichen hydrographischen Eigenschaften einbezogen. Das hat den Vorteil, daß das Fahrwasser zwischen Bock und Gellen (Gellenstrom) mit seiner dämpfenden Wirkung mit in die Simulation eingeht, aber auch der Abfluß in den Strelasund bei gewissen Wetterlagen bzw. umgekehrt der Einstrom vom Strelasund durch das Fahrwasser am Bock in die Boddenkette berücksichtigt werden konnte. Es wurde der Ostseepiegel (Pegel Zingst) am offenen Nordrand und Westrand des Modells und der Pegel Stralsund an der mit "Strelasund" bezeichneten Stelle am Ostrand eingespeist (siehe Abb. 2).

4. Ergebnisse

4.1. Reibungsbeiwerte

Als Meßsonde wurde ein Strömungsmesser ME (Meerestechnik - Elektronik) verwendet. Außer der auf Ultraschallbasis gemessenen Horizontalkomponenten waren damit noch Temperatur, Salzgehalt und Druck verfügbar. Es wurden über 20 Minuten sieben Profile durch Hieven und Fieren der Sonde bestimmt. Die in Sekundenabstand gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten wurden anschließend über den Druck Tiefenintervallen von 20cm zugeordnet und in den Tiefenintervallen über 20 Minuten gemittelt. Dadurch konnte der Fehler durch die starken niederfrequenten Turbulenzen weitestgehend ausgeglichen und praxisrelevante Daten gewonnen werden. Überraschenderweise wurden im Gegensatz zu Brosin (1965) relativ häufig Dichteschichtungen beobachtet (siehe Abb. 4). Beim Auftreten von Dichteschichtungen versagt die einfache Turbulenztheorie (der Mischwegansatz nach Prandtl ist so nicht gültig), darum wurden in diesen Fällen die Profile lediglich bis zur Höhe der Dichtesprungschicht ausgewertet. Im Falle der Eisbedeckung ermöglichte die Dichteschichtung die Bestimmung der Reibung an der Eisoberfläche nahezu von der Bodenreibung unabhängig, da eine Dichtesprungschicht den vertikalen Austauschkoefizienten fast zum Verschwinden bringt. Ein Strömungsprofil im ungeschichteten Fall ist in Abb.3 dargestellt, das Dichteprofil im Falle der Eisbedeckung in Abb.4. Aus Gleichung (1) ist ersichtlich, daß die Kenntnis des Meßortes über Grund sehr stark in die Ergebnisse eingeht. Dazu wurde der Schutzkorb des Strömungsmessers ausgenutzt. Die Geometrie der Meßstrecke und des Drucksensors in bezug auf den Meßkorb sind bekannt. Der Meßkorb wurde zur Bestimmung der Tiefe am Meßort auf Grund gesetzt und von hier aus bis zur Oberfläche (oder bis zur Eisbedeckung) gehievt. Durch diese Verfahrensweise war es leicht möglich, ein Profil sowohl über Grund als auch bezüglich der Oberfläche festzulegen. Dabei spielte das Abdriften der Sonde bei starker Strömung eine untergeordnete Rolle, da sich die Tiefe nur unwesentlich im Bereich der Abdriftung ändert. In Abb.5 sind die logarithmischen Profile bezüglich der Eisoberfläche und bezüglich des Bodens für den geschichteten Fall dargestellt. Beide Teilbereiche lassen sich sehr gut durch die Theorie beschreiben, wobei dem mittleren Teil des Strömungsprofils keine Aufmerksamkeit geschenkt werden soll, er wurde bei der Ausgleichsrechnung nicht berücksichtigt. Hier kommt es durch die Schichtung zu internen Wellen, die mit einer Frequenz von 0,033 Hz aus einer anschließend gemessenen Zeitreihe

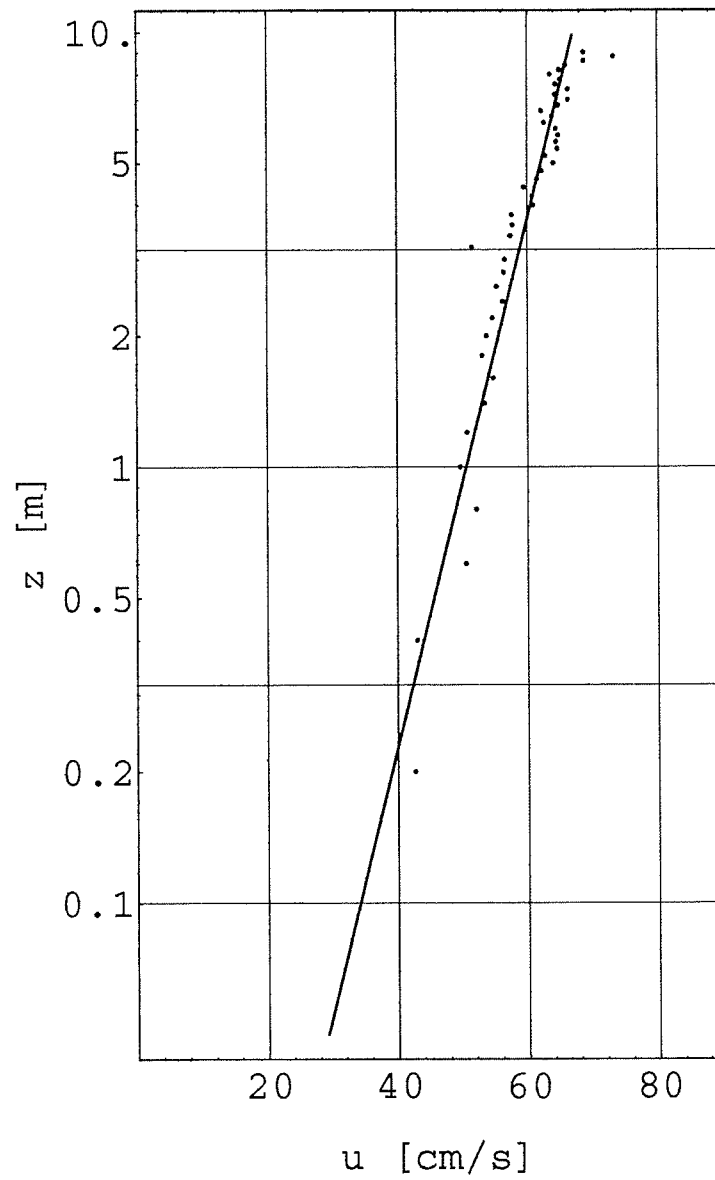


Abb.3: Logarithmisches Strömungsprofil (Meiningenbrücke, 26.04.96)

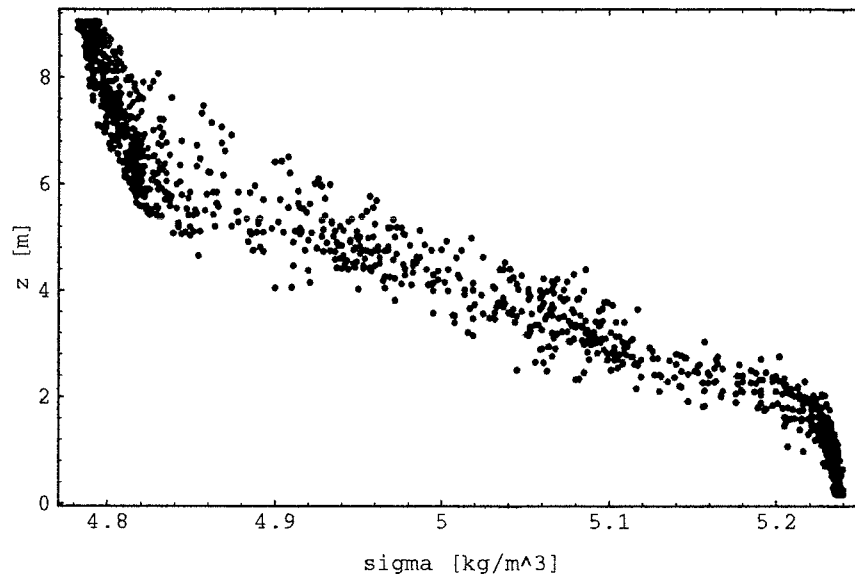


Abb.4: Dichteprofil vom 14.02.96 an der Meiningenbrücke. Die Dichte ist als reduzierte Dichte dargestellt mit $\sigma = \rho - 1000 \text{ kg/m}^3$. Es sind alle Meßwerte der sieben Profile eingetragen.

