

ANNALEN DER METEOROLOGIE

(Neue Folge)

Nr. 15

# Deutsche Meteorologen-Tagung

## 1980

in Berlin

vom 25. bis 29. Februar

in Verbindung mit dem

Internationalen Alfred-Wegener-Symposium

Offenbach am Main 1980

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

## II

Die für die Veröffentlichung als Vorabdruck zur Meteorologen-Tagung Berlin 1980 eingesandten Manuskripte stellen erweiterte Zusammenfassungen oder Kurzfassungen der Vorträge dar. Für ihren Inhalt sind die Verfasser verantwortlich. Die Wiedergabe dieser Zusammenfassungen nimmt eine spätere ausführliche Darstellung der Vorträge und ihre Veröffentlichung durch die Autoren an anderer Stelle nicht vorweg.

ISSN 0072-4122

ISBN 3-88 148-172-9

---

Herausgeber und Verlag:  
Deutscher Wetterdienst, Zentralamt, Frankfurter Straße 135  
6050 Offenbach am Main

---

Redaktionsschluß: 7. Dezember 1979

## INHALT

	Seite
<b>Vorwort</b> .....	IX
<b>Vorträge</b> .....	1-253
<b>1. Fernerkundung meteorologischer Parameter</b>	
BOLLE, H. J. (Innsbruck): Ableitung klimatologischer Informationen aus MÉTEOSAT-Daten (Übersichtsvortrag, nur Kurzfassung) .....	1
EIGENWILLIG, N.; FISCHER, H. (München): Bestimmung der Windgeschwindigkeit aus METEOSAT-Daten im Wasserdampfkanal .....	2
WERNER, C. (Oberpfaffenhofen): Neue Aspekte über den Einsatz von Laser-Radar Systemen in der Meteorologie (Übersichtsvortrag) .....	6
MÜLLER, H. (München): Die Bestimmung der Aerosolgrößenverteilung mit Hilfe eines 4-Wellenlängen-Lidars. ....	13
PETERS, G. (Hamburg): Ein kombiniertes akustisch-elektromagnetisches Meßsystem zur indirekten Bestimmung des Wind- und Temperaturfeldes in der Grenzschicht. ....	17
ATTMANNSPACHER, W.; RIEDL, J. (Hohenpeißenberg): Über ein Verbundsystem der Radarfernerkundung der Niederschlagsverteilung in der Bundesrepublik (Übersichtsvortrag) .....	21
SCHÖNWALD, B. (Hamburg): Die Bestimmung vertikaler Temperaturprofile in der atmosphärischen Grenzschicht aus Strahlungstemessungen im Mikrowellenbereich .....	26
FISCHER, H.; LÜDECKE, C.; GILLE, J. C. (München, Boulder): Über die Verteilung der Spurengase H <sub>2</sub> O, NO <sub>2</sub> und HNO <sub>3</sub> in der mittleren Atmosphäre aus LIMS-Messungen .....	29
<b>2. Strahlung und Wolken</b>	
FEDERER, B. (Zürich): Aktuelle Probleme der Wolkenphysik (Übersichtsvortrag) .....	*
DLUGI, R.; SCHNATZ, H. (Karlsruhe, Frankfurt): Absorptionseigenschaften atmosphärischer Aerosolteilchen und Wolkenelemente im solaren Spektralbereich. ....	33
HÄNEL, G.; LEHMANN, M. (Frankfurt): Aerosolteilchen und relative Feuchte: neue Meßergebnisse und meteorologische Konsequenzen	37
GRASSL, H. (Hamburg): Der Aerosolteilcheneinfluß auf optische Eigenschaften von Wolken und die globale Albedo ...	39
LAUBE, M. (Köln): Entstehung und Entwicklung von Wolkenröpfchen durch Kondensation und Koagulation in einer stationären Wolke .....	*
GROSCH, L. (Mörfelden-Walldorf): Ein Beitrag zur Konstitution atmosphärischer eisbildender Kerne .....	43

	Seite
HÖLLER, H. (Köln): Die Niederschlagsbildung über die Eisphase in einem stationären Wolkenmodell. . . . .	46
KASTEN, F.; CZEPLAK, G. (Hamburg): Solare und terrestrische Strahlung in Abhängigkeit von Bedeckungsgrad und Wolkenart. . . . .	50
MÖSER, W.; PREUSS, H. J.; RASCHKE, E. (Köln): Bestimmung der solaren Strahlungsbilanz am Boden aus Satellitenmessungen . . . . .	54
SCHMETZ, J.; RASCHKE, E.; GUBE, M.; FIMPEL, H. (Köln, Oberpfaffenhofen): Messungen von Strahlungseigenschaften von Wolken während JASIN 1978. . . . .	58
ZDUNKOWSKI, W. G.; WELCH, R. M.; KORB, G. (Mainz): Die Berechnung von solaren Strahlungsflüssen und deren Divergenzen in Wolken. . . . .	62
SCHALLER, E. (Bonn): Die Rolle der Strahlungsdivergenz in einer Grenzschicht mit Bewölkung. . . . .	66
KOHLSCHE, K. (Hamburg): Einige Beobachtungsergebnisse als Hilfsmittel zur Modellierung von Strahlungsnebel . . . . .	70
 <b>3. Klima und Klimamodelle</b>	
BERZ, G. (München): Das Trombenrisiko in Europa nach Untersuchungen Alfred Wegeners. . . . .	74
MÜLLER, F. (Zürich): Climatic Trends of the last few Decades in the Canadian High Arctic and Northwest-Greenland	*
SCHÖNWIESE, C. D. (München): Statistische Übersicht Neoklimatischer Schwankungen in Europa . . . . .	77
HASSELMANN, K. (Hamburg): Climate Models (Übersichtsvortrag). . . . .	81
HANTEL, M.; MAJEWSKI, D. (Bonn): Ein neues, einfaches Klimamodell für die gleiche globale Atmosphäre. . . . .	83
VAN DEN DOOL, H. M. (De Bilt): Experiments with Clouds in an Energy Balance Climate Model . . . . .	87
HERTERICH, K. (Hamburg): Inverse Modellierung von Meeresoberflächentemperatur-Anomalien des Nord-Pazifik . . . . .	91
HEINZ, H.-D.; WARNECKE, G. (Berlin): Überprüfung eines einfachen Modells für die ozeanische Druckdifferenz im äquatorialen Pazifik	94
 <b>4. Hohe Atmosphäre und solarerterrestrische Beziehungen</b>	
VOLLAND, H. (Bonn): Der Einfluß der Sonnenaktivität auf die Hochatmosphäre (Übersichtsvortrag) . . . . .	98
BANGERT, W.; SCHEIDLE, R.; BOLLE, H.-J. (Innsbruck): Bedeutung neuerer Meßergebnisse der O <sub>2</sub> ( <sup>1</sup> Δg) und OH* Emission für die Physik der hohen Atmosphäre (nur Kurzfassung) . . . . .	101
EBEL, A. (Köln): Simulation of Eddy Diffusion Processes in the Mesosphere and lower Thermosphere. . . . .	102
SCHÄFER, J. (Bonn): Gibt es einen Zusammenhang zwischen der Sonnenfleckenrelativzahl, der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes und planetaren Wellen in der 500-mb-Fläche?. . . . .	105
ROBINSON, E. (Pullman, Washington): Observations of Tropospheric-Stratospheric Exchange in the Polar Regions (nur Kurzfassung) . .	108

	Seite
EBEL, A.; LABITZKE, K. (Köln, Berlin): Oscillations of Solar Activity due to the Sun's Rotation and related Effects in the middle Stratosphere. ....	109
 <b>5. Maritime Meteorologie und Ozeanographie</b>	
POLLARD, R. T. (Wormley, Surrey, GB): JASIN 1978 – Study of atmospheric and oceanic variability (Übersichtsvortrag, nur Kurzfassung)	113
SIEDLER, G. (Kiel): Wärme- und Impulstransport im oberflächennahen Ozean .....	114
FIEDLER, F.; HAUF, T. (Karlsruhe): Turbulenzstruktur der atmosphärischen Grenzschicht über See während JASIN (nur Kurzfassung)	121
CLAUSS, E.; SPETH, P. (Kiel, Köln): Mesoskalige atmosphärische Turbulenz über See nach Messungen an Bojen während des JASIN-Experiments 1978. ....	*
HASSELMANN, D. E.; BÖSENBERG, J. (Hamburg): Messungen der seegangskohärenten Druckschwankungen .....	122
LUTHARDT, H.; HASSE, L. (Hamburg): Zusammenhang von Druckfeld und Bodenwind im Gebiet der Deutschen Bucht. ....	126
DUENSING, G.; SCHMIDT, H. (Hamburg): Extremalgeschwindigkeiten im deutschen Küstenbereich. ....	129
ARPE, K. (Reading): Der Einfluß der Meeresoberflächentemperaturanomalien auf mittelfristige Wettervorhersage ...	132
ROETHER, W.; WEISS, W. (Heidelberg): Die großskalige thermohaline Zirkulation des Mittelmeeres .....	135

## Poster

## 1. Fernerkundung meteorologischer Parameter

	Seite
BEHNKE, W.; SPOHR, G. U.; BUJNOCH, A.; KRAMM, G.; WARMBIER, G. (Köln): Messungen der Temperaturschichtung und -Fluktuation mittels Schallrückstreuung über dem Stadtgebiet von Köln .....	138
BERGHOLTER, U. (Hamburg): Eine automatische Anlage zur Bestimmung von Transmission und Trübung .....	141
BILLING, H.; HAUPT, I.; KOSLOWSKY, D.; TONN, W. (Berlin): Zur Entwicklung von Wolkenstrukturen der verschiedenen Scales .....	143
BILLING, H.; HAUPT, I.; HILT, E.; KOSLOWSKY, D. (Berlin): Wolkenklassifikation aufgrund von Satellitendaten .....	145
BOLLE, H.-J. (Innsbruck): Fernerkundungsprogramm Tirol (nur Kurzfassung) .....	147
ECKARDT, M. (Berlin): Meteorologische Erscheinungen im synoptischen Scale in Satellitenaufnahmen .....	148
HAILZL, G. (Wien): Beispiele zur Anwendung von Satellitenbildern in der Synoptik .....	150
HAUPT, I. (Berlin): Die Eisverhältnisse im Polargebiet in Abhängigkeit von den Temperatur- und Luftdruckverhältnissen - Periode 1966-1978 .....	*
KATERGIANNAKIS, U. (Berlin): Unregelmäßige Linien im Satellitenbild .....	152
METZIG, G.; KERSCHGENS, M. (Köln, Bonn): Theoretische Untersuchungen zur Messung der Planktonkonzentration mit Hilfe von Satelliten	154
KLAPHECK, K. (Hamburg): Bemerkungen zum operationellen Einsatz eines LIDAR-Systems .....	156
KÖPKE, P. (Hamburg): Wassertemperatur und Lufttrübung mittels METEOSAT .....	158
KÖPP, P. (Oberpfaffenhofen): Laser-Doppler-Methode zur indirekten Messung des Windes .....	160
LORENZ, D.; SCHMIDT, E. (Oberpfaffenhofen): Kombinierte Stereo-Zeilenabtastung und Laser-Höhenmessung zu Windbestimmung und Wolkenanalyse von einem polaren Wettersatelliten aus .....	162
QUECK, H. (Oberpfaffenhofen): Zur Auswahl von Wolken als Tracer für die Windbestimmung mit Hilfe geostationärer Satelliten	164
MÖRL, P.; REINHARDT, M. E.; RENGER, W. (Oberpfaffenhofen): Aerosolsondierung mittels Flugzeuglidar .....	167
OELHAF, H.; FISCHER, H.; REDEMANN, E. (München): Meßbarkeit von Spurengasen in der mittleren Atmosphäre mit spektral hochauflösenden Instrumenten	169
RABUS, D.; FERGG, F. (München): Vergleichende Messungen stratosphärischer CH <sub>4</sub> - und CO-Konzentrationen mit Spektrograph und Korrelationsradiometern .....	171
FISCHER, H.; REDEMANN, E.; LEUPOLT, A. (München): Messungen von NO <sub>2</sub> -Profilen in der Stratosphäre mit Korrelationsradiometern .....	175
POLLINGER, W.; WENDLING, P. (München): Untersuchungen zur Unterscheidung von Eis-, Wasserwolken aus spektralen Reflexionsmessungen	175

FISCHER, H.; FERGG, F.; RABUS, D. (München): Radiometrische Messung stratosphärischer Spurengasprofile von einer sonnenstabilisierten Ballongondel aus .....	177
DALL'ARMI, E. v. (München): Bestimmung der Aerosolgrößenveteilung aus der Himmelsstrahldichte bei kleinen Streuwinkeln	179
KÄSTNER, M. (München): Der Einfluß der Atmosphäre auf Remote Sensing Daten im 0.4–0.8 $\mu\text{m}$ Bereich über dem Ozean	181
WAMSER, C. (Hamburg): Doppler-Sodar-Messungen der Kohärenz des turbulenten Windfeldes in der Grenzschicht .....	183
STEINHORST, G. (Offenbach): Ergebnisse der Verifikation von Satellitendaten durch Vergleich mit Radiosondendaten .....	185
ZICK, C.; CARUS, B.; DIMANSKI, R. (Berlin): Analyse von Zyklonenentwicklungen mit Hilfe von Satelliten-Bildsequenzen und daraus abgeleiteten Windfeldern .....	187
ZIMMERMANN, K. (Wien): Aufbereitung von Wettersatellitendaten .....	189
ZWATZ-MEISE, V. (Wien): Beispiele zur Anwendung von Satellitenbildern in der Synoptik .....	193
GREDEL, J.; KÖNIG, T.; RATTEL, W. (Oberpfaffenhofen): Interaktives System für meteorologische Bilddatenverarbeitung .....	193

## 2. Strahlung und Wolken

CUBASCH, U. (Reading): Der Einfluß simulierter Wolkenbildung auf eine mittelfristige numerische Wettervorhersage ...	195
FORTAK, H. (Berlin): Über Grundlagen der meteorologischen Strahlungs-Hydrodynamik .....	197
BEHENG, K. (Frankfurt): Der Einfluß des Eis-Splintering-Prozesses auf die Vereisung unterkühlter Wolken (vorläufige Ergebnisse) .....	199
PANHANS, W.-G. (Mainz): Langwellige Strahlungsflüsse in der Atmosphäre unter Berücksichtigung von partieller Bewölkung	201

## 3. Klima und Klimamodelle

GOLCHERT, H. J.; KASTEN, F. (Hamburg): Ein Globalstrahlungsatlas für Westeuropa .....	203
CZEPLAK, G. (Hamburg): Der turbulente Diffusionskoeffizient in Bodennähe .....	205
KLAUS, D. (Bonn): Frontenhäufigkeit über dem Atlantik und Europa von 1899 bis 1978 .....	207
HÜSTER, H. (Bonn): Ein objektiver Luftdrucklagenkatalog zur Untersuchung von Schwankungen der Allgemeinen Zirkulation im atlantisch-europäischen Sektor .....	209
FREY, H. (Hamburg): Klimagliederung Südafrikas unter witterungsklimatischen und dynamischen Gesichtspunkten ...	211
NIESEN, W. (Berlin): Sensitivitätstests mit einem globalen spektralen Zirkulationsmodell der Atmosphäre .....	213

	Seite
UNTERSTEINER, N. (Seattle): Topographisch „normalisierte“ Vergletscherungs-Statistik. . . . .	* *
BRUMME, B. (Bonn): Neubearbeitung der Berliner Temperaturreihe am Beispiel der Periode 1700 bis 1710. . . . .	215
CEHAK, K. (Wien): Änderung der Winterstrenge im Donaauraum . . . . .	217
TETZLAFF, G.; WOLTER, K. (Hannover): Staubtransport aus der Sahara . . . . .	220
STÖHR, W. T.; THÜNE, W. (Mainz, Oppenheim): Zur Frage von Zirkulationsanomalien in Mitteleuropa während der Eiszeiten aufgrund von Lös- ablagerungen . . . . .	222
 <b>4. Hohe Atmosphäre und solarerterrestrische Beziehungen</b>	
DREIER, M.; WIPPERMANN, F. (Darmstadt): Versuch eines Nachweises längerer Zyklen der Sonnenaktivität in langjährigen Temperatur- reihen . . . . .	224
 <b>5. Maritime Meteorologie und Ozeanographie</b>	
ZANK, I.; DUNCKEL, M. (Hamburg): Vorläufige Ergebnisse der Messung von Druck- und Geschwindigkeitskorrelationen in der wasser- nahen Luftschicht. . . . .	226
SPETH, P.; DETLEFSEN, H. (Köln, Kiel): Mesoskalige meteorologische Einflüsse auf das Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika mit Aus- dehnung auf die Küste Portugals . . . . .	228
ZÖLLNER, R. (Hamburg): Seesalzaerosol, charakteristische Verteilung und Sedimentationsraten in Schiffsräumen. . . . .	230
KAUFELD, L. (Hamburg): Die Erstellung einer neuen Beaufort-Äquivalentskala . . . . .	233
GRÜNEWALD, G.; ZÖLLNER, R. (Hamburg): Mikroklimatische Besonderheiten in modernen Transportträgern. . . . .	236
ZANK, S. (Hamburg): Zur Bestimmung des Bodenwindes aus Wolkenzugsgeschwindigkeiten im GATE-Gebiet. . . . .	239
WINKLER, P. (Hamburg): Meridionalverteilung des bodennahen Ozons über dem Atlantik. . . . .	241
HASTENRATH, S. (Madison): Wärmehaushalt von Ozean und Atmosphäre der Tropen . . . . .	243
RUPPERSBERG, G. H.; SCHELLHASE, R. (Oberpfaffenhofen): Warum reagiert das Aerosol über dem Atlantik so abnorm auf Änderungen der relativen Feuchte? 245	245
ROETHER, W.; KROMER, B.; WEISS, W.; FISCHER, K.-H. (Heidelberg): Messungen des Gasaustauschs im Ozean und im Bodensee . . . . .	247
FRÜNGEL, F.; KOCH, C. (Hamburg): Ein neues in-situ Fluorometer für fluoreszierende Tracer-Substanzen mit exakt logarithmischer Kennlinie, 4 Dekaden der Konzentration überdeckend . . . . .	250
FRÜNGEL, F.; ZIEGE, K.; MOGENSEN, J. (Hamburg): Ein neues Meßgerät für den tropfenförmigen Wassergehalt der Atmosphäre in Nähe der Meeres- oberfläche (FUMOSENS III). . . . .	252

## Vorwort

Die **Deutsche Meteorologische Gesellschaft e.V.** veranstaltet ihre turnusmäßige Meteorologentagung in diesem Jahr im neuen Internationalen Kongreßzentrum in Berlin, gleichzeitig und in enger Verbindung mit dem **Internationalen Alfred-Wegener-Symposium (IAWS)**, das von insgesamt 15 geowissenschaftlichen Gesellschaften getragen wird. Die Deutsche Meteorologische Gesellschaft beteiligt sich gerne an diesem aus Anlaß des 100. Geburtstages von *Alfred Wegener* veranstalteten Symposium. Dieses gilt um so mehr, als wir es uns als Ehre anrechnen, daß die höchste von uns zu verleihende Auszeichnung den Namen **Alfred-Wegener-Preis** trägt.

Die Einbettung der **Deutschen Meteorologentagung** in das Alfred-Wegener-Symposium findet zunächst ihren besonderen Ausdruck in einigen gemeinsamen Veranstaltungen aller Trägergesellschaften. Ehrungen und Vorträge über das wissenschaftliche Lebenswerk *Alfred Wegeners*, insbesondere über seine „Kontinentalverschiebung“ in damaliger und heutiger Sicht, prägen den ersten Tag des Symposiums. Die Gelegenheit, so viele geowissenschaftliche Fachrichtungen beieinander zu haben, mußte von der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft genutzt werden, Vorträge zur Klimageschichte unserer Erde in das Programm aufzunehmen. Das immer aktuelle Problem der Klimaschwankungen kann den Meteorologen hier auch von seiten anderer Geowissenschaften beleuchtet werden.

Darüber hinaus dürfte der Themenkreis „Klima und Klimamodelle“ nichts an Aktualität eingebüßt haben, insbesondere wegen der immer größeren Bedeutung der Klimaschwankungen für die Menschheit, ihr Zusammenleben und ihre Ernährung auf der Erde, Fragenkomplexe, die auch auf der Weltklimakonferenz der Weltorganisation für Meteorologie im Februar 1979 in Genf behandelt wurden. Vorträge zu dieser Themengruppe wurden daher auch wieder aufgenommen. Die Probleme der Klima- und Zirkulationsmodelle stehen in engem Zusammenhang mit dem Verständnis der Energieflüsse und des Energieaustausches in der Atmosphäre. In verstärktem Ausmaße werden die Strahlung und die energetischen Prozesse der Wolken- und Niederschlagsbildung dabei Berücksichtigung finden. Ein eigener Themenkreis „Strahlung und Wolken“ bot sich darum an, in dem Probleme der Wolkenphysik und Niederschlagsbildung, Strahlungsaustausch und Aerosole im Vordergrund stehen.

Der Vortragskreis „Hohe Atmosphäre und Solarerterrestrische Beziehungen“ bringt die engen Beziehungen zwischen der Meteorologie und der Geophysik zum Ausdruck. Da unsere Gesellschaft auch die wissenschaftlichen Interessen der Ozeanographie vertritt und beide Wissenschaftszweige gegenseitige enge Bindungen aufweisen, wurden auch Vorträge zum Themenkreis „Maritime Meteorologie und Ozeanographie“ aufgenommen.