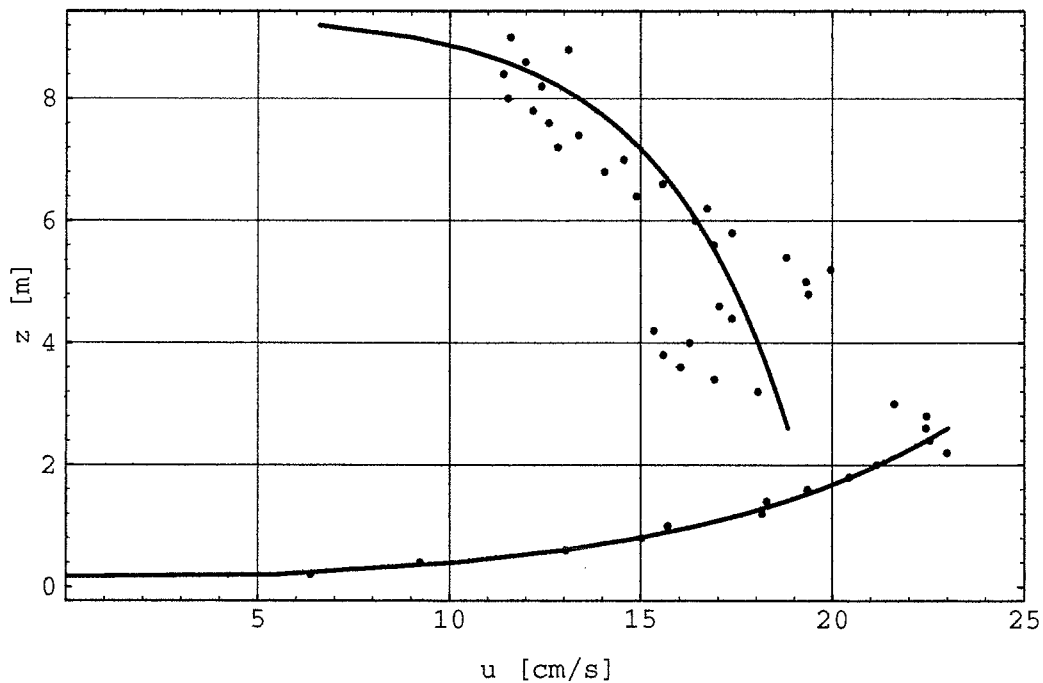


Abb.5: Logarithmische Strömungsprofile vom 14.02.96 an der Meiningenbrücke. Die Profile wurden nur bis 2m über Grund und 2m unterhalb der Eisoberfläche ausgewertet. Der Bereich dazwischen ist durch starke Dichteänderung gekennzeichnet (siehe Abb. 4) und damit ist der Mischwegansatz hier nicht anwendbar (siehe Text).

nachgewiesen wurden. Durch die Meßstrategie wird das theoretische Maximum in der Strö-

mung 14 mal angeschnitten, wobei es sich mit einer Periode von 30 Sekunden und einer Amplitude von 2 Metern vertikal bewegt. Die Mittelwerte in diesem Bereich sind durch Aliasing verfälscht.

Hansen (1952) berechnete Reibungsbeiwerte für unterschiedliche Wassertiefen aus Karten, die aus Beobachtungen des Tidestroms in der Nordsee gewonnen wurden und erhält für den Reibungsbeiwert $r=0.0024$. Die von Hansen (1952) angegebenen Werte müssen durch Einsetzen von Wassertiefe und Strömungsgeschwindigkeit auf den durch Gleichung (4) definierten Reibungsbeiwert umgerechnet werden. Gleichung (7) wird dabei durch diese Messungen hervorragend bestätigt. Der von uns um den Faktor zwei höhere Reibungsbeiwert ist durchaus mit der schwer vergleichbaren Bodentopographie und Berandung zu erklären.

Datum	Tiefe [m]	u^* [cm/s]	U10 [cm/s]	r	z_0 [cm]
27.11.1995	10,0	1,30	20,9	0,0041	2
30.11.1995	10,0	2,36	40,8	0,0034	1
14.02.1996	10,0	2,70	33,2	0,0072	2,7
14.02.1996	9,0	0,63	31,8	0,0032	0,87
20.02.1996	8,0	6,40	78,3	0,0069	8,2
19.04.1996	7,5	0,92	11,4	0,0065	7,1
26.04.1996	10,0	2,80	66,9	0,0018	0,07
26.04.1996	8,2	3,30	67,5	0,0024	0,28
Mittelwert				0,0044	
Eisbedeckung					
14.02.1996	5,0	0,65	13,1	0,0025	0,36
14.02.1996	10,0	1,40	20,4	0,0046	2,7

Tabelle 1: An der Meinigenbrücke im Zingster Strom der Darß-Zingster Boddenkette gemessene Reibungsbeiwerte.

4.2. Modellierung der Darß-Zingster Boddenkette

Das mit dem oben beschriebenen Modell bearbeitete Gebiet ist in Abb. 2 dargestellt. Es wurde der gemessene Reibungsbeiwert verwendet, indem die nach Gleichung (7) korrigierte Strömungsgeschwindigkeit für den Bodenreibungsansatz (4) für jeden Gitterpunkt berechnet wurde. Außerdem wird ein Kontrolllauf mit gleichem, aber tiefenunabhängigen Reibungsbeiwert zum Vergleich und zur Einschätzung des Einflusses vorgestellt. Für die zur Simulation verwendete Periode vom 01.01.93 bis zum 30.04.93 lagen fast ununterbrochen Strömungsmessungen an der Meinigenbrücke vor (kurzzeitige Ausfälle durch Eisgang usw.), mit einer CTD Sonde (induktiver Strömungsmesser) von der Universität Rostock gemessen. Diese Periode ist durch eine starke Dynamik gekennzeichnet (siehe Abb.6). So traten Hochwasser und Niedrigwasser in der Ostsee mit Abweichungen von mehr als einem Meter vom Normalwasserstand mehrmals auf, wobei im Mittel nur ein Ereignis im Jahr zu verzeichnen ist. Der lange Zeitraum ist besonders geeignet, Phasenverschiebungen bzw. Reaktionen des Systems bei den unterschiedlichsten Ausgangssituationen auf unterschiedliche (kurze oder anhaltende) Änderungen der Randbedingungen, zu untersuchen. Hervorzuheben ist die Eisbedeckung der Bodden in den ersten sechs Tagen der untersuchten Zeitreihe. Außer der starken Variabilität im Untersuchungszeitraum ist die dämpfende Wirkung der Boddenkette am Barther Pegel zu erkennen. In den Zeiträumen 1300h bis 1500h (gemessen ab 01.01.1993 00:00 Uhr) und 1900h bis 2100h ist ein Nachlaufen des Barther Pegels von bis zu 100h gegenüber dem mittleren Ostseepegel zu beobachten. Der

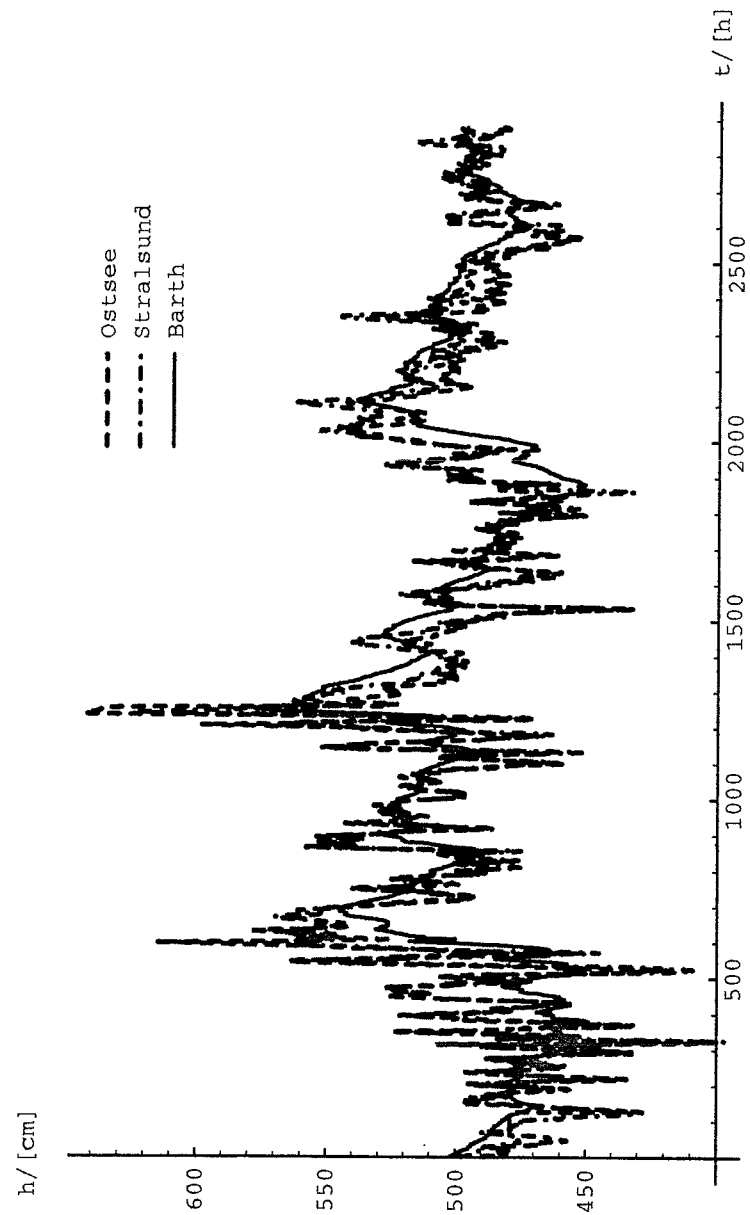


Abb.6: Pegelmeßreihen der Ostsee (Zingst) und im Strelasund, die als Randwertedienten und Pegelreihe gemessen im Barther Boddens. Bemerkenswert ist die Variabilität der Reihen im untersuchten zeitraum und die "Filterfunktion" des Boddens

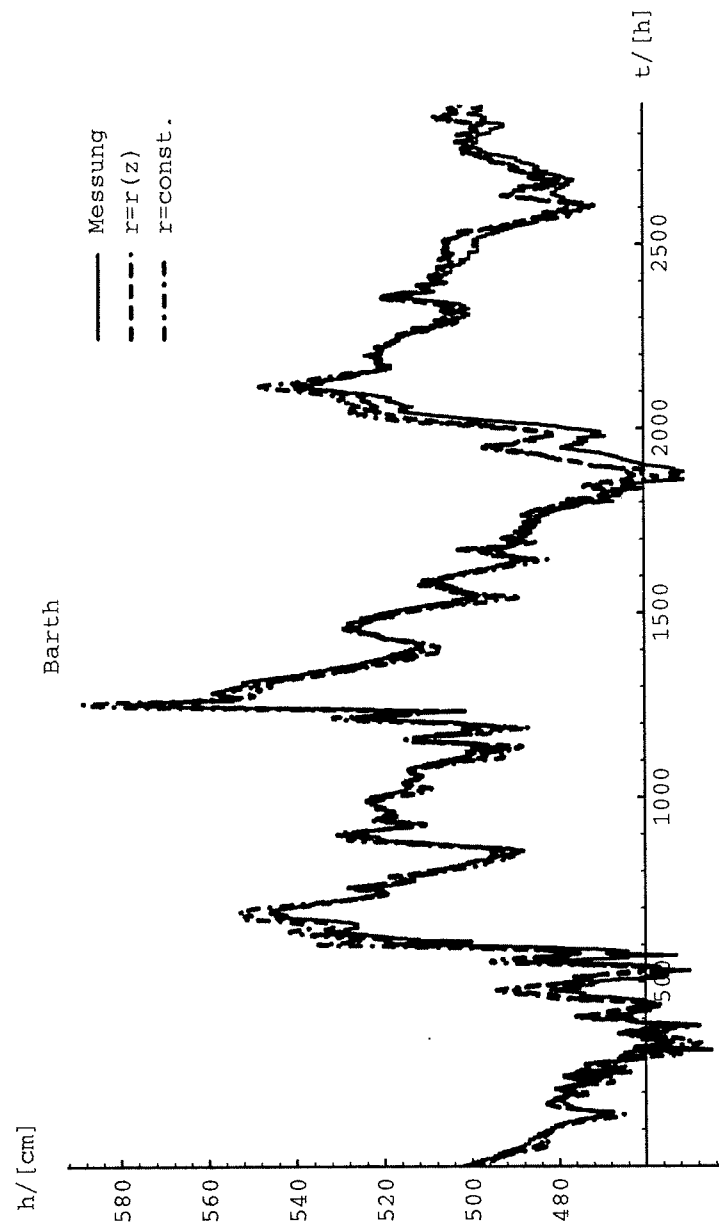


Abb.7: Pegelstände in Barth verglichen mit Modelldaten, $r = const.$ bezeichnet den Lauf mit konstantwer Bodenreibung.

Wasserstandsanstieg von auf über 600 (1m über NN) bei 600h wird in Barth mit nur 20 cm Pegelanstieg beantwortet. Dies ist in Abb. 7 deutlicher zu erkennen, da hier bei gespreizter Abszisse nur der Barther Pegel eingetragen ist

Aus Pegelmessungen war bekannt, daß in allen Boddren der Wasserstand nicht von NN abwich, die Strömung wurde der Einfachheit halber zu Null angenommen. Die Länge des Hindcastzeitraums gestattet diese Annahme, auf die ersten zwei Modelltage kann verzichtet werden, sie sind aber der Vollständigkeit halber in Abb.7 und 9 enthalten. Zum Vergleich zwischen Modell und Natur standen die Pegel in Barth, Zingst, Boddsted und Althagen zur Verfügung. Hier werden aus Platzgründen nur der Barther Pegel und die Strömungsmessungen an der Meiningenbrücke als Indikator für die Güte des Modells vorgestellt. Bei exakter Modellierung des Barther Pegels wurden keine bemerkenswerten Abweichungen zwischen Modell und Messung der anderen Pegel gefunden, so daß die existierenden Abweichungen in erster Linie auf Fehler des "Randwertes" Barther Boddren zurückzuführen sind und erst in zweiter Linie auf Fehler in der Windbehandlung oder in den Modellparametern. Darum soll auf diese Pegel nicht weiter eingegangen werden.

Aus der Abb. 7 kann entnommen werden, daß beide Modellzeitreihen sehr gut der gemessenen Zeitreihe folgen. Größere Abweichungen gibt es ab ca. 1900h. Es wird angenommen, daß durch Trockenfallen von Knoten das Modell bei diesen Wasserständen nicht richtig arbeitet. Hierzu sind weitere Untersuchungen und Modellverbesserungen vorgesehen. Eine bessere Einschätzung der Parameter kann man Abb. 8 entnehmen. Die gestrichelte Linie mit dem Reibungsansatz nach Gleichung (4) und der mit Gleichung (7) korrigierten Strömung folgt der gemessenen Pegelkurve besser als die Strichpunktlinie ohne Tiefenkorrektur. Ein ähnliches Bild liefert die Strömung (Abb. 9). Hierzu muß gesagt werden, daß mit einem Raster von 250m der Meßort Meiningenbrücke (siehe Abb. 2) insgesamt nur ein Gitterpunkt breit ist und aufgrund seines Querschnittes (siehe Abb. 1) nur 2m tief. Gemessen wird die Strömung bei der Wassertiefe 10m 7,5m über Grund. Das führt zur schweren Vergleichbarkeit der Messung im Meiningenstrom und dem quasi Massentransport des Modells. Der Modellwert wurde dem Meßwert angeglichen, dazu war ein Faktor von 3,5 notwendig, aus Gleichung (7) berechnet sich ein Faktor von 2,5. Die unterschiedlichen Tiefen über den Querschnitt und die tatsächliche Breite von weniger als 100m verlangt aber eine zusätzliche Korrektur der Modelldaten nach oben. Eine genaue Vermessung der Strömungsprofile mit der Sonde von ME über den Querschnitt und eine darauf fußende Bilanzierung ist nicht möglich, die Strömung ist in den dafür notwendigen Zeitraum nicht stationär, wie man den Originalströmungsdaten, die im 10 Minutenabstand gemessen wurden, entnehmen kann.

Indikator für die richtige Wahl des Reibungsbeiwertes ist die Phasenlage der Strömung an der Meiningenbrücke bei starker Pegeländerung der Ostsee. In diesen Situationen ist die Strömung kaum vom Wind abhängig. Aus Abb. 10 ist ein "Vorlaufen" der Strömung im Falle der konstanten Reibung ($r=0.0044$) zu beobachten. Der zu hohe Pegel im Barther Boddren bei 600h (siehe Abb. 8) und das vorzeitige Einsetzen der Strömung (siehe Abb. 10) sind ein Indikator für zu niedrige Reibung im Modellgebiet. Diese zu niedrige Reibung drückt sich auch im vorzeitigen Kentern der Strömung bei ca. 700h aus. Die Einführung der Tiefenkorrektur beseitigt diese Mängel fast vollständig.

Die Richtigkeit des Reibungsansatzes bei Eisbedeckung konnte nicht verifiziert werden, da der Zeitraum der Eisbedeckung zu kurz und durch sehr geringe Pegeländerungen ausgezeichnet ist. Allein das Weglassen der Windreibung an der Wasseroberfläche führt in diesem Zeitraum zu guten Ergebnissen. Hierzu sind weitere Untersuchungen zu anderen Zeitreihen erforderlich. Es kann aber davon ausgegangen werden, daß längere Eisbedeckung zu eingeschränktem Austausch mit der Ostsee und damit zu niedrigeren Salzgehalten aber auch zu länger anhaltender Schichtung in den Boddengewässern führt (siehe Abb. 4).

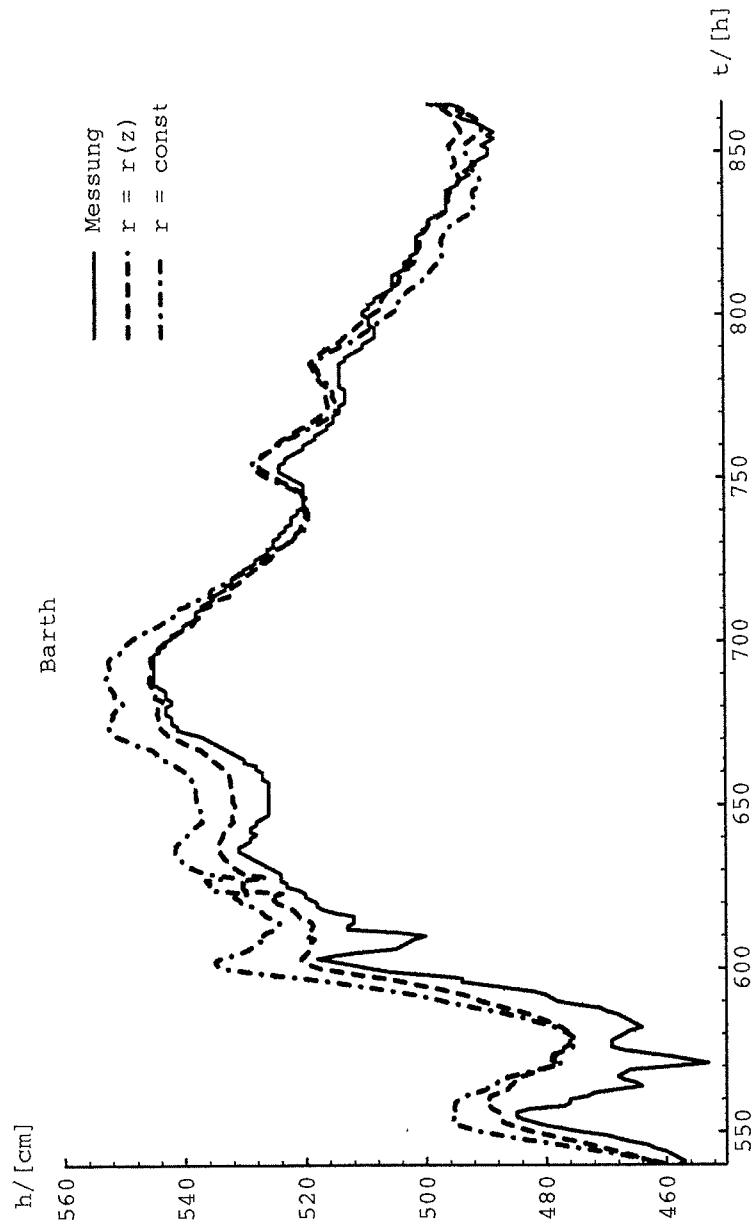


Abb.8: Pegelstände in Barth verglichen mit Modelldaten, (Ausschnitt aus Abb.7)