Die weitaus größte Anzahl der Anmeldungen galt jedoch dem Themenkreis „Fernerkundung meteorologischer Parameter“. Die Möglichkeiten der berührungslosen Messung meteorologischer Parameter wie Temperatur, Strahlung, Luftfeuchte, Aerosol, Trübung und Wind von der Grenzschicht bis in die hohe Atmosphäre sind in den letzten Jahren derart rapide gewachsen oder verbessert worden, daß Gelegenheit zur Berichterstattung hierüber gegeben werden mußte. Dieser Themenkatalog reicht vom Einsatz der Wettersatelliten über Laser-Radarsysteme und Niederschlagsradar bis hin zum Einsatz akustischer und Mikrowellen. Die Anwendung dieser neuen Methoden ist für die Synoptik so wichtig wie für die Forschung und wird rasch weiter wachsen.

Es war nicht leicht, das Vortragsprogramm festzulegen. Weit über 100 Vortragsanmeldungen mußten berücksichtigt werden. Auf der Meteorologentagung im Jahre 1977 hatten wir erstmals den Versuch gemacht, einen Teil der Vorträge, deren Inhalt sich durch Abbildungen besonders gut darbieten ließ, als Posteraushang im Foyer vorzustellen. Damit konnten auch Ablehnungen von Vorträgen weitgehend vermieden werden. Vor allem brauchten viele jüngere Meteorologen nicht auf die Darstellung ihrer Forschungsergebnisse zu verzichten. Der Erfolg des Posteraushanges war damals so groß, daß der Programmausschuß sich entschloß, von dieser Möglichkeit noch mehr Gebrauch zu machen. Er wurde dazu durch viele Kollegen ermutigt, die von vornherein für ihren Beitrag die Posterdarbietung während der ganzen Tagung statt eines Kurzreferates wünschten. Mehr als die Hälfte der Referate wird daher als Posteraushang geboten. Dennoch sind auch deren Zusammenfassungen in der vorliegenden Veröffentlichung enthalten. Andererseits gab uns dieses die Möglichkeit, zu jedem Themenkreis einen oder mehrere Übersichtsvorträge anzubieten. Wir hoffen, daß diese Regelung den Beifall der Teilnehmer finden wird.

X

Es wird auch dieses Mal wohl von allen Tagungsteilnehmern zustimmend aufgenommen werden, daß zu Beginn der Tagung die ausführlichen Zusammenfassungen der Vorträge überreicht werden können. Das haben wir zunächst den Vortragenden zu danken, die die erweiterten Zusammenfassungen rechtzeitig abgeliefert haben. Aber ohne die tatkräftige Unterstützung des Deutschen Wetterdienstes wäre die zur Tagung bereits vorliegende Veröffentlichung der Vorträge in der Reihe „Annalen der Meteorologie (N.F.)“ nicht möglich gewesen. Dem Herrn Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes sei dafür besonders gedankt.

Der Zweigverein Berlin unserer Gesellschaft war für die Organisation der Tagung verantwortlich. Herr *Prof. Fett* und Herr *Dr. Wehry* haben sich dabei besonders verdient gemacht. Unser Dank gilt auch den Professoren *G. Giese* und *V. Jacobshagen*, Berlin, die besondere Verantwortung für die Durchführung des Alfred-Wegener-Symposiums trugen. Ganz besonders gilt unser Dank Herrn *Prof. Fortak*, Berlin, seinem Mitarbeiter Herrn *Dipl.-Met. E. Hollan* und den übrigen Mitgliedern des Programmausschusses, den Herren *Prof. W. Georgii*, Frankfurt, *W. Krauß*, Kiel, *E. Raschke*, Köln und Herrn *Dipl.-Phys. Ch. Werner*, Oberpfaffenhofen.

Möge der Tagung und dem Symposium ein voller Erfolg beschieden sein.

München, den 21. November 1979

Prof. Dr. J. van Eimern  
Vorsitzender der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft e. V.

ABLEITUNG KLIMATOLOGISCHER INFORMATIONEN AUS METEOSAT-DATEN

H.-J. Bolle

Institut für Meteorologie und Geophysik  
der Universität Innsbruck

METEOSAT-Bilddaten stellen auf Grund ihrer langen kontinuierlichen Beobachtung des Wettergeschehens ein wertvolles Ausgangsmaterial für die Ableitung von klimatologisch interessanten Größen dar wie Wolkenverteilung, Tages- und Jahresgänge der Bewölkung, Meeresoberflächentemperaturen, jahreszeitliche Veränderungen der Oberflächenalbedo oder Wasserdampftransporte in der oberen Troposphäre. Die flächenmäßige Auswertung solcher Daten ermöglicht die Datstellung der horizontalen Varianz und führt somit zu einer neuen Dimension in den Klimavariablen. Die Ausschöpfung dieser zusätzlichen Information - beispielsweise in Klimamodellen - macht jedoch eine Übereinkunft hinsichtlich Maschenweite und der geographischen Anordnung des Auswertungsnetzes erforderlich.

An Hand einiger Beispiele wird über erste Erfahrungen mit der Bearbeitung der METEOSAT Daten auf einer im Juli 1979 installierten interaktiven Anlage am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck berichtet werden. Insbesondere wird auf das Problem einer weltweiten Wolkenstatistik eingegangen werden, die derzeit von einer Anzahl von Arbeitsgruppen begonnen wird.

BESTIMMUNG DER WINDGESCHWINDIGKEIT AUS METEOSAT-DATEN IM WASSERDAMPFKANAL

N. Eigenwillig und H. Fischer

Meteorologisches Institut der Universität  
8000 München 2, Theresienstr. 37

Meteosat ist der erste geostationäre Satellit, der Bilder im Spektralbereich von 5,7 - 7,1 µm mit einer Auflösung von 5 km im Subsatellitenpunkt liefert. Mit dem IMB-Bildverarbeitungssystem der DFVLR in Oberpfaffenhofen wurden in ausgewählten Bildsequenzen die Verlagerungen von "reinen" Wasserdampfstrukturen verfolgt und daraus Windvektoren in wolkenfreien Gebieten bestimmt. Aus Berechnungen der Emissionsfunktion für verschiedene Modellatmosphären ergibt sich eine Zuordnung der Wasserdampfwindvektoren zum 500 mb Niveau. Die fasrigen Wasserdampfstrukturen werden mit Konturverbesserungsmethoden verstärkt und mit der Cursor-Verrückungsmethode verfolgt. Ein Vergleich der ermittelten Windvektoren mit Radiosondenwinden zeigt eine mittlere quadratische Abweichung bzgl. der Windgeschwindigkeit von ca. 5 m/s und bzgl. der Windrichtung von ca. 16°.

1 EINLEITUNG

METEOSAT, der erste geostationäre Satellit mit einem Wasserdampfkanal (WV-Kanal) im Spektralbereich von 5,7 bis 7,1 µm, bietet die Möglichkeit, Windvektoren aus konsekutiven WV-Bildern abzuleiten, die aus der Verfolgung "reiner" WV-Strukturen - d.h. WV-Strukturen in Bereichen ohne Wolken in der mittleren und oberen Troposphäre - hervorgehen. Damit könnte ein Beitrag zur Schließung der räumlich und zeitlich auftretenden Lücken im Windfeld, vor allem in wolkenfreien Gebieten ohne Radiosondenstationen geleistet werden.

Die vorliegende Arbeit baut auf vorangegangenen Untersuchungen am Meteorologischen Institut München (MIM) auf (Hill 1977). Damals wurden WV-Bilddaten des THIR-Instrumentes an Bord des polaren NIMBUS 5-Satelliten ausgewertet. Die Auflösung dieser Satellitenbilder beträgt lediglich 23 km im Subsatellitenpunkt, so daß meist nur großräumige und undifferenzierte Mischstrukturen aus reinem Wasserdampf und Wolken auftreten. Dagegen ermöglicht die gute Auflösung der METEOSAT-WV-Daten von 5 km im Subsatellitenpunkt die eindeutige Unterscheidung zwischen reinen WV-Strukturen und Wolken und das Erkennen kleinräumiger verfolgbarer Strukturelemente.

Bei der vorliegenden Arbeit wurden in zwei Fallstudien unter Verwendung von METEOSAT-WV-Daten Windvektoren aus der Verlagerung reiner WV-Strukturen im Gebiet zwischen Mitteleuropa und Nordafrika bestimmt und diese mit Radiosondenwinden verglichen. Mit diesen Untersuchungen sollte die Durchführbarkeit des vorgeschlagenen Verfahrens nachgewiesen werden.

2 DER INFORMATIONSGEHALT DES WV-BILDES

Auf dem WV-Satellitenbild (Abb. 1) sind neben den hell erscheinenden, deutlich abgegrenzten hohen Wolken Bereiche mit helleren bzw. dunkleren Grautönen zu erkennen. Diese Gebiete entsprechen einer feuchten bzw. trockenen mittleren Troposphäre und sind durch sogenannte reine WV-Strukturen voneinander getrennt. Die Erdoberfläche und niedrigere Wolken sind auf den WV-Bildern nahezu niemals identifizierbar. Die Höhenzuordnung der WV-Windvektoren erfolgt gemäß der Emissionsfunktion M(x) für die wolken-

freie Atmosphäre. Sie gibt an, wieviel die einzelnen Schichten der Atmosphäre zum Meßsignal beitragen.

$$M(x) = \int_0^{\infty} A(\lambda) \cdot B(\lambda, T) \cdot \frac{\partial \tau(\lambda, x)}{\partial x} d\lambda \text{ wobei } x = \log p$$

λ :Wellenlänge

p :Luftdruck

T :Temperatur

A(λ) :Gerätefunktion, welche die spektrale Durchlässigkeit beschreibt

τ(λ, x):Transmission zwischen dem Niveau x und dem Satelliten

$$\int_0^{\infty} A(\lambda) \cdot \frac{\partial \tau}{\partial x} d\lambda \text{ :Gewichtsfunktion}$$

Mit einem Programm von H. Müller (1976) wurden Emissions- und Gewichtsfunktionen für verschiedene Modellatmosphären (McClatchey 1972) und Nadirwinkel berechnet. Da die Gewichtsfunktion im Bereich der 6,3 µm-Bande deutlich von der Emissionsfunktion abweicht, muß letztere für die Höhenzuordnung zugrundegelegt werden. Die Ergebnisse für zwei mittlere Atmosphärenmodelle, nämlich "Midlatitude Winter" und "Midlatitude Summer", sind in Abb. 2 dargestellt. Die Zuordnung der WV-Windvektoren zu einem Niveau im Bereich des Maximums der Emissionsfunktion für ein geeignetes mittleres Atmosphärenmodell erscheint sinnvoll. Demzufolge sind die WV-Windvektoren, die in mittleren Breiten bestimmt wurden, im Sommer für das 400 mb-Niveau und im Winter für das 500 mb-Niveau gültig. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß gemäß der Breite der Emissionsfunktion (Abb. 2) der WV-Windvektor die Bewegung einer relativ dicken Atmosphärenschicht repräsentiert. Die Güte der Höhenzuordnung hängt von der Übereinstimmung der aktuellen Atmosphäre mit der jeweils verwendeten Modellatmosphäre ab.

Die Auswertung konsekutiver Satellitenbilder hat gezeigt, daß die reinen WV-Strukturen ihre Form bei der Verlagerung häufig länger beibehalten als Wolken. Gegenüber der Wolkenverfolgung ist deshalb die Verwendung größerer Zeitabstände (z.B. 3 h) zwischen aufeinanderfolgenden Bildern möglich. Als physikalische Ursachen können das trockenadiabatische Verhalten der wolkenfreien Atmosphäre und die dort vorherrschenden geringen großräumigen Vertikalgeschwindigkeiten in der Größenordnung von



Abb. 1: METEOSAT-WV-Bild vom 7.3.78 12 GMT (Nordhemisphäre)

von 1 - 5 cm/s angesehen werden (Mosher 1977).

### 3 DIE VORVERARBEITUNG DER BILDDATEN

Für die Auswertungen stand das interaktive System zur meteorologischen Bilddatenverarbeitung, abgekürzt IMB, bei der DFVLR in Oberpfaffenhofen bei München zur Verfügung. Eine Voraussetzung für die Ermittlung der Windvektoren ist zunächst die Navigation der Bilddaten, d.h. die Zuordnung geographischer Koordinaten zu den einzelnen Bildpunkten. Unter Zuhilfenahme der IMB-Navigationssoftware werden Landmarken auf METEOSAT-IR-Bildern (Kanal 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ) und die Transformation zwischen Bildkoordinaten und geographischen Koordinaten berechnet. Da bei verarbeiteten Daten, sogenannten "processed data", die Navigation des IR-Bildes mit derjenigen des zugehörigen WV-Bildes übereinstimmt, ist damit

auch das WV-Bild navigiert.

Da auf den originalen WV-Bildern die Strukturen häufig nur verschwommen auftreten, sind Methoden zur Konturverbesserung erforderlich. Zwei Verfahren, die Anwendung von sogenannten "Enhancement"-Funktionen und vor allem eines Hochpaßfilters, sind besonders geeignet, kleinräumige Strukturelemente herauszuarbeiten.

### 4 DIE ERMITTLUNG DES WINDVEKTORS

Bei der Ermittlung des WV-Windvektors werden die Positionen eines markanten Strukturelementes, das auf zwei konsekutiven Bildern zu erkennen ist, mit einem Markierungspunkt (Cursor) nacheinander gekennzeichnet und die Windrichtung und Windgeschwindigkeit aus den geographischen Koordinaten des Cursors und dem zugrundeliegenden Zeitintervall berechnet. Dieses einfache Verfahren, die sogenannte Cursor-Verrückungs-Methode ("single point tracking"), ist bisher bei der Windvektorbestimmung ausschließlich verwendet worden.

Erste Versuche, Windvektoren mit der Kreuzkorrelationsmethode zu ermitteln, deuten darauf hin, daß nur wenige reine WV-Strukturen mit relativ scharfen Konturen dafür geeignet sind. Geplante eingehende Untersuchungen sollen ein fundiertes Urteil über die Brauchbarkeit dieses Verfahrens liefern.

Bei den Auswertungen wurden ausnahmslos reine WV-Strukturen und in wenigen Einzelfällen Strukturen verfolgt, die sich innerhalb des zugrundeliegenden Zeitintervalls von Wolken in reine WV-Strukturen verwandeln und umgekehrt. Die Tatsache, daß Wolken auf dem WV-Bild nach ihrer Auflösung bzw. vor ihrer Bildung als helle Flecken erhöhter WV-Konzentration erscheinen, wird dabei ausgenutzt.

Die Verlagerung von WV-Strukturen ist nur dann ein gutes Maß für den Wind in der mittleren Troposphäre, wenn die Advektion dominiert, d.h. wenn die Formveränderungen der verfolgten Strukturen gering sind. Die Tatsache, daß sich reine WV-Strukturen manchmal auch innerhalb kürzerer Zeitabstände ( $< 3\text{h}$ ) auflösen und umbilden, zeigt, daß auch nichtadvektive Vorgänge wie z.B. größere lokale Vertikalgeschwindigkeiten, eine Rolle spielen. Auch vertikale Windscherungen innerhalb der zum Meßsignal beitragenden Atmosphärenschicht könnten Struktur-

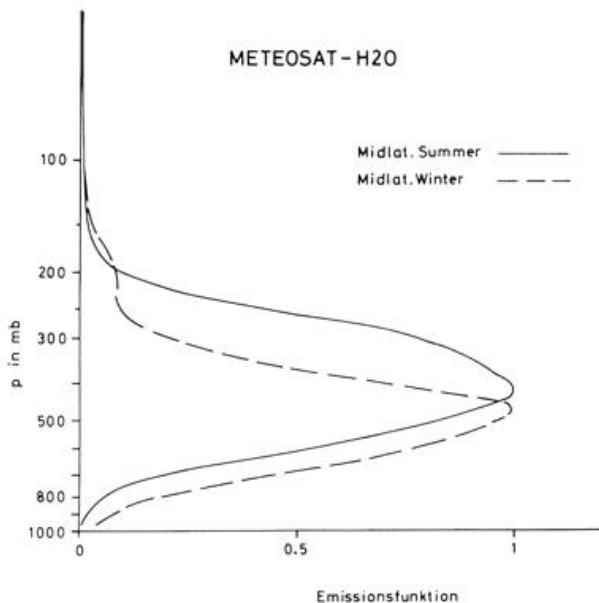


Abb. 2: Normierte Emissionsfunktionen des METEOSAT-WV-Kanals für die Modellatmosphären Midlatitüde Summer und Midlatitüde Winter bei einem Nadirwinkel von  $6.78^\circ$  (entspricht  $45^\circ\text{N}$ )

umformungen hervorrufen.

5 ERGEBNISSE DES VERGLEICHS MIT RADIOSONDENWINDEN

Aus zwei Sequenzen von WV-Bildern wurden Windvektoren abgeleitet:

- 1) Sequenz vom 7.3.78: 12, 15, 18, 21 GMT
- 2) Sequenz vom 12.7.78: 15, 1830, 21, 24 GMT

Die Datenauswahl unterlag Einschränkungen, die durch Rauschstörungen auf den WV-Bildern bedingt sind. Rauschfreie konsekutive Bilder, die den Qualitätsanforderungen genügen, standen in der Regel nur mit dreistündigem Zeitintervall zur Verfügung. Die Bearbeitung eines Falles zweier ungestörter Bilder mit halbstündigem Zeitabstand verlief unbefriedigend, da die Fehler bei der Cursorpositionierung im Vergleich zu den relativ geringen Verlagerungen zu groß wurden.

Als einheitliches Höhenniveau für die WV-Windvektoren wird die 500 mb Fläche gewählt (siehe Abschnitt 2) und ein Vergleich mit den entsprechenden Radiosondenwinden durchgeführt. Abb. 3 bzw. Abb. 4 zeigen die 500 mb Topographien des DWD vom 7.3.78 12GMT bzw. vom 13.7.78 OOGMT zusammen mit den numerierten WV-Windvektoren. Diese werden vorwiegend aus der Verlagerung reiner WV-Strukturen in Gebieten ohne oder mit ausschließlich tiefer Bewölkung bestimmt. Windvektoren aus der Verlagerung von Strukturen, die sich innerhalb des dreistündigen Zeitintervalls von reinen WV-Strukturen in Wolken verwandeln und umgekehrt, sind mit Index w gekennzeichnet.

Ein Vergleich der WV-Windvektoren mit den Radiosondenwinden und dem Isohypsenverlauf (siehe Abb. 3 und 4) zeigt prinzipiell eine gute Übereinstimmung. Folgende Punkte müssen bei den Vergleichen berücksichtigt werden:

- 1) Die Zeitverschiebung zwischen den üblichen Radiosondenmessungen (12.OOGMT und 0.OOGMT) und der Mitte des Zeitintervalls der zugrunde gelegten WV-Bilder.
- 2) Der räumliche Abstand zwischen den beiden unterschiedlichen Messungen.
- 3) Die einheitliche Höhenzuordnung der WV-Windvektoren zum 500 mb Niveau.
- 4) Der Fehler der Radiosondenwindmessung.
- 5) Die kleinräumige Variabilität im Windfeld.

Der Nachteil, daß die reinen Wasserdampfstrukturen oft eine geringe Konturschärfe aufweisen, wird zumindest teilweise dadurch ausgeglichen, daß sie einer geringen zeitlichen Variation unterliegen. Die WV-Strukturen bleiben häufig über sechs und sogar neun Stunden erhalten, wodurch die Genauigkeit der WV-Windvektoren erheblich zunimmt. In Abb. 3 und 4 sind Windvektoreihen enthalten, die aus derselben Struktur zu verschiedenen Zeitpunkten ermittelt wurden:

Abb. 3: Windvektor Nr. 4/12/19, 5/13/20, 31/33/32, 28/29/30, 23/24

Abb. 4: Windvektor Nr. 3/9/22, 16/25, 5/13, 6/10/21, 12/23, 31/36, 32/37, 39/40, 50/51/52, 53/54, 56/57/58

Für eine statistische Beurteilung der WV-Windvektoren wird die mittlere quadratische Abweichung MQA und die mittlere absolute Abweichung MAA berechnet (siehe Tabelle 1). Nur solche WV-Windvektoren werden in diese Statistik einbezogen, deren Abstand zur nächstgelegenen Radio-

sondenstation weniger als 300 km beträgt. Die Zeit- und Ortsverschiebung (siehe Punkt 1 und 2 oben) wird soweit möglich durch lineare zeitliche und räumliche Interpolation berücksichtigt. Es muß beachtet werden, daß die statistischen Ergebnisse ein Maß für die Übereinstimmung zweier Windmeßverfahren darstellen und nicht den Fehler der WV-Windvektoren angeben.

Vergleich der Windgeschwindigkeiten		Vergleich der Windrichtungen		Anzahl der im Vergleich benutzten WV-Windvektoren
MQA in m/s	MAA in m/s	MQA in m/s	MAA in m/s	
5,0	3,7	17,0 (15,4)	13,3 (12,4)	72 (70)

Tab. 1: MQA und MAA-Werte für die Auswertungen vom 7.3.1978 und 12.7.1978

Die in Klammern aufgeführten Werte in Tab. 1 ergeben sich, wenn Windrichtungsabweichungen  $\geq 45^\circ$  eliminiert werden. Solche Abweichungen sind meist auffällige Unregelmäßigkeiten im Windfeld und können bei einer Qualitätskontrolle erkannt werden. Während Navigationsfehler und durch die limitierte Satellitenauflösung bedingte Fehler relativ klein ausfallen ( $< 1$  m/s), kann die Unsicherheit beim Positionieren des Cursors auf fasnigen und undeutlichen Strukturelementen größere Fehler bewirken (in Einzelfällen bis zu 5 m/s). Besonders kritisch sind natürlich Formveränderungen der verfolgten Strukturen innerhalb des gewählten Zeitintervalls.

Gegenüber den vorangegangenen Untersuchungen am MIM (Hill 1977), die MQA-Werte von 5,3 m/s und  $28^\circ$  ( $21^\circ$  bei Eliminierung von Windrichtungsabweichungen  $\geq 45^\circ$ ) lieferten, sind die statistischen Ergebnisse dieser Arbeit (siehe Tab. 1), insbesondere bei der Windrichtungsbestimmung, deutlich besser. Damals wurden Windvektoren aus der Verlagerung großräumiger Längsstrukturen bestimmt, wobei sich die Tatsache erschwerend auswirkte, daß die Windrichtung häufig nur einen kleinen Winkel mit dieser Art von Strukturen einschließt. In der vorliegenden Arbeit wurden kleinräumige Details reiner WV-Strukturen verfolgt, deren Verlagerungsrichtung in bezug auf den Verlauf großräumiger Strukturen die Genauigkeit der Windbestimmung prinzipiell nicht beeinflusst.