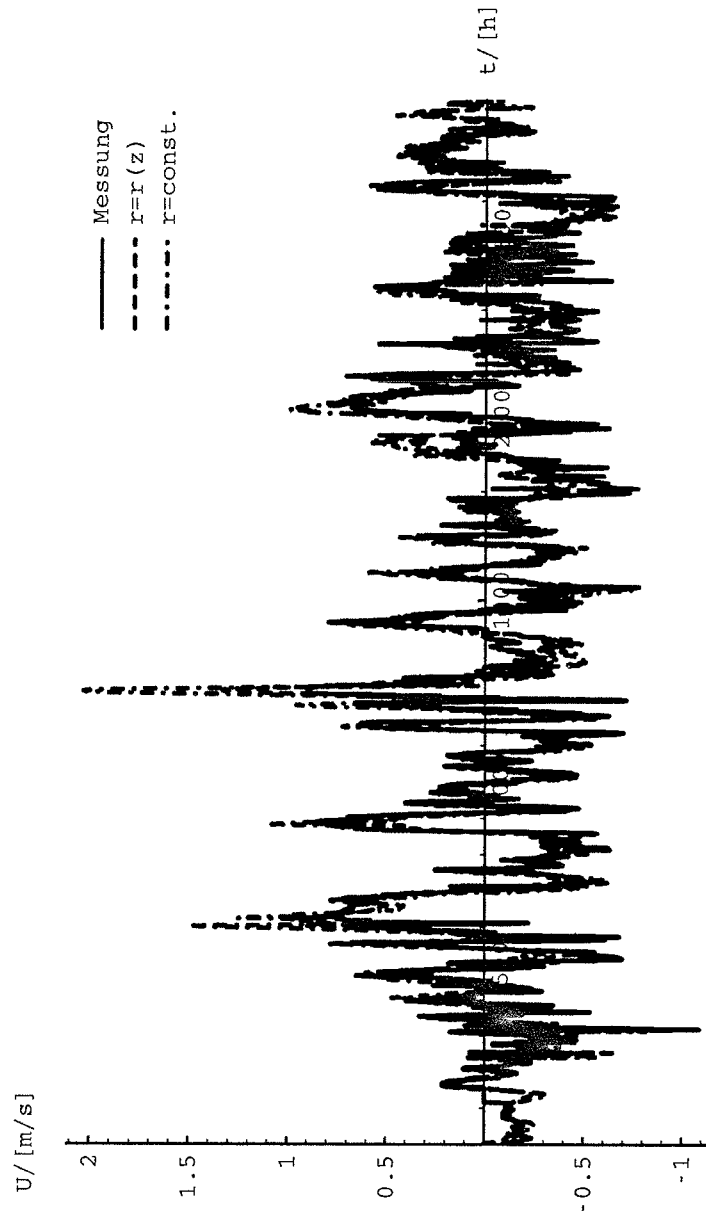


Abb.9: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Strömung (Meiningenbrücke)

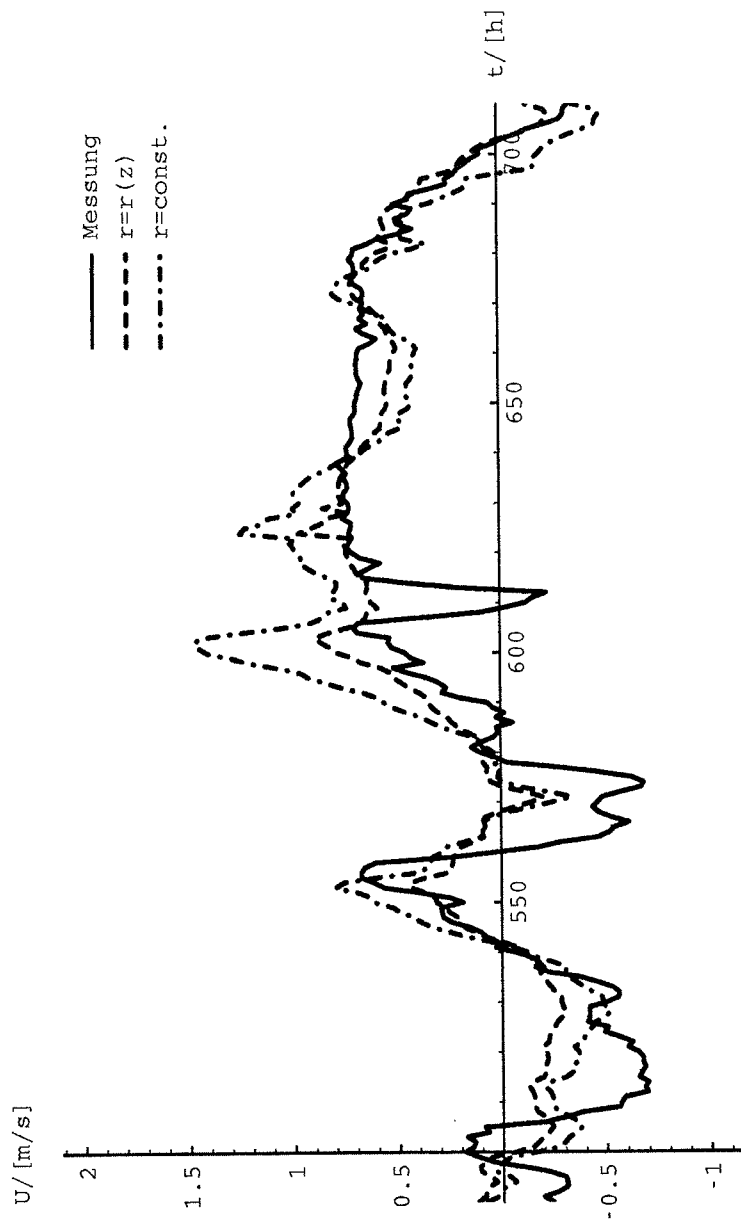


Abb.10: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Strömung (Meiningenbrücke, Ausschnitt aus Abb.9)

6. Diskussion

Die experimentell bestimmten Reibungsbeiwerte geben nach einer mittleren Korrektur für das Boddengebiet für den Newton-Taylor Ansatz nach Gleichung (4) einen Wert von $r'=0.011$, der bei Stückrad u.a. (1995) notwendigen Reibungsbeiwert von $r'=0.03$ ist damit um den Faktor drei zu hoch (r' ist nicht auf U_{10} bezogen). Der Einfluß der Topographie wird durch Einführung eines mittleren Reibungsbeiwertes unterdrückt, besser ist eine Zuordnung für jeden Gitterpunkt und momentanen Wasserstand nach Gleichung (7). Der Newton-Tayloransatz (Gleichung (4)) ist nicht tiefenabhängig in seiner Formulierung. Die bei Stückrad u.a. (1995) angegebene Formulierung ist nur scheinbar tiefenabhängig, da der Durchfluß pro Meter, also mittlere Strömung mal Tiefe verwendet wurde. Eine echte, auf die Turbulenztheorie beruhende Tiefenabhängigkeit kann durch Gleichung (7) eingeführt werden. Damit sind die gemessenen Reibungsbeiwerte für alle Tiefen anwendbar. Besonders im Überflutungsfall ergeben sich größere Flächen mit Wassertiefen, die bei 0,1 Meter liegen können. Diese Flächen erhalten durch die Korrektur über Gleichung (7) einen 25 mal höheren Reibungsbeiwert. Nach Einführung der Korrektur in die Modelle sollte die verbleibende Abweichung zwischen Modell und Naturmessung in der Topographie gesucht werden.

Wenn auch die Strömung in erster Linie durch das Gefälle zwischen den Bodden hervorgerufen wird, ist die genaue Kenntnis des Windfeldes über der Boddenflächen erforderlich. Der Einfluß des Windes auf die Strömung ist in der gleichen Größenordnung wie die Bodenreibung. Es ist darum leicht einzusehen, daß Fortschritte in der Modellierung nur dann zu erzielen sind, wenn man einen der Einflüsse genau kennt. Stückrad u.a. (1995) haben festgestellt, daß für die Wasserspiegelauslenkung der Ansatz für den Reibungsbeiwert an der Wasseroberfläche nach Smith und Banke (1975) bessere Ergebnisse liefert als der Ansatz nach Raabe und Baudler (1988) oder Hsu (1981), aber für die Strömung erzielten sie umgekehrte Ergebnisse. Aus dieser Diskrepanz ist zu sehen, daß die stiefmütterliche Behandlung des Bodenreibungsbeiwertes als Parameter zur Modellanpassung falsch ist und in eine Sackgasse führt. Es ist nicht mehr nachzuvollziehen welches Windmodell für die Boddengebiete zutreffender ist. Wir gehen davon aus, daß der von uns gemessene Reibungsbeiwert der Natur recht nahe kommt und die Turbulenztheorie für die Boddengebiete anwendbar ist, so daß die Tiefenkorrektur nach Gleichung (7) durchgeführt werden muß um beste Übereinstimmung zwischen Modell und Natur zu erhalten. Diese Untersuchungen waren Grundlage für kommende Untersuchungen zum Einfluß des Windfeldes. Hierbei sind Modellierungen mit gekoppelten Modellen vorgesehen, bestehend aus einem hydrodynamischen Modell und einem mesomaßstäblichen Klimamodell.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich beim Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, insbesondere bei Herrn Stigge für die Unterstützung und Beschaffung von Wasserstandsdaten.

Literatur:

- Brosin, H.-J.: Hydrographie und Wasserhaushalt der Boddenkette südlich des Darß und Zingst. Veröff. d. Geophys. Inst. d. K.-M.-Univers. Leipzig. XVIII H3 S.314
- Hansen, W.: Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmond tide M_2 in der Nordsee. Dt. hydrogr. Z. Ergänzungsheft 1 (1952) S.36
- Hsu, S.A.: Models for estimating offshore winds from onshore meteorological measurements. Bound. Lay. Meteorol., 20 (1981)

Kármán, T. von : Turbulence and skin friction. J. Aeron. Sci. **1** (1934) 1-20

Prandtl, L. : Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Z. angew. Math. Mech. **5** (1925), S.136-139

Raabe, A.; Baudler, H.: Variations in the numerically calculated field of flow when using a variable drag coefficient for a small body of water. Acta hydrophys. **32** (1988) 2/3

Reinhard, H. : Der Bock; Entwicklung einer Sandbank zur neuen Ostsee-Insel; Greifswald (1953)

Smith, S.M.; Banke, E.G.: Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. Quart. J. R. Met. Soc. **101** (1975)

Stückrad, H.; Hinkelmann, R.; Zielke, W.: Numerische Modellrechnungen zur Darß-Zingster Boddenkette. Dt. hydrogr. Z. **47**(2) (1995) 93-107

Sündermann, J.: Ein Vergleich zwischen der analytischen und der numerischen Berechnung winderzeugter Strömungen und Wasserstände in einem Modellmeer mit Anwendung auf die Nordsee. Mitt. Inst. Meereskd. Univ. Hmb. **4** (1966)

Anschriften der Verfasser:

Dr. H.-J. Schönfeldt / Dr. A. Raabe, Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

Dr. H. Baudler, Institut für Ökologie der Universität Rostock, Laborstation Zingst, Mühlenstr.6, 18374 Zingst

Inhomogeneity of the land surface and the parameterization of surface fluxes - a discussion

G. N. Panin, G. Tetzlaff, A. Raabe, H.-J. Schönfeldt, A. E. Nasonov

Abstract

Modern measurement methods of the surface turbulent fluxes (STF) of heat, moisture and momentum in the near surface atmospheric layer by the eddy correlation method and their calculation, rely on the validity of the similarity theory of Monin-Obukhov, which requests stationarity and horizontal homogeneity. Experimental data taken at specially selected sites allowed to develop this concept.

Recently performed experiments, purposely conducted in non-ideal conditions showed an underestimation of the STF values.

To systematise this effect it is suggested to parameterize such underestimation as the influence of inhomogeneity and nonstationarity of the landscape and the atmosphere around the point of observation. This scheme might prove to be useful for the design of new validation experiments in non-ideal terrain.

Zusammenfassung

Moderne Meßmethoden zur Erfassung der turbulenten Oberflächenflüsse für fühlbare und latente Wärme sowie Impuls mit Hilfe der Eddy-Korrelations-Methode basieren für die bodennahe Grenzschicht auf der Monin-Obukhov-Turbulenztheorie, die stationäre und horizontal homogene Verhältnisse voraussetzt. Über speziell ausgewählten Oberflächen wurde dieses Konzept häufig mit Erfolg überprüft.

Experimente jedoch, die gezielt unter inhomogenen Verhältnissen durchgeführt werden, zeigen oft eine Unterschätzung der turbulenten Oberflächenflüsse.

Es wird vorgeschlagen, diese Unterschätzungen als einen Einfluß inhomogener Umgebungbedingungen und instationärer atmosphärischer Prozesse zu interpretieren und zu systematisieren.

Dieses Schema kann dazu beitragen, eine neue Art von Validierungsexperimenten unter natürlichen Verhältnissen einer inhomogenen Umgebung zu entwerfen.

1. Introduction

1.1 The energy balance equation on a surface under homogeneity / stationarity

There is an ongoing discussion on how to consider different types and scales of land surface inhomogeneities inside cells of models such as global climate models, as well as mesoscale models. Meanwhile several attempts were made to down- and upscale of energy and mass fluxes in the atmospheric boundary layer, based on the experimental parameterization of the interaction processes between the earth's surface and the air flow.

Field experiments were conducted in particular areas, in most cases visually satisfying conditions of surface homogeneity. Under these conditions it was possible to use the hypotheses of stationarity and horizontal homogeneity (SHH) of the air flow and, hence, to use 1-D models of the Monin-Obukhov type for the description of the atmosphere and land surface interaction processes.

Such experiments like FIFE-87 and FIFE-89 (Kanemasu et al., 1992) visually fulfilled these conditions. Therefore to determine surface turbulent fluxes (STF) the 1D-hypothesis was assumed to be valid and measurements were restricted to the vertical part of the turbulent exchange of heat and moisture. The equation of the energy balance on a surface was used in the form (Geiger, 1961; Garratt, 1992)

$$R_n - \lambda \cdot E - H - G = 0 \quad (1)$$

where R_n is the net radiation flux, G is the heat flux into ground, H is the sensible heat flux, $\lambda \cdot E$ is the latent heat flux.

Under natural conditions the land surface usually has inhomogeneities: roughness, temperature and humidity - and sometimes all simultaneously.

Field experiments like KUREX and TARTEX were performed under such inhomogeneous conditions. The basic approach to determine area integrated fluxes for KUREX (Tsvang et al., 1991) and for TARTEX (Foken et al., 1993) was only slightly different to the one used for FIFE. The aggregation of fluxes from an apparently inhomogeneous surface was gained by simply adding up fluxes as derived from point measurements fully relying on the validity of the Monin-Obukhov approach of the different individual partitions of the surface.

Basically the approaches of FIFE, KUREX and TARTEX, respectively, are identical, with no net effect originating from horizontal advection. This supposition fulfilled the energy-mass exchange between the inhomogeneous, natural land surface and the atmosphere may correctly be obtained by adding up independent values of vertical surface fluxes above the homogeneous partitions inside of the total area (see Tsvang et al. (1991)).

However, it was often shown that the measured values of the turbulent fluxes did not amount to the available energy as calculated on the described 1-D way. Such an observed gap of up to some 250 W/m^2 (s. Fig. 1 a,b; Panin, Nasonov, 1995; Laubach, 1996) in the energy balance is named here in the following as imbalance of the energy equation.

1.2. The energy balance equation including a statistical error δ

Starting point is the equation of energy balance of a massless surface in the form:

$$R_n - \lambda \cdot E - H - G = 0 \pm \delta \quad (2)$$

In principle these fluxes should add up to zero exactly, however, in experimental data a statistical error δ has to be allowed.

The surface turbulent fluxes $STF = \lambda E + H$ observed in nature can be calculated under SHH conditions by use of the eddy correlation method. That means to determine the

deviations of the vertical velocity w' , temperature T' and specific humidity q' from the average values $\bar{w}, \bar{T}, \bar{q}$:

$$H^{SHH} = \rho \cdot c_p \cdot \overline{w'T'}, \quad \lambda \cdot E^{SHH} = \lambda \cdot \rho \cdot \overline{w'q'} \quad (3)$$

where ρ is the density of the air and c_p is the specific heat.

Every part of the energy balance equation 1 is connected with an usual sampling error - summarised in $\pm\delta$ of equation 2.

Turbulence is physically described as distribution of eddies with various sizes (spectrum of the turbulent process). Under conditions of stationarity and horizontal homogeneity the energy/mass exchange takes place between the small Kolmogorov scale, l_0 (molecular friction stops the turbulence of small scales or high frequencies), and the scale of the large eddies, L_0 (or low frequencies) extending over the whole boundary layer.

This scale L_0 characterises the maximum size of the boundary layer eddies, participating in the vertical turbulent exchange of momentum, heat and moisture.

Structure analysis of the turbulent fluxes in stationary and horizontally homogeneous conditions (SHH) well yield estimates of L_0 with $L_0 \approx 250 \cdot z$, if z is restricted to heights well below the top of the constant flux layer (Panin, 1985, 1990). In these SHH condition co-spectra of momentum, heat and moisture fluxes are "closed" at the high frequency edge as well as at the low frequency one (Fig. 2, Fig. 3, s. Kaimal et. al., 1972).

The magnitude of the Kolmogorov-scale

$$l_0 = (\nu^3 \varepsilon^{-1})^{1/4}, \quad (4)$$

can be estimated to some $10^{-3}m$, where ν is the viscosity of air and ε is the viscous dissipation rate of turbulent kinetic energy.

Analysis of field experiments like FIFE (Field et al. 1992, Fritschen et al. 1992) or KUREX and TARTEX (Foken et.al., 1994) showed, that the statistical error δ is often too small to close the observed gap in the sum of the four fluxes. Moreover, the gap is of a non-statistical nature. Almost independently on the type of field experiment (i.e. Laubach, 1996), the sign of the gap shows too small turbulent fluxes.

1.3. The energy balance equation including a systematic error Δ

This gap indicates the existence of a systematic error Δ besides the statistical error δ . In order to account for this systematic error equation 2 is rewritten in the form

$$R_n - \lambda E^{SHH} - H^{SHH} - G = \Delta \pm \delta \quad (5)$$

with Δ denotes the imbalance.

Some possible reasons of systematic deficiencies can easily be detected in the equations of hydrodynamics because of the neglect of physical effects and some technical difficulties. Some parameters cannot contribute to a systematic error: R_n has a statistical error only, the error of G is small anyway.

One **physical effect** which was discussed in connection with the imbalance Δ is the so called Webb-effect ($\bar{w} \neq 0$).

In processes confined to a layer close to the surface the average vertical velocity \bar{w} usually is neglected. However E. Webb (1982) showed, that this neglect may not be justified in all conditions, because not $\bar{w}=0$ but $\overline{\rho \cdot w} = 0$ is the correct assumption. Consequently the vertical fluxes change up to some percent (Bernhardt and Piazena, 1988).

Technical difficulties are connected with the spectral distribution of energy exchange and the registration of the range of high frequency part of the turbulence spectra.

To measure turbulent fluctuations of velocity, temperature, humidity and other gaseous compounds of the air, devices are used which extend over a distance of $l_{\min} \approx 0.1 - 0.5m$. This means that these devices are not set up in one point. As a consequence a gap appears between the Kolmogorov scale ($l_0 \approx 10^{-3}m$) and the spacing of the flux sensors l_{\min} . Thus the sensors neglect some parts of the spectrum (Fig.2, part 2).

Such instrument spacing could become quite a source of surface fluxes underestimation because of the decrease of correlation between the high frequency fluctuations (G. Panin 1985; J.RiBmann, G.Tetzlaff, 1994).

For further discussion it is to postulate that neither the Webb-effect, nor the effect of the sensor extension, or the sum of both can explain the observed values of the total systematic imbalance Δ .