Ein Vergleich der Ergebnisse von Tab. 2 mit den entsprechenden Werten anderer Untersuchungen (z.B. Bauer 1976), bei denen Windvektoren aus Wolkenverlagerungen bestimmt wurden, beweist, daß auch die Verlagerung reiner WV-Strukturen zur Windbestimmung benutzt werden kann.

LITERATUR

Bauer, K.G., SSEC, Monthly Weather Rev. 104 (1976) S. 922-931

Hill, M., MIM, Diplomarbeit 1977

McClatchey, R.A. u.a., AFCRL-72-0497, 1972

Mosher, F.R., SSEC-Report, NAS 5-21798, 1977

Müller, H., MIM, Diplomarbeit 1976

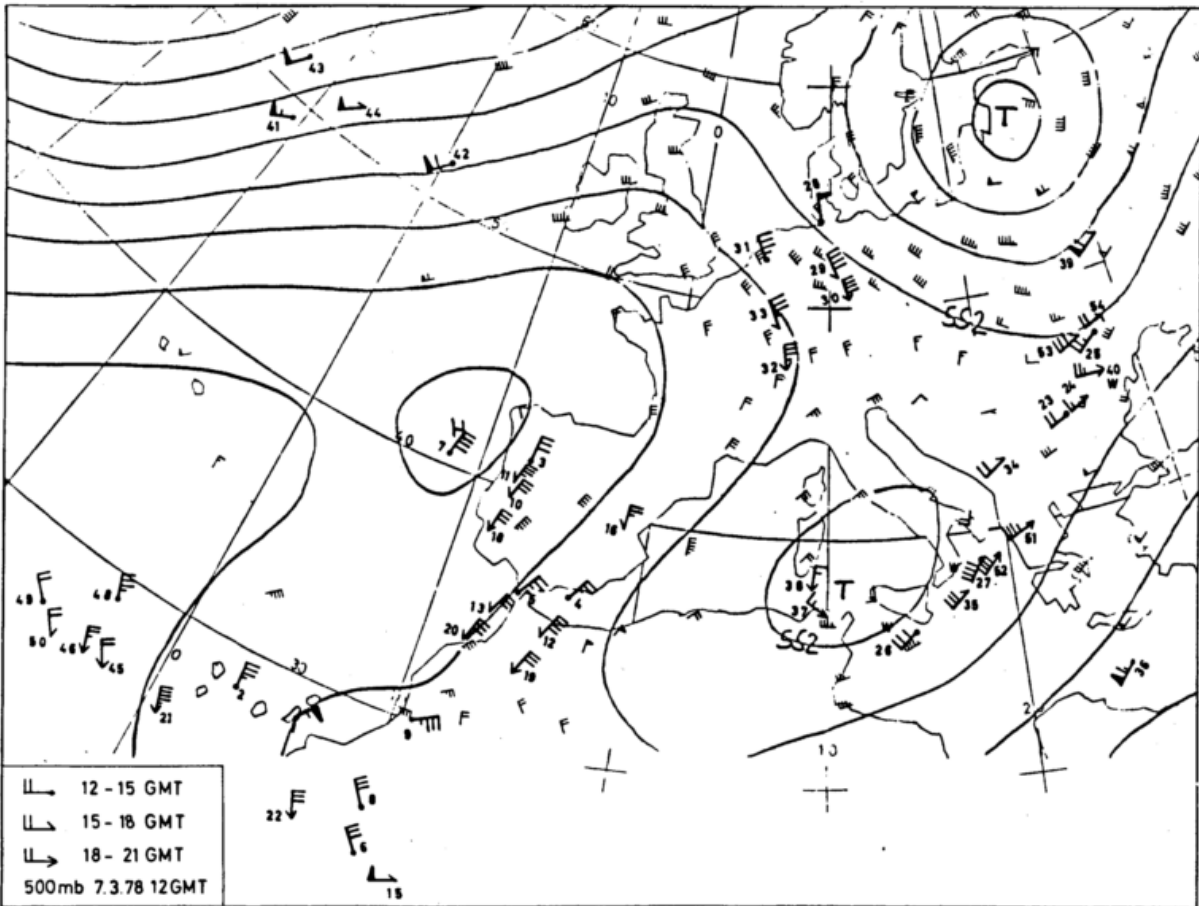


Abb. 3: 500 mb Topographie vom 7.3.78 12GMT mit eingetragenen nummerierten WV-Windvektoren

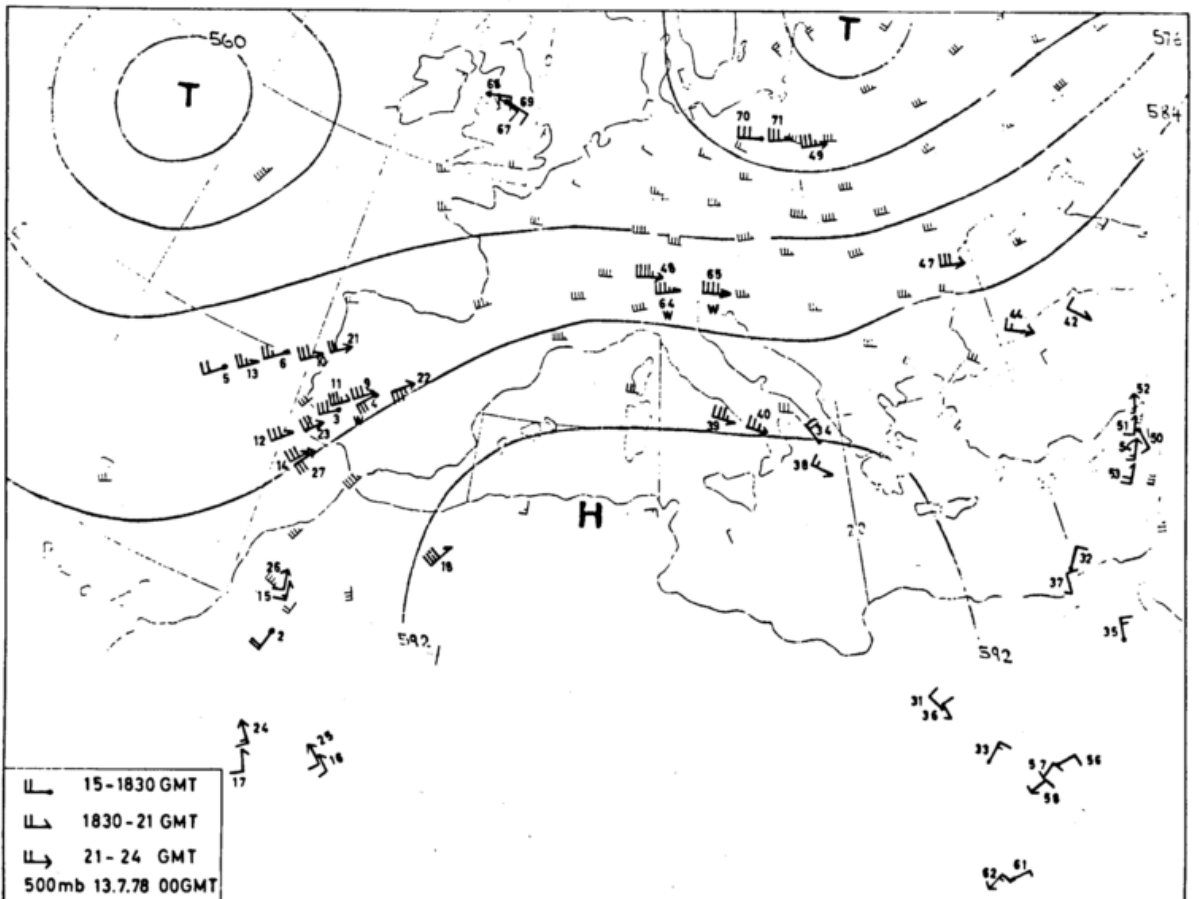


Abb. 4: 500 mb Topographie vom 13.7.78 00GMT mit eingetragenen nummerierten WV-Windvektoren

NEUE ASPEKTE FÜR DEN EINSATZ VON LASER-RADAR SYSTEMEN IN DER METEOROLOGIE

Christian Werner

DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, Forschungszentrum Oberpfaffenhofen  
8031 Wessling

Zusammenfassung

Es besteht seitens der meteorologischen Gesellschaften eine Nachfrage nach geeigneten optischen Fernerkundungsgeräten. Diese Geräte sind normalerweise kompliziert und teuer. Dies bedingt einen Zwang zur Kombination mit anderen Messungen und Techniken. Über die Möglichkeiten des "Rent-a-lidar" sollte nachgedacht werden. Eine mobile aerologische Fernmeßstation für Flughäfen wurde entworfen.

1 EINLEITUNG:

Die Themenstellung für diese kritische Übersicht lautet: Was hat Lidar nach den ersten spektakulären Erfolgen nach nunmehr 15 Jahren Entwicklung für die Meteorologie zu bedeuten, wo bestehen Anwendungsmöglichkeiten und wo ist eine direkte Nachfrage?

Anlässlich eines Workshops der amerikanisch-meteorologischen Gesellschaft (Blackadar, Droessler, 1977) über die Zukunft der Forschung auf dem Gebiet der Meteorologie wurde u.a. herausgestellt, wozu man Fernerkundungsverfahren benötigt.

Tab. 1  
Anwendungsgebiete der optischen Fernerkundung

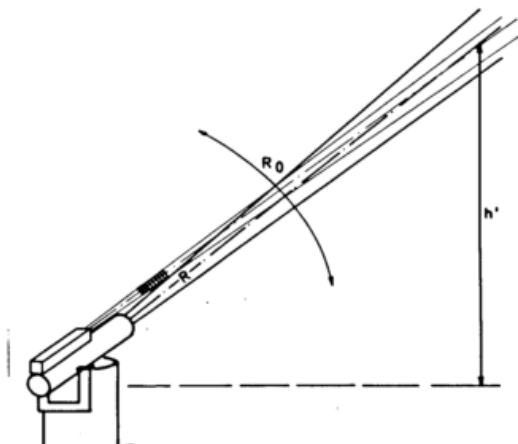


Abb. 1  
Lidar-Prinzip

Abbildung 1 zeigt das Lidar-Prinzip: Der Laser sendet einen Lichtimpuls der Länge  $l$  mit der Energie  $E_0$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  in die Atmosphäre. Das Licht wird auf dem Weg durch die Atmosphäre gestreut und geschwächt. Ein Teil des Lichts wird in Richtung eines meist neben dem Sender aufgestellten Empfängers gestreut. Dieses Licht wird vom Empfänger mit der Empfängerfläche  $F$  empfangen. Die empfangene Strahlungsleistung  $P_r$  ist abhängig von der Entfernung  $R$  der streuenden Teilchen. Da sich der Lichtimpuls mit der Geschwindigkeit  $c$  durch das durch die Öffnungswinkel von Laser und Empfängerteleskop gebildete Volumen bewegt, wird er an jedem Ort in diesem Volumen gestreut und man erhält analog dem Radar-Prinzip ein Signal, welches abhängig ist von der Laufzeit bzw. der Entfernung.

Meteorologisches Interessengebiet	Parameter					
	Aerosol	Wolken	Feuchte	Temperatur	Wind	Gase
Troposphäre		X				
Stratosphäre	X		X	X	X	X
Atm. Turbulenz				X	X	
Tropische- und Maritime Met.		X		X		
Strahlung	X	X	X	X	X	
Atm. Chemie	X		X			X
Flugsicherheit	X	X	X		X	
Wettervorhersage	X	X	X		X	X
Instrumentenentwicklung	X	X			X	

Tabelle 1 zeigt die Anwendungs- bzw. Interessengebiete und die Parameter, für die Interesse besteht bzw. deren Messungen gefördert werden sollen. Dabei steht die Förderung der Entwicklung von Meßgeräten häufig im Vordergrund. Für 3 Parameter, Aerosol, Wolken und Wind sei die Tabelle ausführlicher diskutiert:

Das Aerosol ist neben den Wolken der für das Lidar zugänglichste Parameter. Es kann als Tracer benutzt werden, um Austauschprozesse in der Atmosphäre zu studieren. Die Menge des Aerosols kann unter bestimmten Voraussetzungen aus dem Rückstreusignal gewonnen werden und kann dienen zur Bestimmung der Sichtweite, des Grades der Luftverschmutzung u.ä.

Tab. 2  
Parameter Aerosol

Interessengebiet	Eigenschaft	abgeleitete Größe
Stratosphäre	Tracer	Austausch zur Troposphäre
Strahlung	Zahl, Größe, Asphärität	--
Atm. Chemie	Zusammensetzung	Fluß
Flugsicherheit	Dunst/Nebel	Sichtweite, schräge Normsicht
Wettervorhersage	Menge	Pollution-Wechselwirkung, Sichtweite, schräge Normsicht
Instrumentenentwicklung	Rückstreuung	Sichtweite

Wenn man genaue Aussagen über Zahl, Größe bzw. Zusammensetzung haben will, wie es für die Gebiete Strahlung und atmosphärische Chemie der Fall ist, müssen auf der Experimentseite große Anstrengungen unternommen werden (Kent et.al. 1979). Für den Parameter Wolken (Tabelle 3) gelten folgende Messungen für die entsprechenden Anwendungsgebiete als wichtig:

Tab. 3  
Parameter Wolken

Interessengebiet	Eigenschaft	abgeleitete Größe
Troposphäre	Zahl, Größe der Tröpfchen	Tröpfchenwachstum, Flüssigwasser
Tropische Met.	Cumulus-Wolken	-Messungen-
Strahlung	Eis-Wasser-Wolken	Flüssigwassergehalt in der Mischphase
Flugsicherheit	Nebel	Sichtweite
Wettervorhersage	Entwicklung der Wolken	Sichtweite, Wolkenhöhe
Instrumentenentwicklung	Rückstreuung	Sichtweite, Wolkenhöhe

Das Tröpfchenwachstum ist für die Physik der unteren Atmosphäre ein Forschungsobjekt, welches mit dem Lidar angegangen werden kann. Die tropische Meteorologie ist an Messungen der Cumulus-Wolken interessiert. Die Strahlung benötigt Angaben über die Asphärität der Wolkenteilchen, den Grad der Mischung zwischen Eisteilchen und Wassertröpfchen. Für die Flugsicherheit und die Vorhersage werden Instrumente benötigt, welche die Sichtweite und die Wolkenhöhe angeben. Dies spiegelt sich auch auf dem Gebiet der Instrumentenentwicklung wieder.

Tab. 4  
Parameter Wind

Interessengebiet	Eigenschaft	abgeleitete Größe
Stratosphäre	Vektor	Austausch
Atm. Turbulenz	Vektor (Variation)	Energietransport
Flugsicherheit	Vektor	Scherwinde, CAT, Wake-turbulence
Wettervorhersage	Vektor	Scherwinde, LLJ
Instrumentenentwicklung	Dopplerverschiebung	Windmeßsystem

Tabelle 4 zeigt die Interessengebiete für den Parameter Wind. Neben Austausch- und Energie-transportfragen ist die Erfassung der Scherwind-situation und der Wirbelschleppenturbulenz für

die Luftfahrt von entscheidender Bedeutung. Eine Analyse der Flugzeugabstürze deutet auch in diese Richtung (Fujita, Caracena, 1977). Die Instrumentenentwicklung eines Windmeßsystems wird von verschiedenen Stellen gefordert. Das Laser-Radar auf der Basis der CO<sub>2</sub>-Laser-Dopplerverschiebung hat dabei gewisse Vorteile (Köpp, 1980).

Man sieht anhand dieser Tabellen das große Interesse nach optischen Fernerkundungsverfahren, nach Messungen und nach direkter Instrumentenentwicklung im Bereich der Flugsicherheit.

Tab. 5  
Genauigkeiten

Parameter	geforderte Genauigkeit
Feuchte	5% rel.
Temperatur	1° K
Windvektor	1 m/s
Wolkenuntergrenze	± 10 m
Schrägsicht bei :	
V <sub>N</sub> = 800 - 1400 m	± 200 m
400 - 750 m	± 100 m
200 - 350 m	± 50 m
50 - 150 m	± 25 m

Tabelle 5 zeigt die geforderten Genauigkeiten. Diese sind nur für die Parameter Temperatur, Feuchte, Wind und Sichtweite angegeben, da für Aerosole und Gase besondere, sehr spezifische Genauigkeiten gefordert werden (Hinkley, 1976).

## 2 STAND DER TECHNIK:

Bei so viel Nachfrage müßte man annehmen, daß die Entwicklung der Technik sehr weit fortgeschritten ist.

Tab. 6  
Stand der Geräteentwicklung

Parameter	Grundlagen-Forschung Universität	angewandte Forschung Forsch. Inst.	Industrie-entwicklung	Gerät auf dem Markt
Aerosol			(klein)	(groß)
Wolkenhöhe				3000 m
Feuchte				
Temperatur				
Wind			ohne Vorzeichen	
Gase				

Tabelle 6 stellt die gegenwärtige Situation dar. Die Geräteentwicklung zur Bestimmung der interessierenden Parameter ist dargestellt als Stand der Forschung, ob für den Parameter an Universitäten noch die Grundlagen der optischen Bestimmungstechnik erarbeitet werden, ob an Forschungsinstituten die Technik getestet wird oder ob die Industrie Prototypen entwickelt hat. Endstand ist ein Gerät, welches man guten Gewissens auf dem Markt kaufen kann. Aus der Tabelle 6 sieht man, daß nur für die Bestimmung der Wolkenhöhe im letzten Jahr ein Gerät auf den Markt kam, welches bis maximal 5000 ft messen kann. Für die Aerosole sind große Lidar-Systeme zu kaufen, die Entwicklung zu kleinen, handlichen Geräten ist im Gang. Für alle anderen Parameter wird man noch Industrie-

prototypen mitfinanzieren müssen.

3 BEISPIELE:

An die Tabelle 6 angeknüpft seien einige Beispiele von Systemen dargestellt.



Abb. 2  
Wolkenhöhenmesser der Firma Impulsphysik

Abbildung 2 zeigt den Wolkenhöhenmesser der Firma Impulsphysik. Ein augensicherer Laser in Form eines Gallium-Arsenid-Laser Dioden Arrays ist benutzt worden, um Wolken bis zu einer Höhe von 5000 ft zu messen. Dieses ist nach 15 Jahren Laser-Einsatz für meteorologische Ziele das einzige kommerzielle Verfahren.



Abb. 3  
Mobiles Aerosol Lidar der Firma Impulsphysik

Abbildung 3 zeigt das Lidar-System für Aerosolmessungen, welches von der gleichen Firma an eine Forschungsstelle in Italien verkauft wurde. Riesenimpuls laser der Leistung um 100 Megawatt

werden benutzt, um die Rückstreuung der Aerosole auf 1 bis 4 Wellenlängen zu messen. Über die Aussagekraft dieser Messungen gibt es viele Abschätzungen (Kent, 1978, Müller, 1980).



Abb. 4  
DFVLR-Mini-Lidar für Aerosol-, Wolkenhöhen- und Schrägsichtmessungen

Abbildung 4 zeigt das tragbare Lidar der DFVLR im Einsatz. Gegenüber dem vorher gezeigten System sind die geringeren Dimensionen und die on-line-Datenerfassung und Auswertung hervorzuheben. Der Laser hat nur noch etwa 1/20tel der Leistung des Rubin-Lasers. Um auf vergleichbare Reichweiten zu kommen, muß durch Erhöhung der Pulsfolgefrequenz über mehrere Einzelmessungen gemittelt werden.

Der nächste, auch von der Industrie erforschte Parameter, ist der Windvektor. Seine Bedeutung für die Flughäfen ging aus Tabelle 4 hervor.

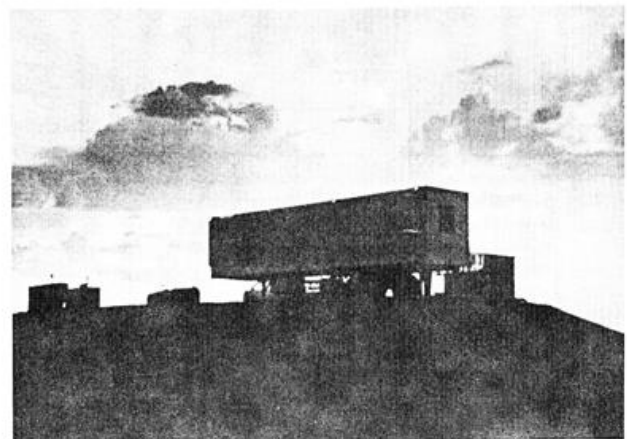


Abb. 5  
NASA-Meßcontainer zur Bestimmung der Wirbelschleppenturbulenz (Firma Raytheon)

Abbildung 5 zeigt ein System, wie es von der NASA zur Messung der Wake-Turbulenz eingesetzt wurde (Bilbro, et. al. 1976). Es wurde in Zusammenarbeit von Raytheon, Lockheed, NASA und einigen kleineren Systemgruppen erstellt. Insgesamt haben daran mehr als 50 Wissenschaftler und Ingenieure mitgewirkt. Die Größe ist für einen Routineeinsatz noch nicht akzeptabel.

Auch für die Bestimmung der Feuchte mittels Lidar-Systemen wurden am Institut für Physik der Atmosphäre der DFVLR seit fast 8 Jahren Vorarbeiten durchgeführt (Werner, Herrmann, 1973).