1.4 The energy balance equation under inhomogeneity / nonstationarity conditions

The purely vertical heat and moisture transfer description is valid only for the case of horizontal homogeneity (SHH). The basis for the physical description of the vertical turbulent exchange for the homogeneous condition is the similarity theory of Monin-Obukhov, containing the following assumptions (s. A. Monin, A. Yaglom, 1991):

- the vertical fluxes do not have a horizontal complement,
- the spatial properties do not impose vertical variability on the vertical fluxes.

The fluxes under SHH conditions $STF^{SHH} = H^{SHH} + \lambda \cdot E^{SHH}$ (eq. 3) represent only the vertical component of the complete fluxes. The gradient of the other components (horizontal x,y)

$$H_x = \rho \cdot c_p \cdot \overline{u' T}, \quad H_y = \rho \cdot c_p \cdot \overline{v' T},$$

or

$$\lambda \cdot E_x = \lambda \cdot \rho \cdot \overline{u' q'}, \quad \lambda \cdot E_y = \lambda \cdot \rho \cdot \overline{v' q'},$$
(6)

must not be zero under conditions of inhomogeneity and nonstationarity (u', v' - deviation

of the horizontal component of the wind vector).

That means that the use of the uncompleted equations produces a systematic error.

For simplicity in stationary and horizontal homogeneity (SHH) the turbulent fluxes are represented by STF^{SHH} including the whole fluxes comprising the high frequency contributions escaping measurements.

Then the imbalance Δ includes all the other components of the fluxes which are contained in the complete equations to describe the turbulent transport of heat and moisture but neglected under SHH. The amount of the Webb-effect is also included in Δ . This part of the imbalance Δ in consequence cannot be described with the assumptions of the 1-D models.

The equation of the energy balance at a surface (eq. 5) is now rewritten in the form

$$R_n - STF^{SHH} - G = \Delta \pm \delta \quad (7)$$

As discussed before, the energy - mass exchange in inhomogeneous conditions confers the whole range between the Kolmogorov-scale l_0 and the contributions produced by nonstationarity L_{00} . The numerical value of L_{00} exceeds the one of the scaling feature L_0 resulting from Monin-Obukhov-theory (Panin, 1985). Thus the integral over the co-spectra of the measured fluxes underestimates the real value of the fluxes due to the effect of these lacking contributions.

The magnitude of this underestimation of fluxes in field experiments should depend on the type of inhomogeneities and their size, the observational period and the filtering technique. According to the described scheme the surface turbulent fluxes STF in natural conditions may be presented in form of a sum of three parts of the co-spectra (s. Fig. 2). The co-spectral area 1 for SHH conditions as measured, can be determined by the turbulent measurement equipment in the range from l_{min} to L_0 . The co-spectral area (2) between the scales l_{min} and l_0 is related to the deficiencies of the available equipment and produces an imbalance (see point 1.3, Fig. 2). This error may be reduced using improved equipment with smaller geometric dimensions or can be corrected theoretically (Moore, 1986). The areas (1) and (2) represent the fluxes STF^{SHH} (eq. 3) of the SHH conditions (scales from l_0 to L_0). The area (3) of Fig.2 is the low frequency part of the co-spectrum (STF^{LF}) which cannot be determined because the measurements record only the scale range from l_0 to L_0 - the result is an imbalance $\Delta = STF^{LF}$.

As shown on Fig. 3 in measurements taken in real terrain the values of the covariance do not approach the zero line, what they should do in SHH-conditions. The energy found in this part of the spectrum originates from the interaction of the air flow with the surface inhomogeneities at scales $L_{00} \geq L_0$. This co-spectrum area (3) in Fig.3 may vary considerably according to the type of underlying surface, increasing parallel to the degree of inhomogeneity.

Thus, turbulent fluxes measured by the eddy correlation method or by the use of 1-D models of the Monin-Obukhov type cannot produce the full amount of vertical energy fluxes and show as a result an energy imbalance for the inhomogen surface.

This imbalance Δ as measured or caused by a systematic error due to conceptual deficiencies should be greater than zero in all conditions ($\Delta \geq 0$).

2. Analysis of experimental data and discussion

As an example to demonstrate the effects of the imbalances the data of three land surface experiments are more closely investigated.

These experiments are FIFE-89 (Kanemasu et al.,1992; Desjardins et al.,1992a, 1992b; Field et al.,1992; Fritschen et.a.,1992), KUREX-91 (Panin, Nasonov, 1995) and TARTEX-90 (Foken et al.,1993).

The daytime variability of the components of the heat balance (eq. 5) including Δ are shown in Fig. 1. Fig. 4 represents the dependence of the STF as taken from uncorrected measurements as a function of the available net radiation. Every point is an average over half an hour.

The STF as measured is proportional to the net radiation R_n and is systematically different for all discussed experiments. Thus, also the imbalance Δ must be different .

The imbalance exhibited a relation to the wind speed as represented in Fig.5a,b but also to the difference between observed infrared surface temperature and air temperature (Fig.5c). The experimental data (Fig. 5a,b) evidence the relation of the imbalance with the wind speed. The imbalance at the surface increases with the increasing instability (Fig. 5c).

As discussed before the surface turbulent fluxes STF in natural conditions are represented as a sum of fluxes for horizontal homogeneity STF^{SHH} and a flux in the low frequency range STF^{LF} which cannot be measured by a general accepted standard-method.

Standard measurement methods which allow to record the part of STF^{SHH} and the STF^{LF} -part can be parametrized as an additional part of the SHH-fluxes, which are compensated for the lacking energy as summarised in Δ .

$$STF \cong STF^{HH} + STF^{LF} = STF^{HH} + STF^{HH} \cdot F_s = STF^{HH} \cdot k \quad (8)$$

where F_s is a correction function, $k = 1 + F_s$ and $F_s > 0$.

This factor k comprises all parts of the low frequency range of the co-spectrum as an expression of **inhomogeneity** and nonstationarity (INH). Thus (eq.7) is transformed to

$$R_n - G - STF^{HH} \cdot k(INH) = 0 \pm \delta, \quad (9)$$

with STF^{HH} as measured in one point by standard methods (eddy correlation or based on the Monin-Obukhov-theory) in the range typically for SHH (l_0 to L_0). To quantify this factor $k(INH)$ it can be used empirical data.

The analyse of the experiments FIFE-89, KUREX-91, TARTEX-90 show an averaged correction factor k of 1.1; 1.3 and 1.5 (Fig. 4).

3. Conclusion

Field experiments show large imbalances as measured in the energy budget $\Delta = 100 - 250 \text{ W/m}^2$ (Fig. 1).

Investigation of the experimental and statistical methods shows a remaining systematic gap.

The main reason of this imbalance is not the experimental methodology but conceptual deficiencies. It is related to the fact that the energy/mass exchange between the complex (horizontally inhomogeneous) land surface and the atmosphere is determined by applying theories that are based on the hypothesis of stationarity and horizontal homogeneity (SHH).

Then it must be possible to connect the observed amount of imbalance with the degree of heterogeneity of the landscape around the energy balance station.

As a result of surface inhomogeneities (roughness, radiation, thermal, humidity and etc.) internal boundary layers do modify the air flow. The point observation (instrument) interprets this influence as long waves. These long frequency fluctuations become effective as process nonstationarity. For calculation of this effect it can be used some coefficient $k(INH)$ (eq. 9).

These coefficients can be interpreted as a **measure of inhomogeneity**.

Experimental validation requires a new experimental design. This should ensure the use of similar measuring (with the fixed beginning and ending of the measurement series) as well as directional changes of less than 5° within the observation period. This will allow to obtain comparable STF^{SHH} results at different sites of the investigated area and to achieve the required correction of the STF^{SHH} values.

Acknowledgements

This research was partly supported by the Ministry of Sciences of Saxonia, the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Science Foundation) and by the RFFI N95-05-14145 (Russian Science Foundation).

Addresses:

**G.N.Panin, G.Tetzlaff, A.Raabe, H.J.Schönfeldt, Institut für Meteorologie,
Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, Germany**

**A.E.Nasonov, Institute of Water Problems, Russian Academy of Sciences,
Ul. Basmanova 13, 103064 Moscow, Russia**

References:

Bernhardt, K., Piazena, H.: 1988, Zum Einfluß der turbulenzbedingten Dichteschwankungen auf die Bestimmung turbulenter Austauschströme in der Bodenschicht. *Z.Meteorol.* **38**, 234-245