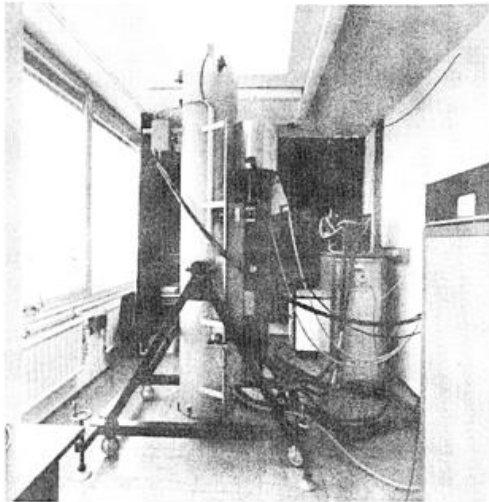


Abb. 6  
DFVLR-Lidar-System IV zur Bestimmung der absoluten Feuchteverteilung

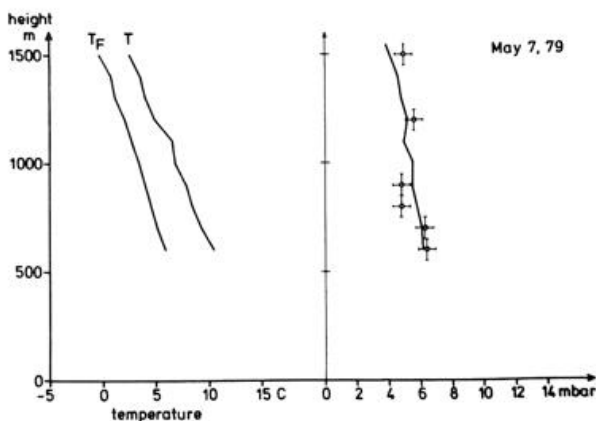


Abb. 7  
Meßbeispiel der Feuchtemessung, Vergleich von Lidar und in-situ-Messung der absoluten Feuchte (Motorsegler = in-situ).

Abbildung 6 zeigt das DFVLR-Lidar-System IV. Man benutzt zwei Rubin-Laser, abgestimmt auf und neben eine Wasserdampfabsorptionslinie. Aufgrund der unterschiedlichen Absorption des Laserlichts

auf dem Weg zum Aufpunkt (Aerosolrückstreuung) und zurück zum Empfänger auf beiden Wellenlängen, kann die absolute Feuchte im Entfernungintervall bestimmt werden. Abbildung 7 zeigt als Meßbeispiel den Vergleich von in-situ und remote gemessener absoluter Feuchte. Die Übereinstimmung ist gut, eine neue Datenerfassung erlaubt uns, direkt die Feuchteverteilung nach Beendigung der Meßreihe anzugeben (Werner, Herrmann, 1979).

Für die Bestimmung der Spurengase gibt es viele spezifische Verfahren (Rothe, et. al., 1974, Fredriksson, et. al., 1979). Bei der GKSS in Hamburg wurde ein System entwickelt, welches mehrere Gase gleichzeitig messen können soll. Abbildung 8 zeigt das System. Die Parameter, die mit einer Genauigkeit von 0,05 bis 1 ppm bestimmt werden sollen, sind:  
SO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, NO, NO<sub>2</sub>, HCl, H<sub>2</sub>S, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>F, CH<sub>3</sub>Cl, CH<sub>3</sub>Br (Michaëliš, et. al. 1978).

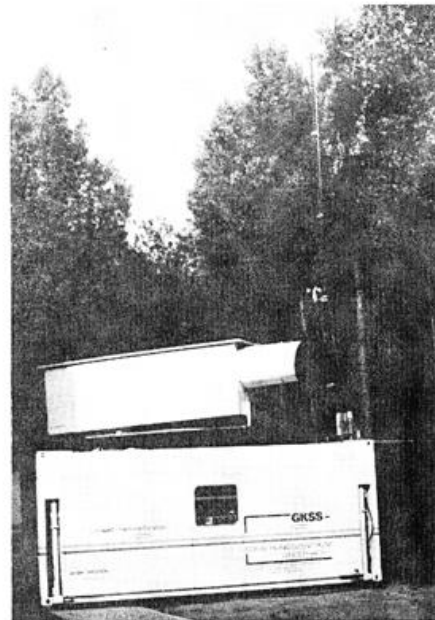


Abb. 8  
GKSS Meßkontainer zur lokalen Überwachung von Schadgasen.

Wenn man die hier gezeigten Meßsysteme überschaut, fällt einem die meist enorme Größe der Fernmeßsysteme auf. Dies liegt einmal darin begründet, daß dies fast ausschließlich Prototypen auftragsgebundener Forschung waren. Der geringe Markt, der sich stückzahlmäßig für die Industrie im Bereich meteorologischer Instrumente bietet, ist ein weiterer Grund. Die Industrie ist nicht risikofreundlich. Andere Motivationen gelten für Forschungsinstitute und staatliche Förderer. Ein Schauprojekt kann für mehrere Jahre von der nutzbringenden Systementwicklung ablenken.

#### 4 GRENZEN:

Abgesehen von den angeschnittenen unterschiedlichen Motivationen der staatlichen Förderer, der Wissenschaftler und der Unternehmensleitungen, ist der Anwender interessiert

an Geräten, die leicht zu bedienen sind, präzise Ergebnisse bei entsprechender Reichweite liefern, dies zudem schnell tun bei geringstem Kostenaufwand. Die Relation zwischen Anspruch und dem sich ergebenden System sei anhand des Wolkenhöhenmeßgerätes dargestellt. Aus der Lidar-Gleichung ergibt sich eine Abhängigkeit des Meßsignals U von der Laser-Ausgangsenergie  $E_0$ , der Empfängerfläche F, der Entfernung R, der Rückstreuung  $\beta$  und der Transmission  $\tau$  zu

$$U = \text{const.} \times \frac{E_0 \cdot F}{R^2} \cdot \beta \cdot \tau^2$$

Die  $1/R^2$ -Abhängigkeit des Signals ist die Hauptbegrenzung. Würde man von den erreichbaren etwa 2000 m des Gerätes (Abbildung 2) auf 20 km gehen, also Cirren in 10 km Höhe unter  $30^\circ$  Erhebungswinkel noch anmessen wollen, müßte die Laserleistung um den Faktor 100 gesteigert werden oder die Fläche F müßte um den gleichen Betrag vergrößert werden. Die bisherigen 145 mm Spiegeldurchmesser des Gerätes würden rein theoretisch zu einem 1.45 m Spiegel werden. Für diese Überlegungen sollte der Anwender die Tabelle 7 berücksichtigen. Man sieht daraus, daß man bei Kombination der Forderungen leicht in Größenordnungen kommt, die nicht mehr zu handhaben sind.

Tab. 7

Einfluß der steigenden Anforderungen auf die Systemgröße

KOSTEN eines SYSTEMS Faktoren x (Grundgerät=1)				
bei	Erwerb	Betrieb (Größe)	Personal	Ersatzteile
Steigerung der Reichweite um Faktor 10	10	10	2	10
Steigerung der Schnelligkeit (10Hz statt 1Hz)	5	5	2	2
Steigerung der Präzision (z.B. $0.1^\circ\text{K}$ statt $1^\circ\text{K}$ )	10	10	2	5

Der Anwender muß wissen, wozu er ein Gerät haben will. Wenn im Lastenheft steht, daß die Wolke bis zu einem Erhebungswinkel von  $30^\circ$  bestimmt werden können muß, auch Cirren, dann bedeutet dies einen unverhältnismäßig hohen Aufwand. Wenn der Anwender aber am Flughafen sitzt und nur die tiefliegenden Wolken messen will, so können 2 km Reichweite bei der dann noch verbesserten Rückstreuungseigenschaft der tiefliegenden Wolken schon zu praktikablen Lösungen führen.

Für Aerosol-Ausbreitungsmessungen ist es im gleichen Sinne günstiger, kleine Systeme im Flugzeug zu betreiben, der Verschmutzung also direkt zu folgen, als mit Bodensystemen großer Reichweite - und damit verbundener Größe - die Rauchfahnen abzutasten. Um hier eine Zahl zu nennen: Die für das Space Shuttle von der NASA vorgeschlagenen Lidar-Messungen der Wolken und der Aerosole kosten schätzungsweise 50 Millionen Dollar.

Die Grenzen liegen neben der Reichweite-Kosten-Größe-Beziehung natürlich auch im Laser- oder Empfängersystem begründet. Laser existieren für fast alle Wellenlängen. Man kann theoretisch jede Variante der Messungen vorschlagen. In der Praxis gibt es nur einige vollaufgereifte, problemlose Laser ((Eden, et. al., 1979). Jede

Zusatzkomponente, eine Verdopplung der Frequenz z.B., bringt Probleme für den Betrieb. Für die Routineanwendung in der Meteorologie sind noch viele Entwicklungsschritte zu tun.

5 ZIELE:

Aus der Kostenanalyse ergibt sich zwingend, möglichst mehrere Parameter mit einem System zu messen. Dies kann zum Beispiel bei den Parametern Schrägsicht und Wolkenhöhe geschehen (Werner, 1979). Laser-Entfernungsmesser benutzen reine Start-Stop-Mechanismen für die Zählung von Impulsen, die in Entfernungen ungerechnet werden. Für die Reichweitenmethode zur Bestimmung der schrägen Normsicht würde dieser Zählmechanismus für die Bestimmung der Reichweite des Signals benutzt. Zusätzlich wird ein einziger Spannungswert des Signals digitalisiert. Abbildung 4 zeigt das Meßsystem. Abbildung 9 zeigt einen möglichen Signalverlauf und die Beziehungen zur Auswertung.

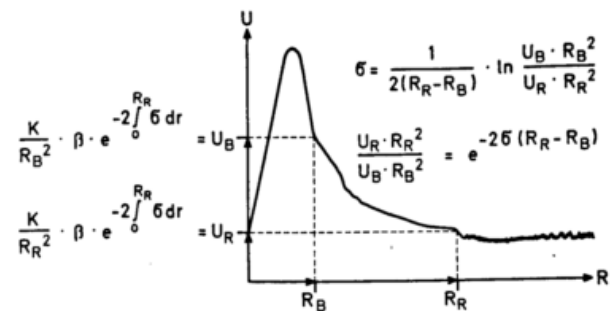


Abb. 9

Meßprinzip der Reichweitenmethode zur Schrägsichtweitenbestimmung

Man erhält den  $1/R^2$ -Verlauf der Signalspannung bei homogener Atmosphäre. Nimmt man zwei Punkte der Kurve, den Wert  $U_B$  am Beginn und den Wert  $U_R$  bei Erreichen der Rauschgrenze (Reichweite), so erhält man eine Aussage über den Streukoeffizienten  $\sigma$ . Aus der Extinktion läßt sich die Sichtweite berechnen. Man benötigt daher die Meßspannung  $U_B$  bei der fest eingestellten Entfernung  $R_B$  und die Reichweite des Signals  $R_R$  bei bekannter Rauschspannung  $U_R$ .

Für diese kombinierten Messungen wird auf die vorhandenen Neodym-Laser-Entfernungsmesser zurückgegriffen. Die Wellenlänge beträgt  $1.06 \mu\text{m}$ . Wenn man zu Wellenlängen von  $10.6 \mu\text{m}$  übergeht, also  $\text{CO}_2$ -Laser benutzt, ist man einerseits auf der "augensicheren" Seite und kann andererseits auch andere Komponenten, wie die Bestimmung der vertikalen Verteilung der Feuchte, der Temperatur und des Windvektors, addieren. Abbildung 10 zeigt die Grundidee.



## AMOR 5

Abb. 10

Prinzip einer meteorologisch-optischen Fernmeßstation

Ein Laser-Radar-System kann, gesteuert von einem Rechner, die Komponenten: Wolkenhöhe, schräge Normsicht, vertikale Verteilung der Feuchte, der Temperatur und des Windvektors messen und gibt die Meßwerte zur Umrechnung und Angleichung an den Prozessor zurück, wo die gemessenen physikalischen Größen wie Rückstreuung, Extinktion und Doppler-Verschiebung in die meteorologischen Parameter umgewandelt werden. Mit der Integration ergibt sich der Zwang zur Vereinheitlichung der Komponenten, man wird mit einer Laserart an einem Teleskop auskommen. Dieses System soll es gestatten, die Parameter Feuchte, Temperatur und Windvektor bis zu einer Höhe von 1500 Metern zu bestimmen. Dies dürfte für den geplanten Einsatz als mobile aerologische Station an Flughäfen ausreichend sein.

### 6 AUSSICHTEN:

Trotz der Tatsache, daß es rein physikalisch denkbar ist, jeden Parameter, jedes Spurengas, irgendwann einmal mit Lidar erfassen zu können, sollte der Kontakt zu den anderen Disziplinen nicht vernachlässigt werden. Auch Sondierungen mit Mikrowellen oder akustischen Wellen können neben den passiven Methoden der Radiometrie und reinen in-situ-Messungen oft kostengünstiger angewandt werden.

Es ist auch möglich, Geräte für spezielle Meßkampagnen zu leihen. Nach dem Motto "Rent-a-Lidar" ist es z.B. bei SRI-international möglich, die Messungen ausführen zu lassen, sie zu kaufen. Eingearbeitete Gruppen können so kostengünstig sonst nur aufwendig durchzuführende Messungen erledigen. Ein Beispiel einer Zusammenfassung von aktiven und passiven optischen Sondierungen wurde auf der 9. internationalen Laser-Radar-Konferenz (9th International Laser Radar Conference, Munich, 1979) am stratosphärischen Aerosol demonstriert. NASA-Wissenschaftler stellten die Satellitenprogramme SAM II und SAGE vor, bei denen mit passiven Sensoren die globale stratosphärische Aerosolverteilung und die Ozonverteilung ermittelt werden soll. Andere Gruppen berichteten

über Messungen mit Lidar-Systemen am Boden und im Flugzeug, die ausschließlich der Eichung und Kontrolle der Satellitendaten dienen.

Über erfolgreiche Messungen der Gase  $SO_2$ ,  $NO_2$  und Ozon in der Troposphäre, wurde auf der 9ILRC berichtet. Auf viele andere Gase sind die Methoden noch nicht anwendbar. Auf diesem Gebiet könnte eine Diskussion der Kosten bzw. Vorteile von aktiven und passiven Verfahren zu einer Aufgabenteilung führen. Ein engerer Kontakt der Lidar-Gruppe mit den Strahlungsgruppen ist anzustreben.

Die Aussicht, daß in einigen Jahren ein Lidar für atmosphärische Untersuchungen im Spacelab geflogen wird, nahmen verschiedene Gruppen zum Anlaß, um über mögliche Anwendungen zu sprechen. Die Überwachung des globalen Windfeldes, die Bestimmung vertikaler Temperaturprofile, die Messung von Aerosol und Wolken in der Troposphäre und von Ozon und  $NO$  in der höheren Atmosphäre waren einige Beispiele aus der Palette der Anwendungsmöglichkeiten. Technische Realisierungsvorschläge von Spacelab-Lidar-Systemen wurden von Vertretern in- und ausländischer Industriefirmen auf der Konferenz beschrieben. Aufgrund der angedeuteten Finanzsituation steckt hinter diesen Vorschlägen eine Menge Geld und es bleibt zu hoffen, daß aus solch einem Schlüsselprojekt - als Abfallprodukt sozusagen - für den Anwender am Boden oder den Praktiker im meteorologischen Dienst, auch ein Gewinn in Form von leichter zu handhabenden Lidar-Systemen herauskommt.

### LITERATUR

Bachstein, F.; Herrmann, H.; Klier, M.; Köpp, F.; Werner, Ch.: Tragbares Lidar für Umweltaufgaben. Proceedings of Laser 79-Optoelectronics (1979), IPC-Verlag London.

Bilbro, J.W.; Jeffreys, H.B.; Weaver, E.A.; Huffaker, R.M. et. al.: Laser Doppler Velocimeter Wake Vortex Tests. FAA-Reoprt No: FAA-RD-7611 (1976).

Blackadar, A.K.; Droessler, E.G.: The Future of National Atmospheric Research. AMS-Publication, Boston, Massachusetts (1977).

Eden, G.; Burnham, R.; Champagne, L.F.; Donohue, T.; Dyem, N.: Visible and UV Lasers: Problems and Promises. IEEE-Spectrum, April (1979), 50-59.

Fredriksson, K.; Galle, B.; Nyström, K., Svanberg, S.: Lidar System Applied in Atmospheric Pollution Monitoring. Appl. Optics 18 (1979), 2998-3003.

Fujita, T.T.; Caracena, F.: An Analysis of Three Weather-Related Aircraft Accidents. Bull. Am. Met. Soc. 58 (1977), 1164-1181.

Hinkley, E.D.: Laser Monitoring of the Atmosphere. Topics in Applied Physics, 14 (1976), Springer-Verlag.

Kent, G.S.: Deduction of Aerosol Concentration from  $1.06 \mu m$  Lidar Measurements. Appl. Optics 17, (1978), 3763-3773.

Kent, G.S.; Köpp, F.; Werner, Ch.: A Joint Lidar Solar Radiometer Experiment. J. Appl. Meteor. Dez. (1979) in press.

Köpp, F.: Laser Doppler Methode zur indirekten Messung des Windes. In diesem Band (1980).

Michaelis, W.: Laseroptische Fernmeßverfahren im Umweltschutz. Umwelt 4 (1978).

Müller, H.: Die Bestimmung der Aerosolgrößenverteilung mit Hilfe eines 4-Wellenlängen-Lidars. In diesem Band (1980).

Rothe, K.W.; Brinkmann, U.; Walther, H.: Measurements of Atmospheric Pollution by the Differential Absorption Techniques. Appl. Phys. 3 (1974), 115.

Werner, Ch.; Herrmann, H.: Messung der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre durch Lidar Absorptionsmessung. DLR-FB 73-110 (1973).

Werner, Ch.; Herrmann, H.: Measurements of the Vertical Absolute Humidity Distribution using Ruby Lasers. Abstracts of the 9th international Laser Radar Conference, Munich, July 2 - 5 (1979), page 242.

Werner, Ch.: Fernmeßmethoden zur Bestimmung der Schrägsichtweite. DFVLR-FB 79-14 (1979).

9th International Laser Radar Conference. Conference Abstracts. Institut für Physik der Atmosphäre, DFVLR, D-8031 Oberpfaffenhofen, Munich, July 2-5 (1979).

DIE BESTIMMUNG DER AEROSOLGRÖSSENVERTEILUNG  
MIT HILFE EINES 4-WELLENLÄNGEN-LIDARS

Heinz Müller

Meteorologisches Institut der Universität,  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

Es wird theoretisch untersucht, wie gut sich die Aerosolgrößenverteilung (AGV) aus Messungen mit einem 4-Wellenlängen-Lidar ( $\lambda$  zwischen 0.347 und 1.06  $\mu\text{m}$ ) ableiten läßt. Es zeigt sich, daß die aus dem Lidarsignal ableitbaren Extinktions- und Rückstreuoeffizienten bei den vier Wellenlängen zusammen genügend Information enthalten, um daraus die AGV im Radiusbereich 0.05 bis 2.5  $\mu\text{m}$  zu gewinnen, sofern der Brechungsindex der Aerosolteilchen bekannt ist. Bei ungenauer Kenntnis des Brechungsindex ergeben sich jedoch große Fehler in der AGV. Die Simulation von Meßfehlern zeigt, daß Fehler bis etwa 5 % noch brauchbare Ergebnisse zulassen.

## 1 EINLEITUNG

Das Lidar (Laser-Radar) entwickelte sich in den letzten Jahren zu einem populären Hilfsmittel für die Fernerkundung verschiedener atmosphärischer Parameter. Bei der quantitativen Bestimmung von Dichteprofilen verschiedener atmosphärischer Gase wurden bereits gute Erfolge erzielt. Bei der Gewinnung von Information über die in der Atmosphäre vorhandenen Aerosolpartikeln haben dagegen die meisten bisherigen Ergebnisse qualitativen Charakter. Es besteht jedoch ein weitverbreitetes Interesse, mit dem Lidar auch quantitative Aussagen über die physikalischen Eigenschaften der Aerosolpartikeln zu gewinnen.

Dieses Interesse an den Eigenschaften der Aerosolteilchen hat verschiedene Gründe:

- Die Aerosolteilchen wirken in verschiedener Weise auf den Strahlungs-, d.h. Energiehaushalt der Atmosphäre ein, indem sie die Albedo beeinflussen: einerseits wirken sie zum Teil als Kondensationskerne und fördern dadurch die Wolkenbildung, andererseits wirken sie in der Wolke wie auch außerhalb mehr oder weniger absorbierend. Diese Einflüsse auf den Energiehaushalt wird man wohl bei der kurzfristigen Wetterentwicklung nicht berücksichtigen müssen, aber bei mittelfristigen Modellen gewinnen sie sicher an Bedeutung.

- Bei der Fernerkundung meteorologischer Parameter wird die als Informationsträger wirkende elektromagnetische Strahlung auf dem Weg vom interessierenden Punkt in der Atmosphäre zum Meßgerät hin verändert durch die dazwischenliegende Atmosphäre. Hierzu tragen die Aerosolteilchen einen großen Anteil bei durch Streuung und zum Teil Absorption der Strahlung. Um diese störende Signalverfälschung bei der Fernerkundung berücksichtigen zu können, ist deshalb die Kenntnis der optischen Wirksamkeit der Aerosolteilchen von großem Interesse.
- Die Aerosolteilchen stammen zu einem nicht unerheblichen Anteil aus anthropogenen Quellen, sind also ein Teil der "Luftverschmutzung". Um hier Aufschluß über ihre Quellen, Senken, Veränderungen, Aufenthaltsdauer und Transportvorgänge zu gewinnen, bemüht man sich, Kenntnisse über die räumlichen und zeitlichen Variationen der Teilchen-Größenverteilung zu erlangen.