- Desjardins, R.L., Schuepp, P.H., MacPherson, J.I., Buckley, D.J.: 1992a, 'Spatial and temporal variations of the fluxes of carbon dioxide and sensible and latent heat over the FIFE site', *J. Geophys. Res.* **97**, D17, 18,467-18,476.
- Desjardins, R.L., Hart, R.L., MacPherson, J.I., Schuepp, P.H., Verma, S.B.: 1992b, 'Aircraft- and Tower-based fluxes of carbon dioxide, latent, and sensible heat', *J. Geophys. Res.* **97**, D17, 18,477-18,486.
- Field, R.T., Fritschen, L.J., Kanemasu, E.T., Smith, E.A., Stewart, J.B., Verma, S.B., Kustas, W.P.: 1992, 'Calibration, comparison, and correction of net radiation instruments used during FIFE', *J. Geophys. Res.* **97**, D17, 18,681-18,695.
- Foken, Th., Gerstmann, W., Richter, S.H., Wichure, B., Baum, W., Ross, J., Sulev, M., Mölder, M., Tsvang, L.R., Zubkovskii, S.L., Kukharets, V.P., Aliguseinov, A.K., Perepelkin, V.G., Zeleny, J.: 1993, 'Study of the energy exchange processes over different types of surface during TARTEX-90', DWD, Abteilung Forschung, Arbeitsergebn. Nr.4, 34pp.
- Fritschen, L.J., Qian, P., Kanemasu, E.T., Nie, D., Smith, E.A., Stewart, J.B., Verma, S.B., Wesely, M.L.: 1992, 'Comparison of surface flux measurement systems used in FIFE 1989', *J. Geophys. Res.* **97**, D17, 18,697-18,713.
- Garratt, J.R.: 1992, 'The atmospheric boundary layer', Cambridge University press, 316pp.
- Geiger, R.: 1961, *Das Klima der bodennahen Luftschicht*. Vieweg Braunschweig, 646pp.
- Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y., Cote, O.R.: 1972, 'Spectral characteristics of surface-layer turbulence', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **98**, 563-589.
- Kanemasu, E.T., Verma, S.B., Smith, E.A., Fritschen, L.J., Wesely, M., Field, R.T., Kustas, W.P., Weaver, H., Stewart, J.B., Gurney, R., Panin, G.N., Moncrieff, J.: 1992, 'Surface Flux Measurements in FIFE: An Overview', *J. Geophys. Res.* **97**, D17, 18,547-18,556.
- Laubach, J.: 1996, 'Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen', Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, **3**, 139pp.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M.: 1991, 'Statistical fluid mechanics', vol. 1. Gidrometeoizdat, Leningrad (in Russian)
- Moore, C.J.: 1986, 'Frequency response corrections for eddy correlation systems', *Bound. Lay. Met.* **37**, 17-35.
- Panin, G.N.: 1985, 'Heat and mass exchange between the water and the atmosphere in the nature', Nauka, Moscow. 206pp. (in Russian).
- Panin, G.N.: 1990, 'Some experimental results from studies of air-sea interaction', *Bound. Lay. Met.* **50**, 147-152.
- Panin, G.N., Nasonov, A.E.: 1995, 'Measurement and parametrization of surface fluxes near the land surface', XX General Assembly EGS, Hamburg.
- Rißmann, J., Tetzlaff, G.: 1994, Application of a spectral correction method for measurements of covariances with fast-response sensors in the atmospheric boundary layer up to a height of 130m and testing of the corrections. *Bound. Lay. Met.*, **70**, 293-305.
- Tsvang, L.R., Fedorov, M.M., Kader, B.A., Zubkovskii, S.L., Foken, Th., Richter, S.H., Zeleny, Y.: 1991, 'Turbulent exchange over a surface with chessboard-type inhomogeneities', *Bound. Lay. Met.* **55**, 141-160.
- Webb, E.K.: 1982, 'On the correction of flux measurements for effects of heat and water vapour transfer', *Bound. Lay. Met.* **23**, 251-254.

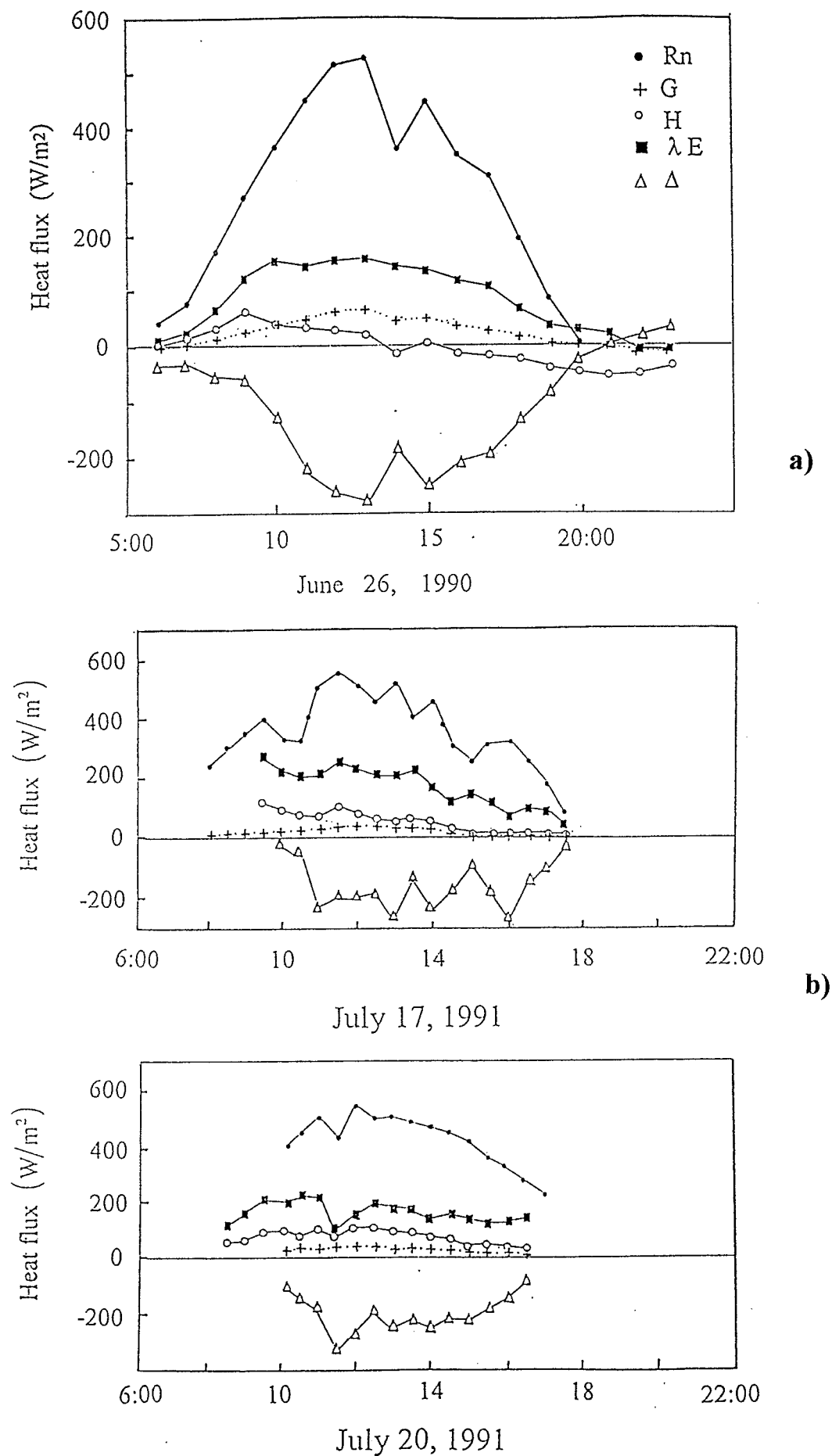


Fig. 1. Examples of diurnal variation of the latent heat flux ($\lambda \cdot E$), sensible heat flux (H), soil heat flux (G), net radiation (R_n) and the imbalance Δ

- a) TARTEX-90 - (Foken et al., 1993),
 b) KUREX-91 - (Panin, Nasonov, 1995).

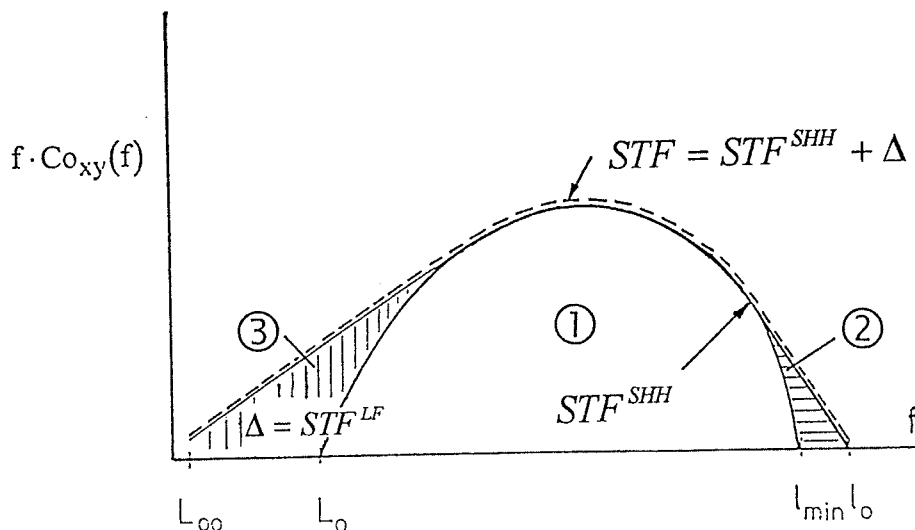


Fig. 2. Scheme of the co-spectrum structure of the surface turbulent flux (STF) under conditions of inhomogeneity and nonstationarity.

- (1) part of the co-spectrum which can be measured, corresponding to the SHH conditions,
- (2) part of the co-spectrum related to the instrumental errors (included also under SHH),
- (3) part of the co-spectrum connected with the influence of the inhomogeneous underlying surface on the air flow structure (l_0 -Kolmogorov scale, l_{\min} -minimal scale of the STF instrumental measurements, L_0 -Panin scale ($L_0 \cong 250z$), L_{∞} -conventional scale related to inhomogeneities of the underlying surface).