Die in diesen Zusammenhängen interessierenden Eigenschaften der Aerosolteilchen sind vor allem die Größenverteilung und der komplexe Brechungsindex als Funktion des Ortes und der Zeit. Sind diese Größen erst einmal bekannt, so lassen sich die optischen Wirkungen dieser Teilchen weitgehend berechnen. In situ lassen sich diese Aerosoleigenschaften zwar messen, aber dies erforder-

dert einen so großen Aufwand, daß damit für die genannten Punkte keine ausreichende Meßdichte erzielt werden kann. Aus diesem Grunde besteht auf dem Gebiet der Aerosolforschung ein großes Interesse an leistungsfähigen Fernmeßverfahren.

Als Beitrag hierzu wurde theoretisch untersucht, wie gut sich mit Hilfe eines Lidars die Aerosolgrößenverteilung bestimmen läßt. Es wurde dabei ein 4-Wellenlängen-Lidar zugrunde gelegt, wie es bereits bei mehreren Instituten in Betrieb bzw. in Bau ist: Die vier Wellenlängen kommen von einem Neodymium- und einem Rubinlaser, die jeweils noch frequenzverdoppelt werden; man hat somit Messungen des zurückgestreuten Laserlichts bei  $\lambda = 0.347, 0.530, 0.694$  und  $1.06 \mu\text{m}$ .

Das gemessene Lidarsignal hängt nicht nur vom Rückstreuoeffizienten des angemessenen Luftvolumens ab, sondern auch vom Extinktionskoeffizienten auf dem gesamten Weg zwischen Meßvolumen und Meßgerät. Mit geeigneten Auswerteverfahren ist es deshalb im Prinzip möglich, sowohl die Rückstreu- als auch die Extinktionskoeffizienten der Aerosolpartikeln aus dem Meßsignal zu gewinnen; bei 4 Wellenlängen sind das also 8 optische Daten, welche Information über die Aerosolteilchen tragen. Wie und wie genau diese Ableitung der Aerosolrückstreu- und Extinktionskoeffizienten aus dem Meßsignal gemacht werden kann, war nicht Gegenstand der vorliegenden Untersuchung. Es soll aber nicht verschwiegen werden, daß dabei eine Reihe von Problemen auftaucht; es gibt jedoch eine Reihe von Lösungsansätzen, welche recht brauchbare Ergebnisse liefern.

## 2 UNTERSUCHUNGSMETHODE

Für die vorliegende Arbeit wurden die Aerosolrückstreu- und Extinktionskoeffizienten als gegeben angenommen und es wurde untersucht, wie gut sich daraus die gesuchte Asoleigenschaft - die Größenverteilung - bestimmen läßt. Dies geschah mit Hilfe des sogenannten "Numerical Modelling", d.h. es wurden für eine Reihe von Aerosolgrößenverteilungen, wie sie in der Atmosphäre vorkommen, die Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten berechnet. Diese optischen Daten wurden dann wieder invertiert auf die Aerosolgrößenverteilung. Gegenüber dem Gebrauch echter Meßdaten hat diese Methode die Vorteile,

- daß die den optischen Daten zugrundeliegende Größenverteilung bekannt ist und das Inversionsergebnis daran geprüft werden kann,
- daß der zugrundeliegende Brechungsindex der Teilchen bekannt ist,

- daß die Daten keine Meßfehler haben.

Der Zusammenhang zwischen den optischen Eigenschaften der Aerosolteilchen und deren Größenverteilung ist gegeben durch

$$S_{\lambda} = \int_{-\infty}^{\infty} K(m, r, \lambda) \cdot \frac{dV(r)}{d \log r} d \log r \quad (1)$$

Hier steht  $S_{\lambda}$  für die optischen Daten, also spektrale Extinktions- oder Rückstreuoeffizienten. Die Größenverteilung wird hier ausgedrückt durch die logarithmische Volumenverteilung  $dV(r)/d \log r$ . Die Verbindung zwischen beiden wird hergestellt durch den Kern  $K$ , der vom komplexen Brechungsindex  $m$  und vom Radius  $r$  der Teilchen sowie von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängt. Die Funktion  $K$  kann mit Hilfe der Mie-Theorie berechnet werden.

Die Bestimmung der Aerosolgrößenverteilung  $dV(r)/d \log r$  aus den optischen Eigenschaften  $S_{\lambda}$  der Teilchen erfordert also die Lösung der Fredholm'schen Integralgleichung 1. Art (1). Es gibt dazu keine analytische Lösung, jedoch eine Reihe von numerischen Verfahren. In der vorliegenden Untersuchung erfolgte die Inversion der optischen Daten auf die Größenverteilung mit einem Rechenprogramm, welches auf einer Methode von Heintzenberg (1978) basiert. Bei diesem Verfahren wird die Größenverteilung iterativ als eine Histogrammverteilung gewonnen. In jedem Iterationsschritt wird über einen Zufallszahlengenerator eine der Säulen ausgewählt und ihre Höhe so verschoben, daß die mittlere quadratische Abweichung der optischen Daten der invertierten Verteilung von den vorgegebenen optischen Daten minimal wird. Es konnte gezeigt werden, daß dieses Verfahren konvergiert. Das Inversionsergebnis ist jedoch im allgemeinen nicht eindeutig, d.h. bei einer Wiederholung des Verfahrens mit anderen Zufallszahlen resultiert nicht genau die gleiche Größenverteilung. Dies bietet den Vorteil, daß man durch häufiges Wiederholen der Inversionsprozedur eine Aussage über den Bereich erhält, in dem alle möglichen Lösungen liegen.

## 3 ERGEBNISSE

Es konnte gezeigt werden, daß die Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten bei den vier verwendeten Wellenlängen zusammen genügend Information beinhalten, um daraus die Aerosolgrößenverteilung im Radiusbereich zwischen etwa  $0.05$  und  $2.5 \mu\text{m}$  mit befriedigender Genauigkeit (es wird später gezeigt, was darunter zu verstehen ist) zu gewinnen, sofern man den Brechungsindex der Teilchen kennt. Außerhalb dieses genannten Radiusbereiches können keine brauchbaren Ergebnisse erwartet werden, da dort die

Teilchen bezüglich der Extinktions- und Rückstreuoeffizienten bei unseren vier Wellenlängen nur sehr wenig wirksam sind.

Abb. 1 zeigt drei Beispiele von Inversionsergebnissen. Aufgetragen ist die logarithmische Volumenverteilung  $dV(r)/d \log r$  über dem Teilchenradius  $r$  in doppellogarithmischer Darstellung. In dieser Form der Darstellung der Größenverteilung treten vorhandene Moden, wie sie oft beobachtet werden, besonders deutlich hervor. Die glatten Kurven zeigen jeweils die Ausgangsverteilung, die zur Berechnung der simulierten Meßwerte verwendet wurde. Die Stufenfunktionen geben jeweils dazu das Ergebnis der Inversion. Im oberen Fall ist die Ausgangsverteilung eine einfache Potenzverteilung mit dem Junge-Exponenten  $\nu^* = 3$ ; sie erscheint in dieser Darstellung als horizontale Gerade. Die beiden anderen Fälle sind bimodale Verteilungen, die sich durch Lage und Höhe der beiden Maxima unterscheiden. Diese repräsentieren den von vielen Autoren gefundenen "accumulation mode" und den "coarse particle mode".

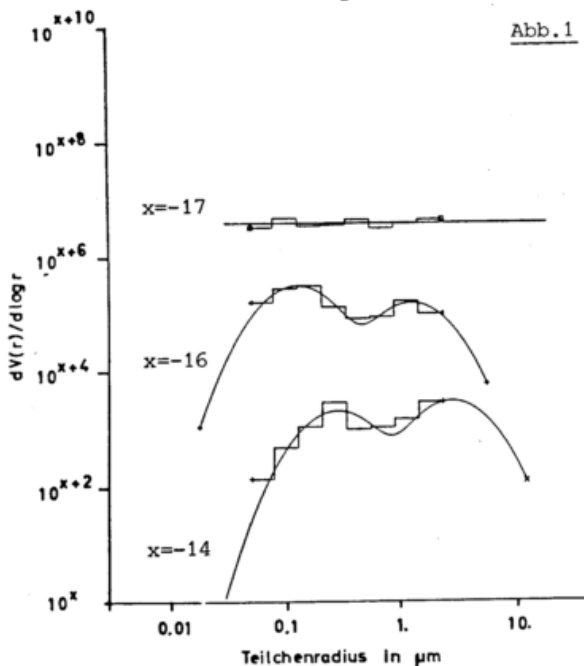


Abb. 1

Die Inversionsergebnisse sind insofern befriedigend als sie die Charakteristik der jeweiligen Ausgangsverteilung deutlich erkennen lassen: Die Existenz, die Höhe und der Peak-Radius der Moden wird richtig wiedergegeben. Zudem besitzen die invertierten Verteilungen Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten, die von denen der Ausgangsverteilungen mittlere quadratische Abweichungen von maximal etwa 1 % haben.

Bei den in Abb. 1 gezeigten Inversionsergebnissen wurde bei der Inversion der gleiche Wert des komplexen Brechungsindex der Teilchen zugrunde gelegt wie vorher bei der Berechnung der

optischen Daten. Wenn man aber echte Lidar-Messungen auswerten möchte, kennt man jedoch den Brechungsindex der vorliegenden Teilchen nur innerhalb gewisser Grenzen. Wir untersuchten deshalb, wie es sich auf das Ergebnis auswirkt, wenn die Inversion mit einem falschen Brechungsindex durchgeführt wird. In Abb. 2 sind zwei Fälle gezeigt, wobei einmal der Realteil und einmal der Imaginärteil des Brechungsindex von dem Wert abweicht, mit dem die optischen Daten berechnet wurden. Obwohl diese Abweichungen klein sind im Vergleich zu der Genauigkeit, mit der man den Brechungsindex ohne großen Meßaufwand abschätzen kann, sieht man doch eine sehr deutliche Verschlechterung der Ergebnisse gegenüber Abb. 1.

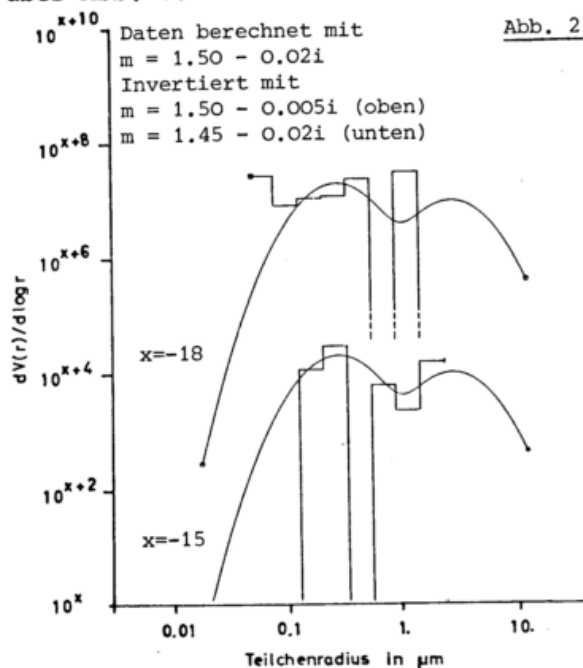


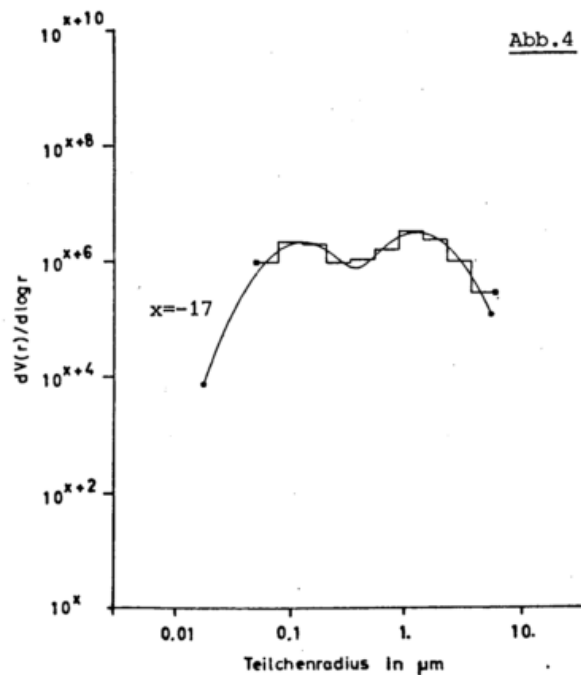
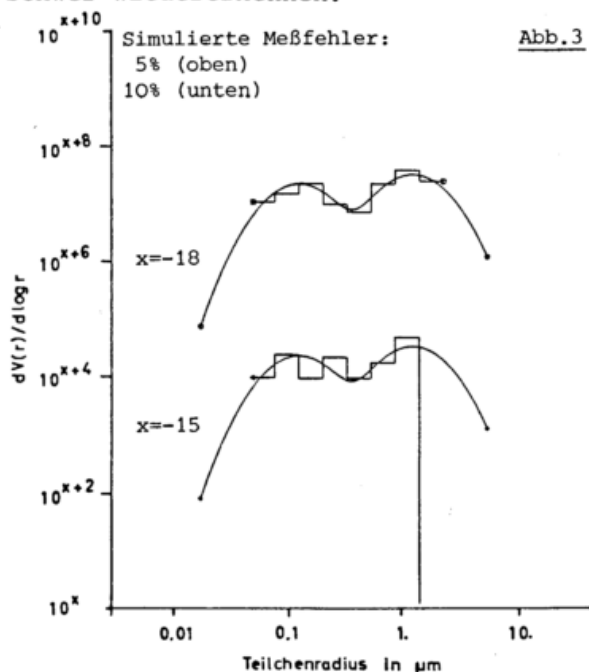
Abb. 2

Es zeigte sich, daß selbst die relativ schwache Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex nicht vernachlässigt werden darf. Dies bedeutet, daß der Brechungsindex der Aerosolteilchen bei der hier untersuchten Methode eine sehr kritische Größe ist, die die Anwendbarkeit des untersuchten Verfahrens in Frage stellt.

Die aus echten Lidar-Messungen abgeleiteten Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten werden immer mit Fehlern behaftet sein, die zum einen aus der Messung selbst (Eichung des Lidars, verrauschtes Meßsignal etc.), zum anderen aus der Ableitung der optischen Eigenschaften des Aerosols aus den Meßwerten stammen (z.B. Berücksichtigung des von Luftmolekülen rückgestreuten Anteils). Es wurde untersucht, wie weit sich statistische Fehler in den optischen Daten auf die invertierte Größenverteilung auswirken, indem die berechneten optischen Daten mit statistischen Fehlern überlagert wurden,

welche im Computer per Zufallszahlen-generator erzeugt wurden.

Wenn man die statistischen Fehler als wellenlängen-unabhängig ansetzt, so ergibt sich, daß mittlere Fehler von 5 % noch zu brauchbaren Inversionslösungen führen. In Abb. 3 ist oben ein Beispiel mit 5 % statistischen Fehlern gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung, bei einem mittleren simulierten Meßfehler von 10 % läßt sich im Inversionsergebnis die Ausgangsverteilung nur noch schwer wiedererkennen.



LITERATUR

Heintzenberg, J. (1978): Particle Size Distributions from Scattering Measurements of Nonspherical Particles via Mie-Theory. *Beitr. Phys. Atmosph.* 51, S. 91-99.

Wenn der Radiusbereich von 0.05 bis 2.5  $\mu m$ , in dem mit den vier betrachteten Wellenlängen die Aerosolgrößenverteilung bestimmt werden kann, für manche Zwecke nicht ausreicht, so besteht prinzipiell die Möglichkeit, diesen Bereich durch Hinzunahme weiterer Wellenlängen zu erweitern. Die Erweiterung zu kleineren Teilchen ist jedoch praktisch nicht durchführbar, da sie die Verwendung kürzerer Wellenlängen erfordern würde, wobei die Atmosphäre durch die Streuung an den Luftmolekülen zu "undurchsichtig" würde. Die Verwendung größerer Wellenlängen brächte dagegen die Möglichkeit der Erfassung größerer Teilchen. Obwohl diese Möglichkeiten nicht detailliert untersucht wurden, soll in Abb. 4 ein Beispiel hierzu gezeigt werden. Hier wurden die Rückstreu- und Extinktionskoeffizienten außer bei obengenannten vier Wellenlängen auch noch bei  $\lambda = 10.6 \mu m$  (Wellenlänge des  $CO_2$ -Lasers) zur Inversion verwendet. Man erhält nun eine brauchbare Größenverteilung nicht nur zwischen den Radien 0.05 und 2.5  $\mu m$ , sondern mindestens bis zu Teilchen von 10  $\mu m$  Radius.

EIN KOMBINIERTES AKUSTISCH-ELEKTROMAGNETISCHES MESSYSTEM ZUR INDIREKTEN  
BESTIMMUNG DES WIND- UND TEMPERATURFELDES IN DER GRENZSCHICHT

G. Peters

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Am meteorologischen Institut der Universität Hamburg wird ein kombiniertes nach dem SODAR- und RASS-Verfahren arbeitendes System mit dem Ziel entwickelt, das Wind- und Temperaturfeld in der atmosphärischen Grenzschicht bis zu einigen hundert Meter Höhe zu bestimmen. Die Entwicklung des SODARs ist im wesentlichen abgeschlossen und es liegen erste erfolgversprechende Vergleichsmessungen des RASS mit direkten Messungen vor. Im folgenden wird eine Erläuterung des Meßprinzips sowie einiger wesentlicher Probleme, die bei der Anwendung dieser Meßverfahren zu berücksichtigen sind, gegeben.

1 EINLEITUNG

Die Streuung vom Boden ausgesandter akustischer und elektromagnetischer Wellen an natürlichen Brechungsinhomogenitäten ist die Basis für eine Reihe von Fernerkundungsmeßverfahren, die in den letzten Jahren entwickelt wurden. Dabei hat sich für die akustischen Verfahren die Bezeichnung "SODAR" (Sonic Detection And Ranging) durchgesetzt. Unabhängig davon, wie die speziellen Meßsysteme und die damit gewonnenen Meßwerte beschaffen sind, ist diesen Verfahren gemeinsam, daß ein gewisses Maß an Inhomogenitäten in der Atmosphäre benötigt wird, um eine auswertbare Intensität der zum Boden zurückgestreuten Wellen zu erhalten. Dies führt dazu, daß die Reichweite entsprechend den unterschiedlichen meteorologischen Situationen um Größenordnungen schwanken kann. Eine Ausnahme stellt ein kombiniertes elektromagnetisch-akustisches Verfahren dar, über das unter der Bezeichnung "RASS" (Radio Acoustic Sounding System) (z.B. Marshall, 1972; North et al., 1973; Frankel und Peterson, 1976) berichtet wurde. Hier wird die Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit atmosphärischen Brechungsindexinhomogenitäten ausgenutzt, die nicht natürlichen Ursprungs sind, sondern mit einer am Boden befindlichen Schallquelle erzeugt werden. Auf diese Weise ist man unabhängig von atmosphärischen Gegebenheiten.

2 DOPPLER-SODAR

Nach der von Tatarski (1971) entwickelten Streutheorie werden akustische und elektromagnetische Wellen von Brechungsindexfluktuationen der Luft gestreut. Diese können durch Schwankungen der Dichte, der chemischen Zusammensetzung sowie der Luftgeschwindigkeit bedingt sein, wobei die letztere nur die akustischen

Wellen merklich beeinflusst. Vorzugsweise trägt jener Scale der Inhomogenitäten zur Streuung bei, der die Bragg-Bedingung erfüllt. Bei einem monostatischen System (gemeinsame Sende- und Empfangsantenne) ist die Frequenz des gestreuten Schalls proportional zu der dem Schallstrahl parallelen Windkomponente verschoben.

$$\Delta f / f = 2 u / c \quad (1)$$

(f = Sendefrequenz, c = Schallgeschwindigkeit). Mit geneigten Sende-Empfangsantennen, die in verschiedene Azimutwinkel ausgerichtet sind, können nach genügend langer Mittelungszeit (verschwindende Vertikalkomponente) Profile des Horizontalwindes gemessen werden. Mit einer vertikal ausgerichteten Antenne können darüber hinaus Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit gemessen werden, die für den konvektiven Scale typisch sind. In einer Reihe von Analysen dieses Meßverfahrens wurden verschiedene mögliche Störeinflüsse auf die Beziehung zwischen der Dopplerfrequenz und Windgeschwindigkeit betrachtet (Brown and Hall, 1976). Daraus geht hervor, daß die Genauigkeit des Doppler-SODARs mit konventionellen Höhenwindmeßverfahren mindestens vergleichbar ist mit dem großen Vorteil der kontinuierlichen räumlichen und zeitlichen Auflösung. In der Praxis zeigte sich jedoch ein sehr wesentliches, wenig beachtetes Problem. Schon in Höhen oberhalb 50 m kann das Empfangssignal zeitweise schwächer als der Umweltlärm sein (Peters et al., 1978), sodaß in diesem Bereich zunächst keine ausreichend genaue Bestimmung der Dopplerverschiebung möglich war. Die Frequenzmessung erfolgte dabei durch das Zählen von Nulldurchgängen und äquivalente Verfahren. Man kann zeigen (Peters et al., 1979), daß die so gemessene

Frequenz nur im Grenzfall eines unendlich hohen Signal- zu Rauschverhältnisses S/R mit der Dopplerfrequenz übereinstimmt. Im Falle  $S/R \ll 1$  wird sie dagegen merklich zur Mittenfrequenz des Empfängers verschoben. Im Laufe späterer Experimente stellte sich zudem heraus, daß in konvektiven und stabilen Lagen mit Schwerwellen der Vertikalwind und das S/R stark korreliert sein können, was zu einer Beeinflussung der gemessenen Frequenz gerade in dem Periodenbereich, den man erfassen möchte, führt. Die wesentliche Verbesserung des Dopplerverfahrens wurde durch eine Meßwertverarbeitung mit Hilfe der Fourieranalyse erreicht. Da die für die Auswertung wesentlichen Eigenschaften der SODAR- und RASS-Signale sehr ähnlich sind, wird die Meßwertverarbeitung weiter unten für beide Verfahren gemeinsam beschrieben. Die SODAR-Messungen wurden mit direkten Meßwerten an einem 300 m hohen Mast erprobt. Der erfaßte Höhenbereich wurde wesentlich erweitert. Er beträgt zur Zeit typisch 500 m und in günstigen Situationen 1000 m. Die Übereinstimmung mit direkten Messungen ist am Beispiel einer Regression in Abb. 1 dargestellt. Weitere Meßergebnisse sind in dem Beitrag von C. Wamser enthalten.

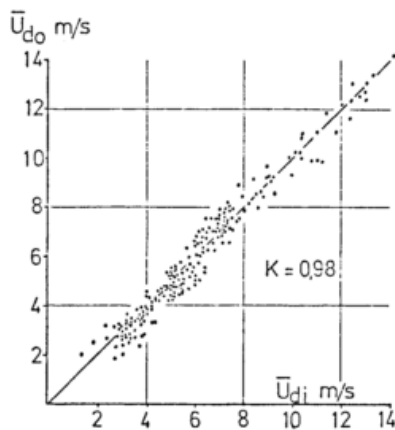


Abb. 1: Vergleich von Windgeschwindigkeiten, die mit Anemometern in 50 -250 m Höhe an einem Mast und mit dem Doppler-SODAR in entsprechenden Höhenbereichen gemessen wurden.

### 3 RASS

Wenn man am Ort der akustischen Antenne einen elektromagnetischen Sender und Empfänger betreibt, werden die an den Schallwellen gestreuten elektromagnetischen Wellen durch Fokussierung so verstärkt, daß man ein auswertbares Signal

aus Höhen bis zu 2,5 km erhält (Frankel und Peterson, 1976). Ein Problem ist dadurch gegeben, daß der sehr scharfe Fokus durch den Transversalwind verschoben wird. Wenn wir diesen Effekt sowie die turbulente Verzerrung der Schallwellenfronten zunächst vernachlässigen, so kann man für die Empfangsfeldstärke mit den Bezeichnungen von Nalbandyan (1976) schreiben:

$$E(t) \sim \exp(i(\omega_e - \omega_s)t) \int_0^{\infty} \frac{1}{z} \exp(-i(2k_e - k_s)z) U_0(z-ct) dz \quad (2)$$

$\omega$  und  $k$  ist die Frequenz und Wellenzahl, wobei die Indizes e und s die elektromagnetischen und akustischen Wellen bezeichnen.  $z$  ist die Höhe und  $U_0(z-ct)$  die Einhüllende des mit Schallgeschwindigkeit nach oben laufenden akustischen Sendepulses. Nalbandyan folgend, nehmen wir an, daß der Sendepuls so kurz ist, daß wir in der Umgebung der Höhe  $z_0$   $1/2$  durch  $(1/z_0) \exp(-\alpha z)$  mit einer geeigneten "Extinktionslänge"  $1/\alpha$  ersetzen können:

$$E(t) \sim \exp(i(\omega_e - \omega_s)t) \int_0^{\infty} \exp(-\alpha z - i(2k_e - k_s)z) U_0(z-ct) dz \quad (3)$$

Das Spektrum von E ergibt sich dann zu:

$$e(\omega) \sim \frac{u_0(\alpha - i(2k_e - k_s))}{i(\omega - (\omega_e - 2k_e c_s)) - \alpha c_s} \quad (4)$$

Das Maximum des empfangenen Spektrums ist demnach gegenüber der Sendefrequenz um  $\omega_0 = -2k_e c_s$  verschoben.

Da die Schallgeschwindigkeit im wesentlichen von der Temperatur und der longitudinalen Windkomponente  $u_L$  gemäß  $c_s = c_0 (1 + \Delta T/T_0) + u_L$  abhängt, kann aus der Dopplerverschiebung die Größe  $T_0 + \Delta T + 2T_0 u_L/c_0$  bestimmt werden. Der Zähler in Glg. (4) ist die Laplace-transformierte von  $U_0(z)$  (vom  $z$ -Bereich in den  $p$ -Bereich mit  $p = \alpha - i(2k_e - k_s)$ ). Wenn wir für  $U_0$  beispielsweise einen Gaufpuls annehmen, so ist  $u_0$  ebenfalls eine Gaußfunktion, die bei  $k_s = 2k_e$  ein Maximum hat, was der Bragg-Bedingung entspricht. Ihr Maximum ist um so höher, aber auch um so schmaler, je länger der Sendepuls ist. Um ein ausreichendes Empfangssignal zu erhalten, sollte der Sendepuls länger als  $5/k_s$  sein. Dann ist die Bragg-Bedingung aber so kritisch zu erfüllen, daß aufgrund des Temperaturprofils der Atmosphäre nur noch aus einem beschränkten Höhenbereich empfangen wird. Dies kann dadurch vermieden werden, daß wahlweise die akustische oder die elektromagnetische Frequenz nachgeführt wird. In Glg. (4) taucht im Gegensatz zu den Berechnungen von Nalbandyan kein weiterer frequenzabhängiger Term auf, so daß das spektrale Maximum stets bei der durch die Schallgeschwindigkeit gegebenen Dopplerverschiebung

liegt. Dies Ergebnis steht in ausgezeichneter Übereinstimmung mit Vergleichsmessungen, die mit einem vertikal gerichteten RASS in der Nähe eines mit Pt 100 Fühlern bestückten Mastes durchgeführt wurden. Dabei wurde in zwei Meßintervallen über insgesamt 20 Stunden die Frequenzverschiebung aus einem Höhenbereich von 40 bis 75 m Höhe mit der direkt gemessenen Temperatur verglichen. Es wurden 0,5 Stunden-Mittelwerte gebildet, so daß der Vertikalwind vernachlässigt werden konnte. Der Vergleich ist in der Regression Abb. (2) dargestellt. Die Berechnung mit Hilfe des von Nalbandyan angegebenen Spektrums würde zu einer wesentlich schlechteren Übereinstimmung führen.

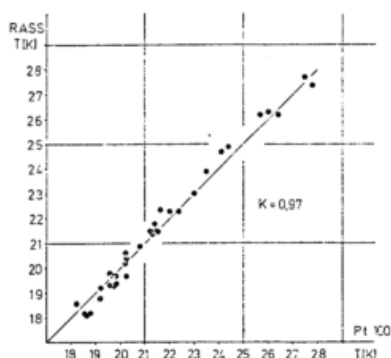


Abb. 2: Vergleich zwischen direkt gemessenen und mit dem RASS bestimmten Temperaturen.

#### 4 MESSWERTVERARBEITUNG

Der Frequenzbereich von SODAR-Echos sowie von RASS-Signalen stimmen etwa überein und liegen nahe der Schallsendefrequenz. Das erstere ergibt sich, weil ist und das zweite ist eine Folge der Bragg-Bedingung. Den Signalen ist außerdem gemeinsam, daß die Reflexe von aufeinanderfolgenden Sendepulsen wegen der atmosphärischen Turbulenz nicht kohärent sind. Daher muß jedes einzelne Echo analysiert werden. Einige weitere Signaleigenschaften sind in der Tabelle gegenübergestellt.

	SODAR	RASS
Typ. rel. Variation der Frequenz	± 5%	± 1%
rel. Änderung der Frequenz mit der Meßgröße	0,6% m/s	0,175%/K
Natürliche Linienbreite bei 17 m räuml. Auflösung	0,3 m/s	2K

Tab. 1: Signaleigenschaften des Doppler-SODARS und des RASS.

Das Empfangssignal wird mit einer Filterbank spektral analysiert. Die Besonderheit dieser Filterbank besteht darin, daß das Verhältnis zweier aufeinander folgender Filter für alle Paare in einem festen Verhältnis steht, das auch erhalten bleibt, wenn die Mittenfrequenz der Filterbank verändert wird. Dadurch ist die Eichung unabhängig von der Filterbank-Mittenfrequenz, was besonders beim RASS wegen der notwendigen Frequenznachführung sehr vorteilhaft ist. Bei der weiteren Verarbeitung der Signale werden die Ausgangssignale der Filterbank - im folgenden Spektren genannt - nach Laufzeitintervallen und Frequenzen sortiert und in einem Speicher gemittelt. Die Spektren aus größeren Höhen werden als Rauschhintergrund interpretiert und von den übrigen Spektren subtrahiert. Auf diese Weise werden Verfälschungen durch einen "farbigen" Hintergrund eliminiert. Die Filterbandbreite ist gleich dem halben Frequenzabstand gewählt. Dieser ergibt sich aus Optimierungsüberlegungen und beträgt beim SODAR 1%, was etwa der durch Bögigkeit verursachten effektiven Doppler-Spektralbreite entspricht; wegen des geringeren Variationsbereichs des RASS-Signals beträgt er dort 0,5%.

#### 5 SCHLUSSBEMERKUNG

Ziel der gegenwärtigen Arbeit ist es, die SODAR- und RASS-Meßwerte zu kombinieren, so daß auch über kürzere Mittelungszeiten (10 s) Temperaturprofile eindeutig bestimmt werden können. Dadurch ergäbe sich die Möglichkeit, den Wärmestrom im konvektiven Scale zu bestimmen, was allerdings hohe Genauigkeitsanforderungen an beide Meßsysteme stellt. Prinzipiell wäre es mit drei RASS-Systemen, deren Antennen in verschiedene Azimute gerichtet sind, möglich, das Temperatur- und Windprofil unabhängig von natürlichen Brechungsindexschwankungen zu bestimmen.

#### LITERATUR

- Brown, E. H., and F. F. Hall, Jr.: Advances in atmospheric acoustics. Rev. Geophys. Space Phys. 16 (1978), 110 S.
- Frankel, M. S., and A. M. Peterson: Remote temperature profiling in the lower troposphere. Radio Sci. 11 (1976), S. 157-166.
- Marshall, J. M.: A radio acoustic sounding system for the remote measurement of atmospheric parameters. Rep. AFCL-70-0438 SU-SEL-70-050. Stanford Calif.: Stanford Univ., 1970.

Nalbandyan, O. G.: The signal frequency spectrum in radio acoustic sounding of the atmosphere. *Izv., Atmospheric and Oceanic Phys.*, 12 (1976) Nr. 7, S. 772-774.

North, E. M.; Peterson, A. M.; Parry, H. D.: RASS, A remote sensing system for measuring low level temperature profiles. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 54 (1973) S. 912-919.

Peters, G.; Wamser, C.; Hinzpeter, H.: Acoustic Doppler and Angle of arrival wind detection and comparisons with direct measurements at a 300 m mast. *J. Appl. Met.* 17 (1978), S. 1171-1178.

Peters, G.; Wamser, C.; Hinzpeter, H.: Ein neues monostatisches Doppler-SODAR. Meßprinzip und Vergleich mit direkten Messungen. *Meteorol. Rdsch.* 31 (1978), S. 69-72.

Peters, G.; Hinzpeter, H.; Wamser, C.: Entwicklung und Einsatz von remote-sensing-Verfahren zur Bestimmung des mittleren Temperatur- und Windfeldes und seiner "higher modes" in der atmosphärischen Grenzschicht. *Meteorol. Institut der Univ. Hamburg, Forschungsbericht T/RF 35/61506/61322, Teil A, 1979.*

Tatarski, V. I.: The effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation. Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971.

# ÜBER EIN VERBUNDSYSTEM DER RADARFERNERKUNDUNG DER NIEDER- SCHLAGSVERTEILUNG IN DER BUNDESREPUBLIK DEUTSCHLAND

W. Attmannspacher, J. Riedl

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hohenpeißenberg

## ZUSAMMENFASSUNG

Nach einem Rückblick auf die Entwicklung des Radars als Meßgerät zur Erfassung von Flächenniederschlägen werden die vor dem Aufbau eines Radarnetzes erforderlichen Forschungsarbeiten näher geschildert. Die beim heutigen Stand der Technik daraus sich ergebenden Möglichkeiten eines Radarverbundes und daraus folgende Verbesserungen bei der Lösung meteorologischer und hydrologischer Aufgaben werden dargelegt.

## 1 EINLEITUNG

Die Möglichkeit, bewegliche Ziele mithilfe elektromagnetischer Wellen zu orten, wurde bereits 1904 von Hülsmeier zum Patent angemeldet. In den 30er Jahren war schließlich die praktische Realisierung dieser Gedanken möglich. Die wetterbedingten Störungen der Radio Detection and Range (Radar) Messungen wurden nach 1945 immer mehr Forschungsaufgabe der Meteorologie. In den 60er Jahren begannen auch entsprechende Arbeiten in der BRD in Bonn, Hohenpeißenberg und Oberpfaffenhofen, nachdem bereits in den 50er Jahren erste Versuche in Essen-Mühlheim gemacht wurden. Bereits durch die Krümmung der Erde ist die Erkennung von Niederschlag aufgrund von Radarbeobachtungen räumlich begrenzt, es lag deshalb der Gedanke nahe, durch Zusammenschalten von Radargeräten über größere Gebiete Niederschlags-Aussagen zu erhalten. Überlegungen über ein Radar-Niederschlagsmeßnetz der Zukunft zeigte L.J. Breuer 1971 auf. Detaillierte Pläne über den Verbund von Radargeräten wurden 1975 von der Operations Systems Group des englischen Dee Weather Radar Projects auf einer Tagung in Chester vorgetragen. Die führenden Meteorologen im Rahmen dieses Projektes waren J.W. Harrold und C.G. Collier. Im Rahmen dieser Tagung stellte B.J. Mason die technische Realisierung eines Verbundes von Radargeräten mit Datenausgabe auf Farbmonitor vor.

Nach entsprechenden, über Jahre sich erstreckenden Arbeiten am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg, für ein quantitatives Flächenniederschlagsmeßsystem konnten vor 3 Jahren Möglichkeiten zur optimalen Nutzung der im Deutschen Wetterdienst vorhandenen Wetterradargeräte des gleichen Typs zusammengestellt werden.

## 2 VORARBEITEN AM MET. OBS. HOHENPEIS- SENBERG

Für die ersten Schritte (1968) auf dem Gebiet der Flächenniederschlagsmessung stand nur ein mit Elektronenröhren bestücktes X-Band-Radar zur Verfügung. Erst nachdem das Gerät elektronisch und mechanisch ausreichend stabilisiert war, erschien es zweckmäßig, einzelne Regenschauer zu messen, bei denen zwischen Radargerät und Schauer kein Niederschlag auftrat, da sonst die starke Dämpfung der Radarenergie im X-Band (3.2 cm Wellenlänge) durch den Niederschlag selbst nur mehr bedingt bzw. nicht mehr brauchbare Ergebnisse brachte.

Unter der Annahme, daß während des Niederschlagsereignisses das Regentropfenspektrum (der Tropfendurchmesser geht ja in Gl. (1) mit der sechsten Potenz ein!) sich nicht wesentlich ändert, erschien es sinnvoll, mithilfe der Radargleichung (1) unter Annahme einer mittleren Radarreflektivität/Regen (Z/R)-Beziehung

$$\bar{P}_r = \frac{\pi^3}{1024 \cdot \ln 2} \cdot \frac{P_t \cdot h \cdot G^2 \cdot \Theta \cdot \Phi}{\lambda^2 \cdot r^2} \cdot |K|^2 \cdot \kappa \cdot Z \quad (1)$$

- $\bar{P}_r$  = mittlere empfangene Leistung
- $P_t$  = Sendeleistung
- $h$  = Pulslänge im Raum
- $G$  = Antennengewinn
- $\Theta$  bzw.  $\Phi$  = horizontale bzw. vertikale Keulbreite (3dB-Punkte)
- $\lambda$  = Wellenlänge
- $r$  = Echoentfernung
- $K$  = komplexer Refraktionsindex
- $\kappa$  = Dämpfungsfaktor der elektromagn. Welle durch Niederschlag
- $Z$  = Radarreflektivitätsfaktor =

$$A \cdot R^B = \sum_i n_i D_i^6$$

R = Niederschlagsintensität  
 $D_i$  = Tropfendurchmesser

Roh-Flächenniederschlagswerte zu berechnen. Der aus dem Raum über einer repräsentativen Regenmeßstation am Boden über die Niederschlagsdauer aufsummierte Rohwert der Radarmessung wurde mit dem Ergebnis des Regenmessers verglichen und daraus ein Eichfaktor gebildet. Die Multiplikation aller Rohwerte des Radars mit diesem Faktor ergab die quantitativen Radarflächenniederschlagswerte. Diese zuerst 1969 (Attmannspacher, W. u.a. 1970) angewandte "Aneichmethode" brachte recht gute Ergebnisse im Vergleich zu den Meßwerten eines speziellen Regenmeßnetzes mit 250 Regen-schreibern auf 1000 km<sup>2</sup>, sodaß diese Methode künftig immer benutzt (z.B. Attmannspacher, W. u.a. 1977) wurde. Etwa zur gleichen Zeit veröffentlichte J. Wilson (1970) in den USA eine ähnliche Methode.

Seit 1975 steht dem Observatorium ein modernes "solid state" Radargerät, EEC WR 100-5 mit einem Digitalen Meteorologischen Datensystem (DMDS) für diese Aufgabe zur Verfügung. Ein Blockschaltbild dieser Anlage zeigt Abb. 1. Bedienungskonsole, Sender/Empfänger und Antenne sind Standardausführung. Das von der Echodarstel-

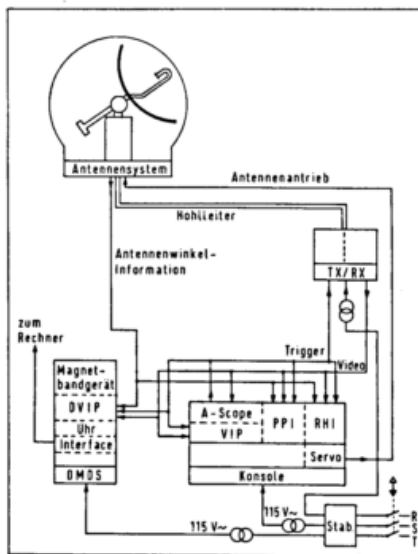


Abb. 1: Blockschaltbild der Wetterradaranlage des Met. Obs. Hohenpeißenberg

lung auf den Bildschirmen unabhängig arbeitende DMDS enthält einen Digitalen Video Integrator und Prozessor (DVIP), der in seiner Grundausführung dem der US-Forschungsschiffe während der GATE (Global Atmospheric Research Program Atlantic Tropical Experiment) Messungen (1974) entspricht, eine Digitaluhr, ein Magnetbandsystem und

ein Anpassungsglied (Interface) zur Übernahme der Daten auf Magnetband bzw. direkt in den Kernspeicher des angeschlossenen Rechners. Die wichtigsten technischen Daten des Radargerätes sind:

Wellenlänge 5.3 cm, Pulsleistung 250 kW, Pulsdauer 2 µs, Pulsfrequenz (PRF) 250 Hz; log. Empfänger mit 80 dB Dynamikbereich und 12 ft Parabolspiegel mit einer Keulenbreite von 1°. Die praktisch erreichbare Systemgenauigkeit beträgt etwa + 1.5 dB. Als bestmöglicher Kompromiß zwischen erreichbarer Genauigkeit und notwendigem Auflösungsvermögen erwies sich in der Praxis die Wahl der Integrationsfläche von 1 km x 1° Azimutwinkel.

Der angeschlossene Prozeßrechner, dem auch nachträglich die Meßdaten vom Magnetband zugespielt werden können, berechnet aus obiger Radargleichung und einer mittleren Z/R-Beziehung für Südbayern ( $Z = 291 \cdot R^{1.43}$ ) Rohniederschlagswerte. Die Ergebnisse für jede Integrationsfläche (1 km x 1°) werden gespeichert und die folgenden Resultate dazuaddiert. Die Antennenumlaufzeit beträgt eine Minute. Nach einer Stunde bzw. am Ende des Niederschlags werden die Rohdaten mittels der Aneichmethode korrigiert und die quantitativen Flächenniederschlagswerte schließlich ausgedruckt bzw. als Isohyetenkarte gezeichnet. Ein Beispiel einer Radarflächenniederschlagsmessung im Vergleich zu den Ergebnissen des Regenmeßnetzes gibt Abb. 2.

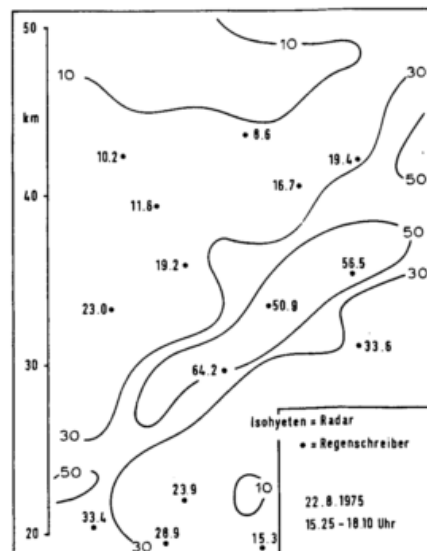


Abb. 2: Beispiel einer Radar-Flächenniederschlagsmessung und Vergleich mit Regenschreibernetz

Eine Reihe von Problemen wie Höhe der Nullgradgrenze im Radarkeulenbereich, Teilabdeckung der Radarkeule, Dämpfung der Radarenergie durch den Nieder-

schlag selbst, Ausschaltung der Bodenechos und ein Zusammenhang zwischen der Z/R-Beziehung und dem Wettergeschehen sind teilweise noch Forschungsaufgabe, z.T. bereits gelöst oder einer Lösung näher gebracht worden. In dem Zeitpunkt, da abzusehen war, daß die quantitative Radarniederschlagsmessung zu beherrschen ist und die Restprobleme lösbar erschienen, war es sinnvoll die Daten mehrerer Radargeräte einem breiten Nutzerkreis anzubieten und einen Radarverbund zu planen.