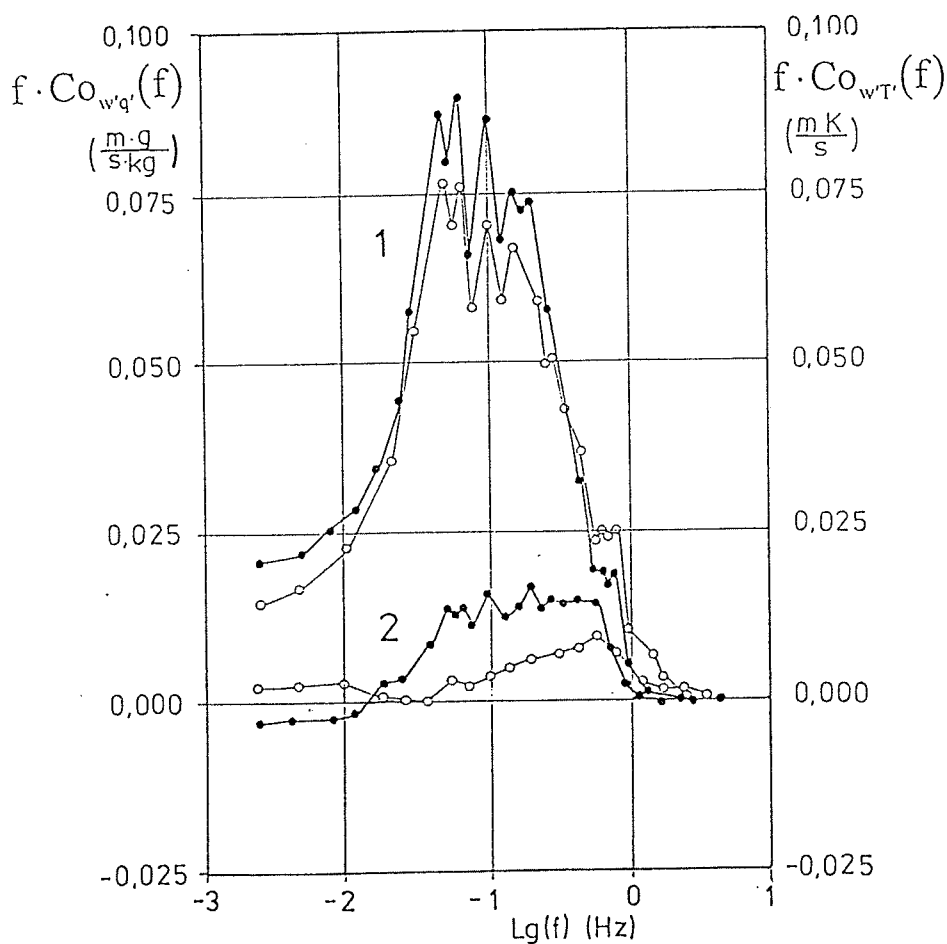


Fig. 3. Examples of the heat (o) and moisture (•) fluxes co-spectra of closed (2) and unclosed (1) series according to the measurement data of the surface turbulent fluxes in FIFE-89 (site 926) by instruments of Panin and Nasonov (see Kanemasu et al., 1992).

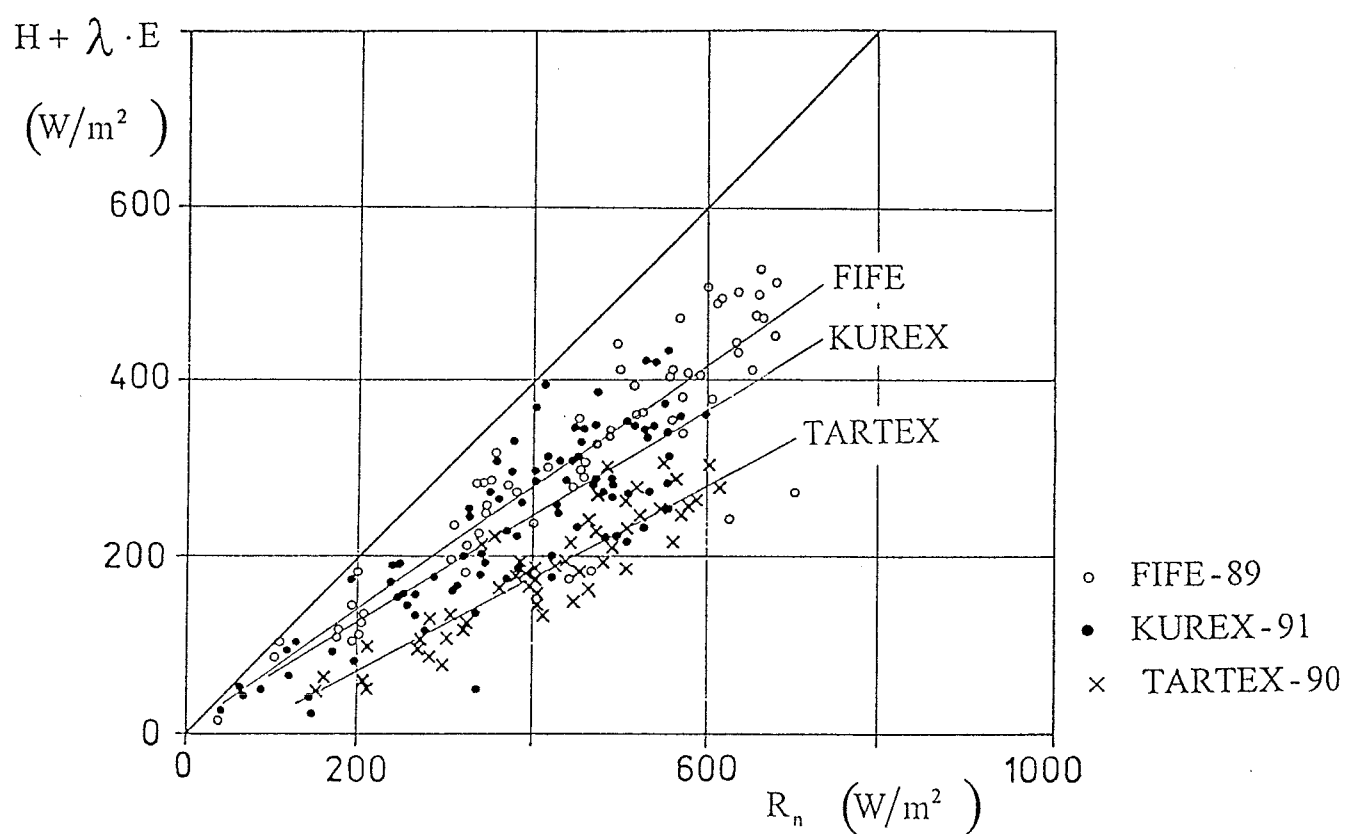


Fig. 4. Regressions between the surface turbulent fluxes and the net radiation (R_n) in experiments FIFE, KUREX and TARTEX.

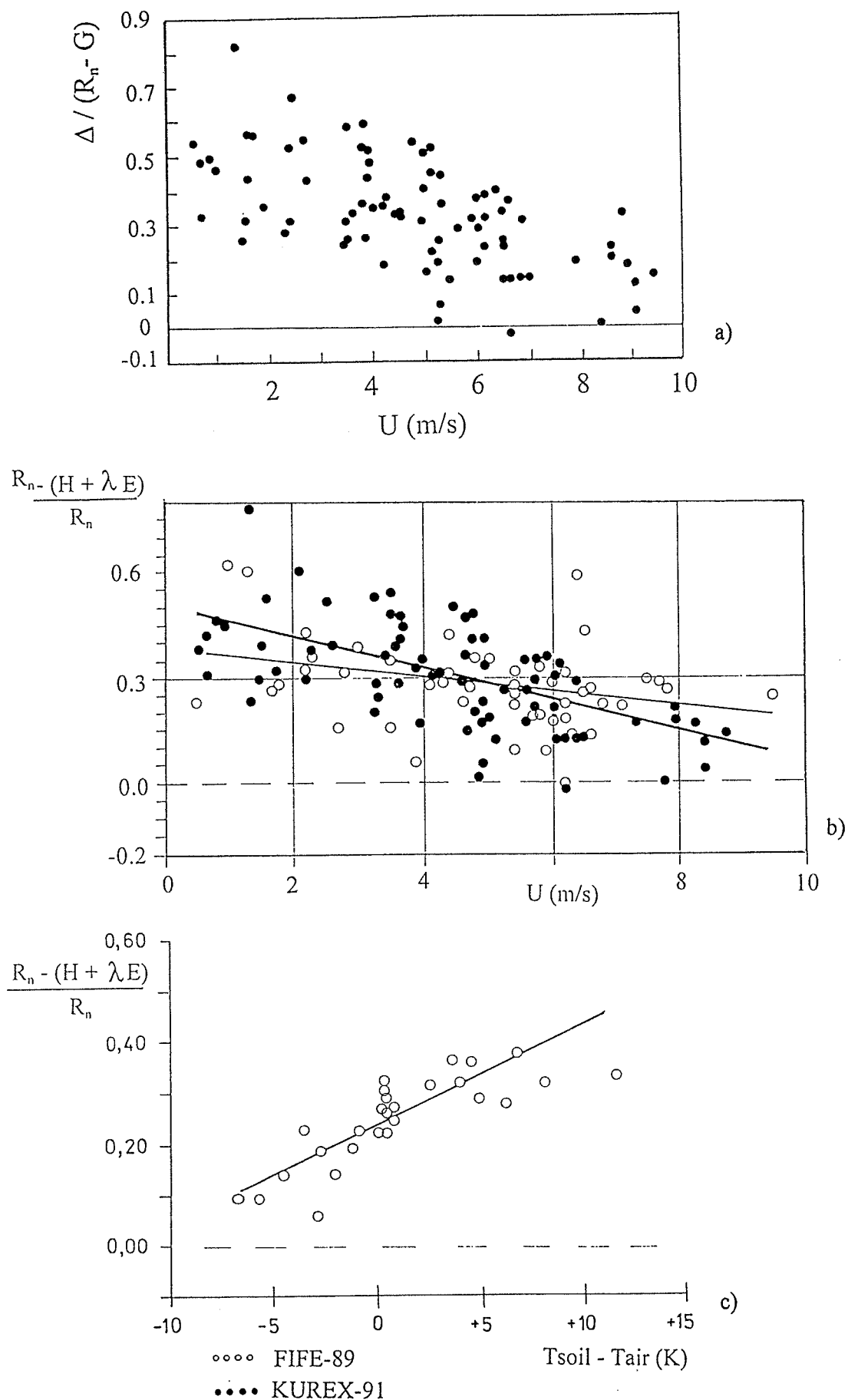


Fig. 5. Dependence of the normalised imbalance values on the wind velocity in
 (a) KUREX,
 (b) KUREX and FIFE,
 on the temperature differences of the soil surfaces and the air, according to the
 data of FIFE-89.