### 3 PLANUNG EINES RADARVERBUNDES

Der Deutsche Wetterdienst besitzt im Bereich der Flugwetterwarten Hamburg, Hannover, Düsseldorf, Frankfurt, Nürnberg, Stuttgart und München (Abb. 3) C-Band-Radargeräte des gleichen

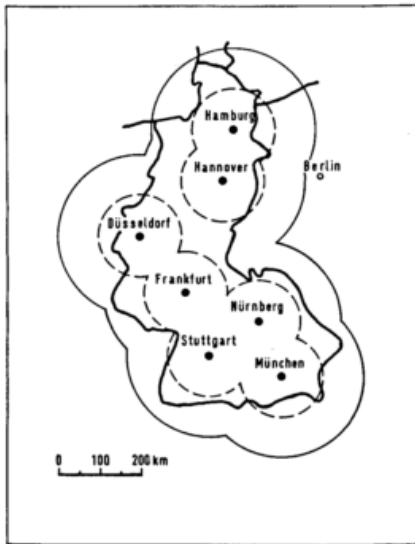


Abb. 3: Gerätestandorte mit 100- und 200 km Umkreisen des geplanten Radarverbundes in der Bundesrepublik

Typs (WR 100-5). Die Grundausstattung dieser Geräte ist bis auf den Antennenspiegel (8 ft mit  $1.5^\circ$  Keule) identisch mit dem beim Met. Observatorium Hohenpeißenberg betriebenen Radar. Die Geräte können mit den nötigen Zusatzeinrichtungen ergänzt werden, so daß gute Voraussetzungen für einen Radarverbund gegeben sind.

#### 3.1 Ausrüstung der einzelnen Stationen

Welche Ergänzungen notwendig sind, zeigt Abb. 4 als Blockschaltbild der Geräteausstattung am Radarstandort. Der integrierte Prozessor steuert das komplette Radarsystem; er bestimmt die im 20 sec. Umlauf erfolgende horizontale und vertikale Erfassung der dreidimensionalen Niederschlagsverteilung. Die aus dem DVIP kommenden

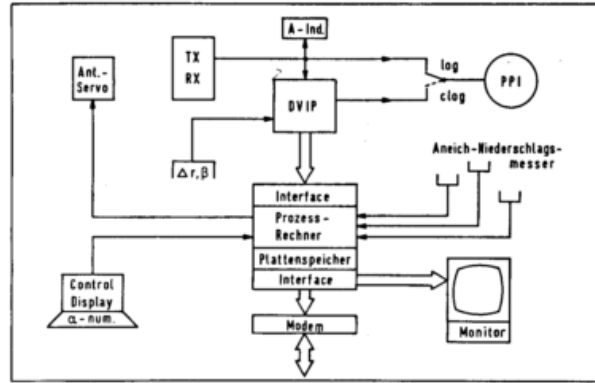


Abb. 4: Blockschaltbild der Datenverarbeitung und -darstellung am Radarstandort

über die Integrationsfläche  $1 \text{ km} \times 1^\circ$  integrierten Echodaten werden zunächst im Rechner vom ground clutter (Bodenecho) getrennt und dann die Rohwerte des Flächenniederschlags berechnet. Bei den neuesten DVIP's ist die ground clutter Unterdrückung bereits vor der Integration möglich. Diese Lösung erscheint zweckmäßig; sie erspart außerdem Rechenzeit und Speicherplatz. Zur Darstellung der so gewonnenen Daten können zwei Wege beschritten werden:

Die in der Schweiz bereits realisierte worst case Darstellung. In der Draufsicht für  $400 \times 420 \text{ km}$  werden für jedes Flächenelement ( $2 \times 2 \text{ km}$ ) die aus 12 Höhenkilometerschichten berechneten stärksten Rohniederschlagswerte dargestellt. Im Seiten- und Aufriß werden die längs der betreffenden Zeile bzw. Spalte gefundenen stärksten Rohniederschlagswerte wiedergegeben. Der Betrachter kann durch gedankliches Zusammensetzen der drei Risse die Lage der stärksten Werte im Raum zurückgewinnen. Nach einiger Übung kann diese Karte rasch interpretiert werden. Die Alternativlösung sind Kartendarstellungen nacheinander für 3 unterschiedliche Höhen, bis 3 km, bis 7.5 km, darüber. Mit beiden Versionen kann eine Bilderneuerungsrate von 10-15 min. erreicht werden. Diese Darstellungen sind auf Farbmonitor in 6 Stufen als "sehr schwach" bis "sehr stark" bezeichnete Niederschlagsrohwerte vorgesehen.

Die quantitative Flächenniederschlagsmessung für bestimmte, meßbare, meteorologisch und hydrologisch wichtige Gebiete erfolgt unabhängig von der Rohwertdarstellung wie oben beschrieben. Nach einer bestimmten Zeit (voraussichtlich  $\leq 1 \text{ Std.}$ ) wird der Rohwert angeeicht und ausgegeben. Für manuellen Betrieb stehen am Radar-

standort bei einer Bilderneuerungsrate von 10 Minuten jeweils 4 Minuten zur Verfügung.

#### 4.2 Zentrale Verarbeitung

Die Datenübertragung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Karten bzw.  $\approx$  stündlichen quantitativen Flächenniederschlagswerte für eine genormte Fläche ist über Fernspreitleitungen (2400 Bd) möglich, eine Übertragung auf dem künftigen 4800 Bd Wetter-Hochgeschwindigkeitsnetz wird angestrebt. Abb. 5 zeigt das Blockschaltbild der Zentralen Verarbeitung.

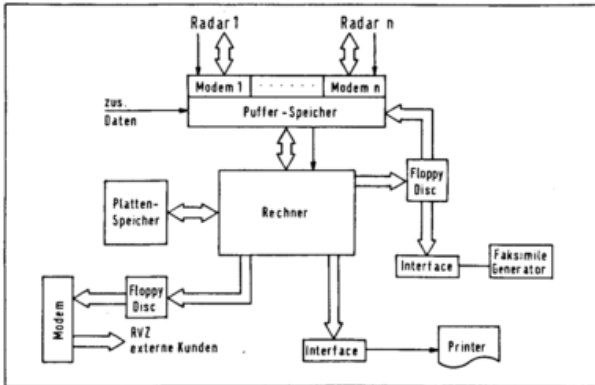


Abb. 5: Blocksaltbild der Zentralen Datenverarbeitung im Radarverbund

Die von den Radarstandorten kommenden Daten werden vom zentralen Prozeßrechner übernommen, dabei ist auch noch die Eingabe zusätzlicher Daten (z.B. von Satelliten) möglich. Nach entsprechender Bildkomposition, Zwischenspeicherung und Formatierung gibt der Rechner auf Anforderung 3 Bilder: Nord, Mitte, Süd an die Nutzer bzw. Flächen-Niederschlagsdaten an Interessenten ab. Eine Abgabe auf Faximile ist möglich, jedoch bereits wegen der geringen Geschwindigkeit dieses Aufzeichnungsverfahrens nur bedingt wünschenswert.

Der Ausbau dieses Verbundsystems ist aufgrund des Arbeitsaufwandes und der materiellen Kosten nur schrittweise möglich.

#### 5 AUSSAGEMÖGLICHKEITEN EINES RADAR-VERBUNDNETZES

Parallel zum Aufbau eines derartigen Verbundnetzes ist eine entsprechende Aus- und Weiterbildung der damit arbeitenden Meteorologen und Berater notwendig. Die Verteilung der Rohniederschlagswerte, flächendeckend über der Bundesrepublik im 10 Minutenraster gibt die Grundlage für eine Präzisierung und damit für eine Verbesserung der Kurzfrist-Vorhersage im "Mesoskale" für den synoptischen Dienst. Der Nutzer

hat zudem die Vergleichsmöglichkeit der beiden letzten Bilder. Dreidimensionale Angaben der Schlechtwetterzonen stehen für die Flugberatung zur Verfügung. Über einen zusätzlichen Kleincomputer können diese Daten für die Darstellung auf den großen Sichtgeräten der Flugsicherung entsprechend aufbereitet und in gewünschten Stärkestufen umformatiert werden; sie ermöglichen eine meteorologisch fundierte Verbesserung für die Sicherung des Luftverkehrs.

Quantitative Flächenniederschlagsmessungen bis zu 100 km Entfernung vom Radarstandort (zunächst nur im Sommer) geben die bestmögliche Grundlage für hydrologische Berechnungen (z.B. für Hochwasserwarnungen und -vorhersagen, Abb. 6). Die Klimatologie ist erst-

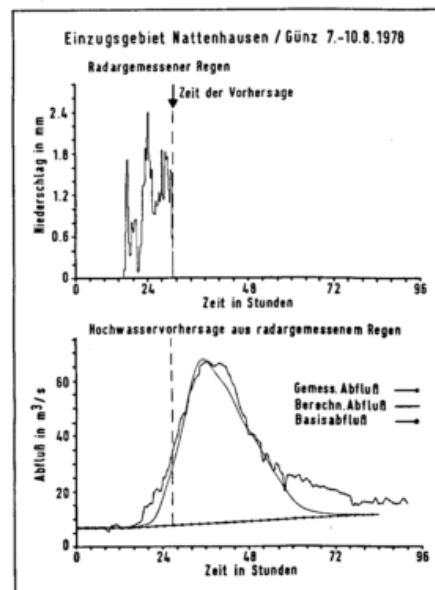


Abb. 6: Beispiel einer Hochwasservorhersage basierend auf der Radar-Flächenniederschlagsmessung. Vorhersagezeitpunkt sechs Stunden vor Niederschlagsende (nach G.A. Schultz und P. Klatt)

mals in der Lage, eine Statistik gemessener Flächenniederschläge zu erstellen.

Schließlich ist es grundsätzlich möglich, die zentral berechneten Radar-darstellungen in den künftigen "Bildschirmtext" der Allgemeinheit (z.B. für Reiseplanungen) zur Verfügung zu stellen).

#### 6 SCHLUSSBEMERKUNG

Radarverbundpläne, z.T. erste Schritte in dieser Richtung, bestehen heute in mehreren Ländern innerhalb und außerhalb Europas. Es sind Bestrebungen im Gange, die künftigen nationalen Radar-

netze zum Vorteil der jeweiligen Partner miteinander zu verbinden.

#### LITERATUR

Attmannspacher, W., Aniol, R., Riedl, J.:

Arbeiten zur Verbesserung der Niederschlagsmessung.

1. Fortbildungstag Meteor. Ges. München (1970) S. 25-42.

Attmannspacher, W., Aniol, R., Hartmannsgruber, R., Riedl, J.:

Ergebnisse gleichzeitiger Flächen-niederschlagsmessungen mit einem 3.2 cm und 5.4 cm Wetterradargerät. Meteor. Rdsch. 30 (1977) S. 92-96.

Wilson, J.W.:

Operational measurement of rainfall with the WSR-57. Review and recommendations.

-14<sup>th</sup> Radar Meteor. Conf. 1970 p. 257-263.

DIE BESTIMMUNG VERTIKALER TEMPERATURPROFILE IN DER ATMOSPHÄRISCHEN GRENZSCHICHT AUS STRAHLDICHTEMESSUNGEN IM MIKROWELLENBEREICH

Bernd Schönwald  
Max-Planck-Institut für Meteorologie, 2000 Hamburg 13, Bundesstr. 55

ZUSAMMENFASSUNG

Messungen der Strahldichte im Bereich der Sauerstoffbande zwischen 50 GHz und 70 GHz bei verschiedenen optischen Dicken erlauben Rückschlüsse auf das vertikale Temperaturprofil der Atmosphäre. Die Anwendung iterativer oder statistischer Inversionsprozeduren auf die diskretisierte Strahlungsübertragungsgleichung, ordnet den Strahldichten die Temperaturen zu. Durch die Verwendung von ausgesuchten Startprofilen und angepaßten Temperatur-Covarianz-Matrizen wird mit einer modifizierten statistischen Inversionsmethode eine hinreichende Übereinstimmung der wiedergewonnenen Temperaturprofile mit Radiosondendaten erzielt.

PHYSIKALISCHE UND MATHEMATISCHE GRUNDLAGEN

Sauerstoff zeigt im Frequenzgebiet zwischen 50 GHz und 70 GHz - Wellenlänge 5 mm - eine ausgeprägte Absorptionsbande, bedingt durch das paramagnetische Verhalten der O<sub>2</sub>-Moleküle. Obwohl das magnetische Dipolmoment energetisch um etwa 10<sup>4</sup> kleiner als ein elektrisches Dipolmoment ist, läßt sich dieser Effekt aufgrund des hohen Sauerstoffanteils in der Atmosphäre meßtechnisch auswerten.

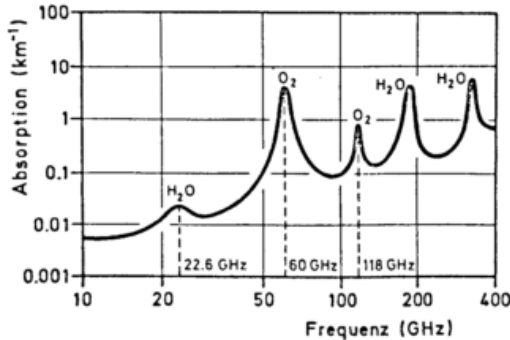


Abb. 1: Atmosphärische Absorption im Mikrowellenbereich

Unter der Annahme, daß die Atmosphäre lokal im thermodynamischen Gleichgewicht ist, erhält man als Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung für thermische Emission unter Berücksichtigung der RAYLEIGH-JEANS-Approximation für die Planck-Funktion

$$T_B(\theta, h) = \int_0^{\infty} T(h) \alpha(h) \sec(\theta) \times \exp\left[-\int_0^{h'} \alpha(h') \sec(\theta) dh'\right] dh \quad (1)$$

$\nu = \text{const}$

Dabei ist T<sub>B</sub> die äquivalente Strahlungstemperatur,  $\theta$  der Zenitwinkel,  $\nu$  die Frequenz,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und T die zu bestimmende thermodynamische Temperatur.

Die Anwendung der monochromatischen Form (Gl. 1) setzt voraus, daß die Bandbreite der Meßsysteme schmal ist.

Der Kern dieser Integralgleichung (1) wird als Gewichtsfunktion bezeichnet. Da nur eine geringe Temperaturabhängigkeit besteht, läßt er sich als Funktion von Höhe und Zenitwinkel darstellen.

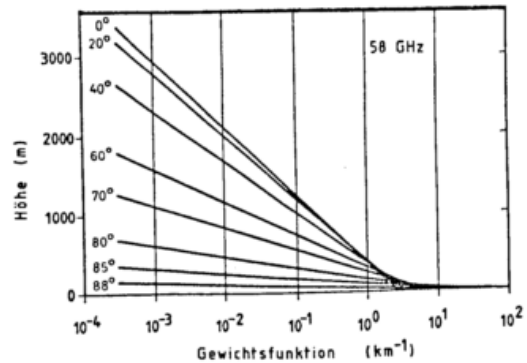
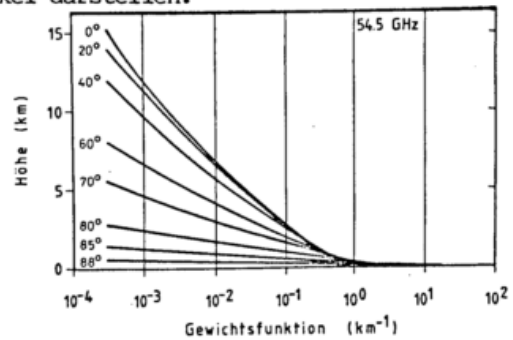


Abb. 2a und 2b: Gewichtsfunktionen in Abhängigkeit des Zenitwinkels für die Frequenzen 54.5 GHz und 58 GHz.

Abb. 2a und 2b zeigen, daß die Information über die Temperatur in verschiedenen Höhengschichten von der gewählten Meßfrequenz abhängt. Will man die Grenzschicht bis ca. 1500 m Höhe möglichst gut erfassen, ist der Einsatz von zwei Meßsystemen sinnvoll. Eines, das den Höhenbereich optimal erfaßt in dem die größten Temperaturänderungen stattfinden (0 m bis ca. 600 m) und ein zweites System, das ausreichende Informationen über die darüberliegenden Schichten gibt. Diese Überlegung führte zur Wahl der Frequenzen 54.5 GHz und 58 GHz. Die Gewichtsfunktionen der beiden Frequenzen sind in den Abb. 2a und 2b dargestellt.

Um  $T(h)$  in Gl. 1 zu bestimmen, muß diese in eine Form endlicher Differenzen gebracht, d.h. die Atmosphäre in dünne homogene Schichten geteilt werden.

$$T_{Bi} = \sum_{j=1}^n K_{ij} T_j \quad i=1,2,\dots,m \quad (2)$$

$K$  ist die Gewichts-Matrix,  $T_B$  der Meßvektor und  $T$  der Lösungsvektor.

Eine unmittelbare Bestimmung des Temperaturprofils aus dem Gleichungssystem (2) ist nicht möglich, da die Lösung infolge der schlechten Kondition der Gewichts-Matrix und des fehlerbehafteten Meßvektors zur Instabilität neigen.

Invertierungsverfahren die diese Eigenschaften berücksichtigen, wurden z.B. von TWOMEY (1963), WESTWATER (1968) und RODGERS (1970) entwickelt: Die im nächsten Kapitel beschriebenen Ergebnisse sind mit der folgenden modifizierten Form der statistischen Methode der minimalen Varianz erzielt:

$$T = SK^T (KSK^T + E)^{-1} (T_{BM} - T_{Bo}) + T_o \quad (3)$$

$S$  = Temperatur-Covarianz-Matrix eines statistischen Ensembles von Profilen

$E$  = Fehler-Covarianz-Matrix

$K$  = Gewichts-Matrix

$K^T$  = Transponierte der Gewichts-Matrix

$T_o$  ist das mittlere Profil eines statistischen Ensembles von Profilen,

$T_{Bo}$  die dem mittleren Profil entsprechenden Strahlungstemperatur und

$T_{Bm}$  die gemessene Strahlungstemperatur

## ERGEBNISSE

Für das Wiedergewinnungsverfahren der minimalen Varianz sind Informationen über die Statistik des Temperaturprofils des Meßorts notwendig. Diese sind aber nur in wenigen Fällen vorhanden.

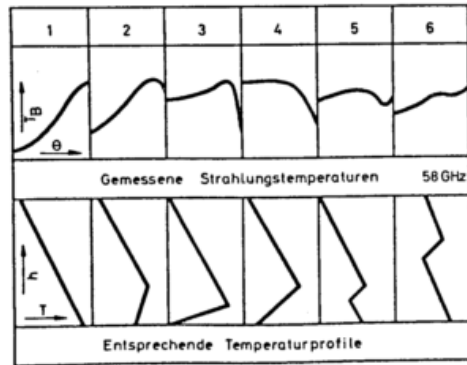


Abb. 3: Darstellung des typischen Verlaufs von gemessenen Strahlungstemperaturen- und den zugehörigen Profiltypen.

Der Verlauf der gemessenen Strahlungstemperatur bei 58 GHz zeigt jedoch bereits so viel Struktur (siehe Abb. 3), daß unmittelbar auf einen aktuellen Profiltyp geschlossen werden kann. Die zu diesem Profiltyp gehörende Temperatur-Covarianz-Matrix kann entweder aus Radiosondenaufstiegen ermittelt oder aber aus simulierten Temperaturprofilen abgeleitet werden; wodurch man vom Meßort unabhängig ist. Ein Vergleich der so gewonnenen Temperaturprofile zeigte keine nennenswerte Differenz. Statt der Covarianz-Matrix wird nur die Varianz-Matrix, d.h. die Elemente der Hauptdiagonalen in der Covarianz-Matrix, verwendet. Diese Vereinfachung schließt eine Korrelation der Temperaturen in den einzelnen Höhengschichten aus und wird aus Gründen der Rechenökonomie benutzt.

Entsprechend des Verlaufs der gemessenen Strahlungstemperatur wird eine Zuordnung innerhalb von drei Profiltypen getroffen (inversionsloses Profil, bodennahe Inversion und abgehobene Inversion) und die zugehörige Temperatur-Varianz-Matrix in Gl. 3 berücksichtigt.

Jeder Profilblock ist noch einmal unterteilt in sich unterscheidende Einzelprofile gleichen Typs (z.B. verschiedene Inversionshöhen etc.). Um ein möglichst gutes Startprofil zu erhalten, wird nach Bestimmung des Profiltyps die minimale quadratische Abweichung zwischen dem Verlauf der gemessenen Strahlungstemperatur und der theoretischen Strahlungstemperatur aus den dem Profilblock zugehörigen simulierten Einzelprofilen ermittelt

$$\sum_{i=1}^m \left( T_{Bi} - \sum_{j=1}^n K_{ij} T_{Pj} \right)^2 \stackrel{!}{=} \min \quad (4)$$

$p = 1, 2, \dots, z$

$T_B$  ist hier die gemessene Strahlungstemperatur.

Das aus den Meßdaten von 58 GHz gewonnene Profil wird als Startprofil für 54.5 GHz verwendet. Hier ist der Kurvenverlauf der gemessenen Strahlungstemperatur wesentlich glatter, so daß eine wie oben beschriebene Unterscheidung ausscheidet. Da das Startprofil jedoch schon sehr genau ist, sind die Abweichungen des wiedergewonnenen Profils vom Radiosondenprofil etwa von der Größenordnung wie bei 58 GHz.

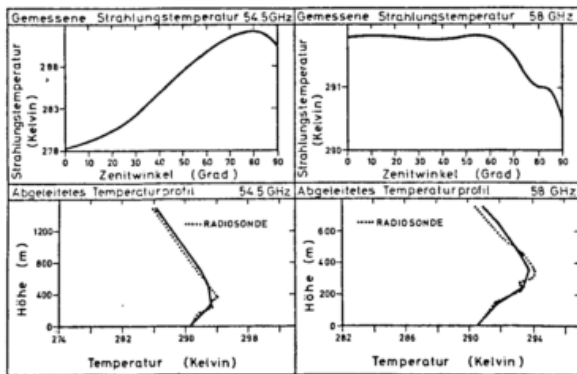


Abb. 4: Vergleich zwischen Radiosondenprofil und wiedergewonnenem Temperaturprofil für den Fall einer bodennahen Inversion.

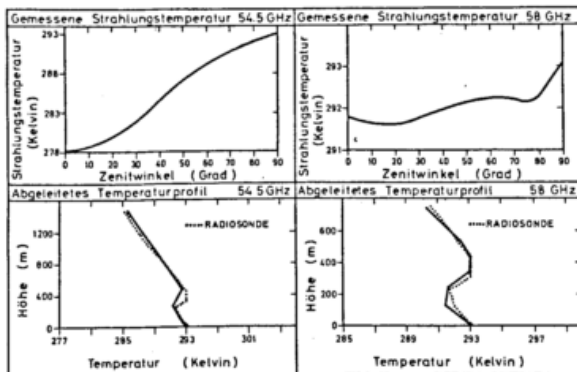


Abb. 5: Vergleich zwischen Radiosondenprofil und wiedergewonnenem Temperaturprofil für den Fall einer abgehobenen Inversion.

Die Abb. 4 und 5 zeigen zwei Beispiele wiedergewonnener Temperaturprofile im Vergleich mit Radiosondendaten. Dabei ist zu beachten, daß die Schichtdicke bei 58 GHz 100 m und bei 54.5 GHz 200 m beträgt. Der Grund liegt in der derzeit begrenzten Speicherkapazität des verwendeten Rechners.

#### SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die bisher durchgeführten Vergleiche zwischen Radiosondendaten und radiometrisch gewonnenen Temperaturprofilen zeigten in etwa 95% der Fälle bis zu einer Höhe von 1000 m Abweichungen im Bereich  $\pm 1K$ .

Das untersuchte Meßsystem ist mobil, so daß es auch zur Verifizierung von Grenzschichtmodellen (Inversionshöhen) herangezogen werden kann. Die Arbeiten wurden von der DFG unterstützt und die Meßsysteme im Elektroniklabor des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg entwickelt. Der DFG und den Herren Ing. Pucher und Beyer sei noch an dieser Stelle gedankt.

#### LITERATURHINWEISE

RODGERS, C.D. (1970):

Remote sounding of the atmospheric temperature profile in the presence of cloud.

Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 96, 657-664.

SCHÖNWALD, B.; HINZPETER, H. (1979):

Statistical retrieval of temperature profiles for the lower troposphere from ground-based angular microwave radiation measurements.

Beitr. Phys. Atmosph. 52, 204-214.

TWOMEY, S. (1963):

On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by the inversion of the linear system produced by quadrature.

J. Assoc. Comp. Mach. 10, 97-101

WESTWATER, E.R.; STRAND, O.N. (1968):

Statistical information content of radiation measurements used in indirect sensing.

J. Atmos. Sci. 25, 750-758.

## ÜBER DIE VERTEILUNG DER SPURENGASE $H_2O$ , $NO_2$ und $HNO_3$ IN DER MITTLEREN ATMOSPHERE AUS LIMS-MESSUNGEN

H. Fischer und C. Lüdecke

Universität München, Meteorologisches Institut  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

J. C. Gille

National Center of Atmospheric Research  
Boulder, USA

### 1 EINLEITUNG

Über die Spurengase  $H_2O$ ,  $NO_2$  und  $HNO_3$  liegen bislang nur einzelne eindimensionale Messungen in der mittleren Atmosphäre vor. Dabei handelt es sich entweder um Vertikalprofile oder Horizontalschnitte mit Flugzeugen in den untersten Schichten der Stratosphäre. Aus diesen Daten haben sich gewisse Vorstellungen über die globale Verteilung der Spurengase in der mittleren Atmosphäre entwickelt, jedoch existieren selbst beim Wasserdampf noch eine Reihe von Ungereimtheiten, die nicht nur aus dem Mangel an Daten, sondern auch aus unterschiedlichen Ergebnissen bei Verwendung verschiedener Meßsysteme resultieren (Harries, 1976).

Eine Lösung der noch bestehenden Probleme scheint praktisch nur mit geeigneten Satelliteninstrumenten möglich, welche die Messung der globalen Verteilung der Spurengase mit vergleichsweise hoher relativer Genauigkeit ermöglichen. Bisher konnten aus Satellitenmessungen nur globale Verteilungen der Temperatur und des Ozons in der mittleren Atmosphäre abgeleitet werden (z.B. LRIR-Experiment auf NIMBUS 6). Unbestritten ist jedoch, daß diese Daten bereits einen wesentlichen Beitrag zur Erforschung der Stratosphäre geleistet haben, so z.B. bei der routinemäßigen Erstellung der Karten für die obere Stratosphäre, bei der Untersuchung der Kopplung zwischen den Hemisphären und zwischen Stratosphäre und Troposphäre, bei der Beschreibung der Struktur planetarer Wellen und bei der Diagnose stratosphärischer Erwärmungen (Quiroz 1978).

Die Spurengase  $H_2O$ ,  $NO_2$  und  $HNO_3$  spielen eine wichtige Rolle in der Photochemie der Stratosphäre insbesondere auch bei den zeitlichen Änderungen der Ozon-Schicht. Wasserdampf beeinflusst den Strahlungshaushalt der Stratosphäre in beträchtlichem Maße. Transportvorgänge steuern zumindest in Teilbereichen der Stratosphäre die Konzentrationsverteilung der genannten Gase. Die besondere Bedeutung von  $HNO_3$  ist dadurch gegeben, daß  $HNO_3$  eine Senke für die Stickoxide in der Stratosphäre ist, da es durch Absinkbewegung in die Troposphäre gelangt und dort ausgewaschen wird.

Das detaillierte Studium des Gesamtsystems Chemie - Strahlung - Dynamik verlangt globale Beobachtungen, wie sie z.B. das LIMS-Experiment, welches im folgenden kurz beschrieben werden soll, liefert.

### 2 DAS LIMS-EXPERIMENT

Das LIMS-Experiment, d.h. Limb Infrared Monitor of the Stratosphere, erfaßt den atmosphärischen Bereich obere Troposphäre bis untere Mesosphäre mit der Methode der Horizontsondierung (siehe dazu Abb.1). An Bord des polaren Satelliten NIMBUS 7 wurde das LIMS-Instrument im Oktober 1978 in einen sonnensynchronen Orbit gebracht. Die NASA hat die wissenschaftliche Betreuung einem Team übertragen, das von J.C. Gille und James M. Russell geleitet wird und dem auch H. Fischer angehört (Russell J.M. et al., 1978).

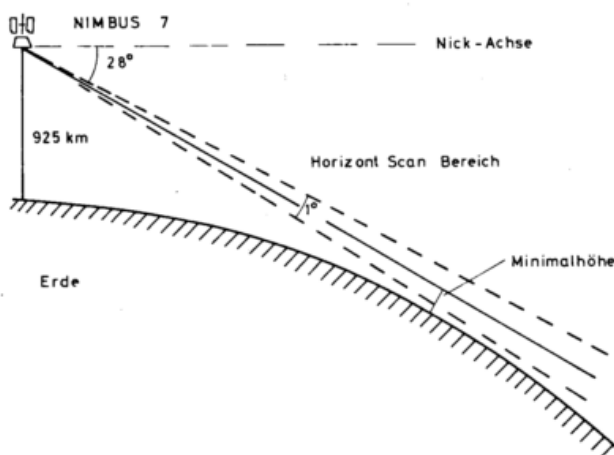


Abb. 1: Schematische Darstellung der Horizontsondierung

Wichtige Daten des Experimentes sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die beiden  $CO_2$ -Kanäle dienen der Zuordnung der Strahlungsmeßwerte zu dem Druckprofil und der Bestimmung des Temperaturprofils. Aus den anderen Meßkanälen werden Vertikalprofile der Spurengase  $O_3$ ,  $H_2O$ ,  $NO_2$  und  $HNO_3$  abgeleitet, wobei im Falle des  $NO_2$  die Genauigkeit durch den starken Störeinfluß des  $H_2O$  in diesem Spektralbereich beeinträchtigt wird.

Die Vor- und Nachteile der Horizontsondierexperimente sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Lange Wege in der Atmosphäre, bedingt durch die spezielle Geometrie der Horizontsondierung, sind vor allem für die Messung von Spurengasen mit kleinem Mischungsverhältnis erforderlich. Das LIMS-Instrument tastet den Horizont in ca. 12 sec ab, so daß in Abständen von etwa 100 km Vertikalprofile aufgenommen werden. Zur Steigerung der Meßgenauigkeit werden Teile des Instrumentes aktiv gekühlt. Allerdings ist dadurch die Lebensdauer des LIMS-Instrumentes auf 7 Monate beschränkt, so daß die Meßperiode planmäßig im Mai 1979 zu Ende ging. Die Mitarbeit des Meteorologischen Institutes München an dem LIMS-Experiment beschränkt sich auf folgende Teilgebiete:

- 1) Beiträge zur Erstellung der Computerprogramme zur Auswertung der Satellitendaten insbesondere bei der Berechnung der Transmissionseigenschaften der Atmosphäre für den H<sub>2</sub>O- und NO<sub>2</sub>-Kanal.
- 2) Zwei Ballonflüge zur Verifikation der Satellitendaten.
- 3) Auswertung von ausgewählten Satellitenmessungen insbesondere zum Vergleich mit den eigenen Ballonmessungen.

Die Computerprogramme zur Auswertung der Satellitendaten sind im wesentlichen fertiggestellt; allerdings sind bis zum September 1979 noch nicht alle Einflüsse, z.B. durch die Lageänderung des Satelliten oder durch die Absorption störender Spurenstoffe in den Meßkanälen, in der optimalen endgültigen Form eingebaut. Vergleiche mit einer größeren Anzahl von "Ground Truth"-Messungen haben jedoch gezeigt, daß die LIMS-Meßdaten bereits interpretiert werden können und vernünftige Ergebnisse liefern. Diskrepanzen zeigten sich dabei noch in der unteren Stratosphäre, da dort die Übereinstimmung der Temperaturprofile mit den Raketenmessungen noch nicht optimal ist und diese Fehler im LIMS-Temperaturprofil sich auf die Bestimmung der Spurengasprofile auswirken. Für die Ableitung der Mischungsverhältnisse der Spurengase zu Testzwecken läßt sich dieses Problem überall dort umgehen, wo Raketenmessungen der Temperatur vorliegen.

Da sich die Anstrengungen in bezug auf die LIMS-Datenauswertung jetzt auf die noch vorhandenen Teilprobleme konzentrieren, können an dieser Stelle nur einige sehr vorläufige Ergebnisse wiedergegeben werden.

Tabelle 1: Optische Daten des LIMS-Experimentes

Gas	Wellenlängenintervall (50 % Durchlaßpunkte) µm	Gesichtsfeld	
		Vertikal km	Horizontal km
CO <sub>2</sub> (1)	13,5 - 16,8	1,8	18
CO <sub>2</sub> (2)	14,9 - 15,5	1,8	18
O <sub>3</sub>	9,1 - 10,6	1,8	18
H <sub>2</sub> O	6,5 - 7,2	3,6	28
NO <sub>2</sub>	6,2 - 6,3	3,6	28
HNO <sub>3</sub>	11,1 - 11,6	1,8	18

Tabelle 2: Vor- und Nachteile von Horizontsondierungsexperimenten <sup>x)</sup>

Vorteile	Nachteile
1) Kontinuierliche Messung bei Tag und Nacht	1) Mäßige horizontale Auflösung von etwa 400 km
2) Gute vertikale Auflösung von etwa 3 km	2) Fehler in den T-Profilen wirken sich auf Spurengasprofile aus
3) Lange Wege in der Atmosphäre	
4) Keine Hintergrundstrahlung	

<sup>x)</sup> siehe dazu auch J. C. Gille et al. (1971)

4 ERGEBNISSE

Wasserdampfprofile wurden aus den Meßdaten unter Berücksichtigung des Störgases  $\text{CH}_4$  berechnet. Ein Beispiel für eine geographische Breite von  $30^\circ$  ist in Abbildung 2 dargestellt. Das mittlere Mischungsverhältnis in der unteren Stratosphäre liegt bei etwa 4 ppmv und befindet sich im Bereich allgemein akzeptierter Werte. Erste Ergebnisse hemisphärischer Verteilungen zeigen interessante Effekte, die nach dem momentanen Kenntnisstand allerdings als noch nicht endgültig gesichert betrachtet werden müssen. Die obere Stratosphäre war demnach in hohen nördlichen Breiten in den Monaten Oktober bis Dezember 1978 wesentlich feuchter als die vergleichbaren antarktischen Gebiete. Ob dieses Resultat auf hemisphärischen Unterschieden oder auf jahreszeitlichen Schwankungen beruht, ist noch ungeklärt.

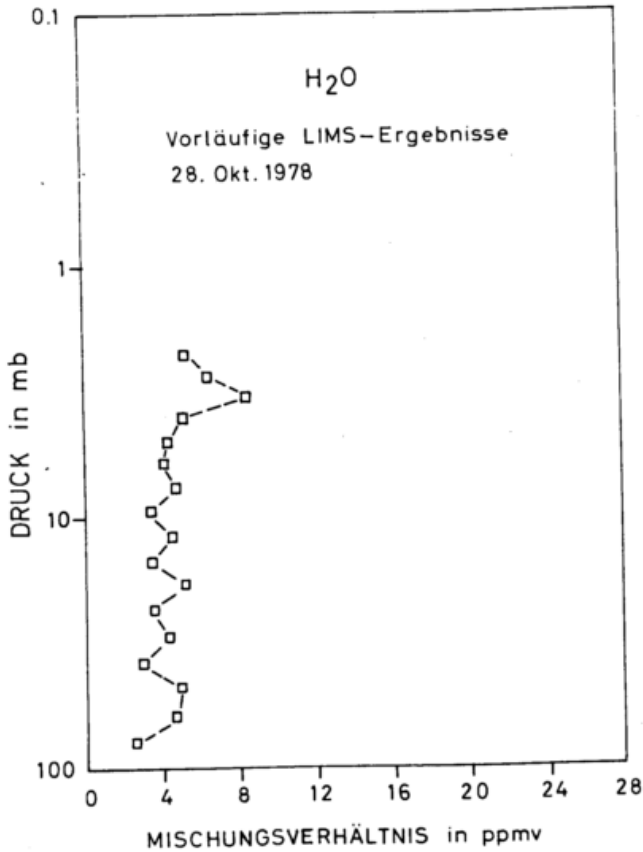


Abb. 2: Wasserdampfprofil aus LIMS-Messungen vom 28. Oktober 1978 (J.C.Gille et al. 1979)

Künftig zu erwartende hemisphärische Verteilungen des  $\text{H}_2\text{O}$  werden Aussagen über die Quellen und Senken und den Transport in der Stratosphäre ermöglichen. Unser Wissen über den nach oben gerichteten Transport des  $\text{H}_2\text{O}$  durch die Tropopause und die photochemische Entstehung des  $\text{H}_2\text{O}$  in der mittleren Stratosphäre sollte mit dem neuen Datenmaterial signifikant anwachsen.

In Abb. 3 sind zwei  $\text{HNO}_3$ -Profile aus LIMS-Daten für unterschiedliche geographische Breiten wiedergegeben. Bei der Inversion der Strahldichten ist der Einfluß der Chlorfluormethane und in

erster Näherung der des Aerosols auf die atmosphärische Transmission berücksichtigt worden.

Theoretische Erkenntnisse von Wofsy (1978) über die dreidimensionale  $\text{HNO}_3$ -Verteilung sind:

- 1) Am Äquator liegt das Maximum des Vertikalprofils relativ hoch, der Wert des maximalen Mischungsverhältnisses ist vergleichsweise klein.
- 2) Mit zunehmender Breite sinkt das Maximum in der Atmosphäre ab, während sein Betrag zunimmt. Gleichzeitig wächst die Dicke der  $\text{HNO}_3$ -Schicht an.

Die beiden LIMS- $\text{HNO}_3$ -Profile in Abb. 3, die als vorläufige Ergebnisse klassifiziert werden müssen, spiegeln diese Aussagen nur zum Teil wider. Das Maximum liegt bei Fort Churchill im Vergleich zu White Sands tatsächlich in niedrigeren Höhen und auch seine Halbwertsbreite ist größer. Andererseits zeigt sich im Gegensatz zu den Aussagen von Wofsy eine Abnahme des Betrages

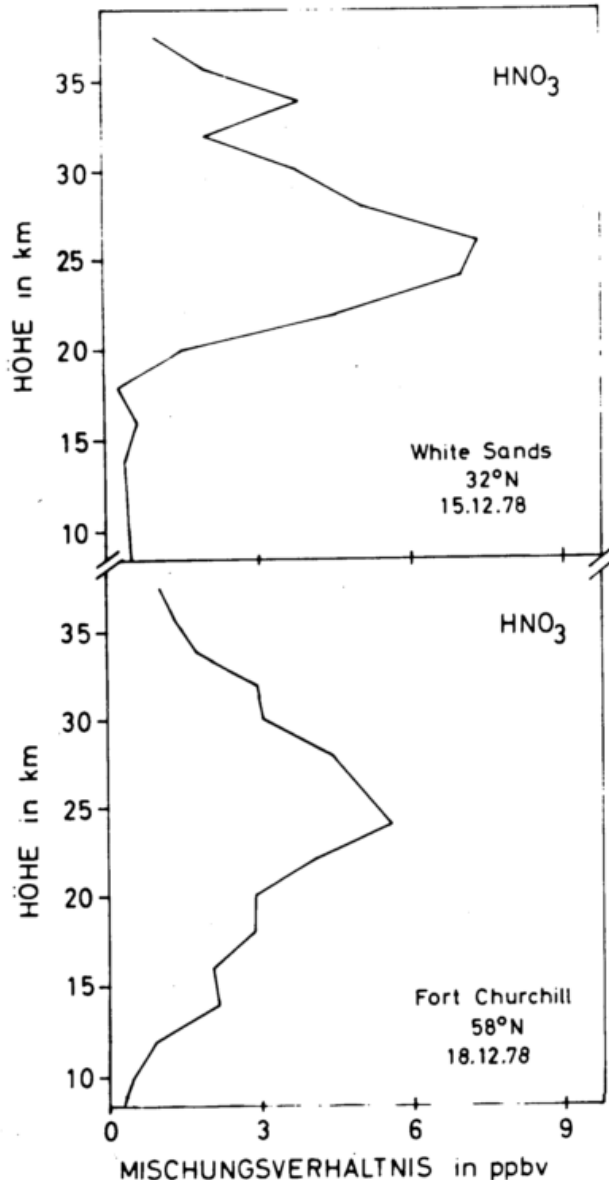


Abb. 3:  $\text{HNO}_3$ -Profile für verschiedene geographische Breiten (Inversionsverfahren siehe Fischer, H., 1978)

des Maximums mit zunehmender Breite. Solche ersten punktuellen Auswertungen können natürlich nicht als statistisch signifikant angesehen werden, so daß daraus noch kein Widerspruch zu den theoretischen Erkenntnissen abgeleitet werden darf. Diese Ergebnisse zeigen jedoch, daß aus LIMS-Daten invertierte  $\text{HNO}_3$ -Profile in bezug auf die Lage des Maximums als auch auf seinen Betrag im Variationsbereich der bisher bekannten Messungen liegen.

Neueste LIMS-Auswertungen hinsichtlich der Variation der  $\text{HNO}_3$ -Profile mit der geographischen Breite haben nun eindeutig die Aussagen von Wofsy bestätigt. Es ist zu erwarten, daß erste hemisphärische Karten zum Zeitpunkt der Tagung vorliegen.

Der starke Einfluß des  $\text{H}_2\text{O}$  im  $\text{NO}_2$ -Kanal wird zwar aufgrund des aktuellen  $\text{H}_2\text{O}$ -Profils korrigiert, jedoch wirken sich Fehler im  $\text{H}_2\text{O}$ -Mischungsverhältnis direkt auf die  $\text{NO}_2$ -Konzentration aus. Trotzdem zeigen erste Ergebnisse für  $\text{NO}_2$ -Profile den erwarteten Verlauf (siehe Abb.4). Der Unterschied im Mischungsverhältnis zwischen Tag- und Nachtprofilen beträgt etwa einen Faktor 2 in Schichten oberhalb von 20 mb und ist bereits deutlich in den Strahlendichteprofilen erkennbar. Die Tageswerte liegen etwas höher in Breiten um  $\pm 60^\circ$ . Künftig zu erwartende globale Karten sollten auch diese Fakten mit Details anreichern.

Die Vertikalprofile für die drei Gase enden teilweise bei etwa 5 mb, weil endgültige verbesserte Transmissionswerte zum Zeitpunkt der Inversion noch nicht verfügbar waren. Die Ausdehnung der Profile bis zu 1 mb wird für alle drei Spurengase angestrebt.

## 5 SCHLUSS

Da bis September 1979 noch keine operationelle Auswertung der LIMS-Daten möglich war, konnte nur ein Eindruck über künftig zu erwartende Ergebnisse vermittelt werden. Eine Fülle von neuen Erkenntnissen - insbesondere hinsichtlich Photochemie und Dynamik der Stratosphäre - sollten sich aus den globalen Spurengasverteilungen ergeben, vor allem dann, wenn auch die Ergebnisse des SAMS-Experimentes auf NIMBUS 7 mit in die Betrachtungen einbezogen werden. Damit werden die vier wichtigsten Gase der Stickoxid-Gruppe, nämlich  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  und  $\text{HNO}_3$  auf globaler Basis zur Verfügung stehen. Modelle der Stratosphäre, die beinhalten, daß die Ozonverteilung bis in eine Höhe von etwa 35 km von Transportprozessen und oberhalb 45 km photochemisch kontrolliert wird, können z.B. überprüft werden.

Es ist anzunehmen, daß bereits auf der Tagung einige hemisphärische Karten für die  $\text{H}_2\text{O}$ - und  $\text{HNO}_3$ -Verteilung vorliegen und auch neuere Erkenntnisse aus diesen LIMS-Messungen präsentiert werden können.

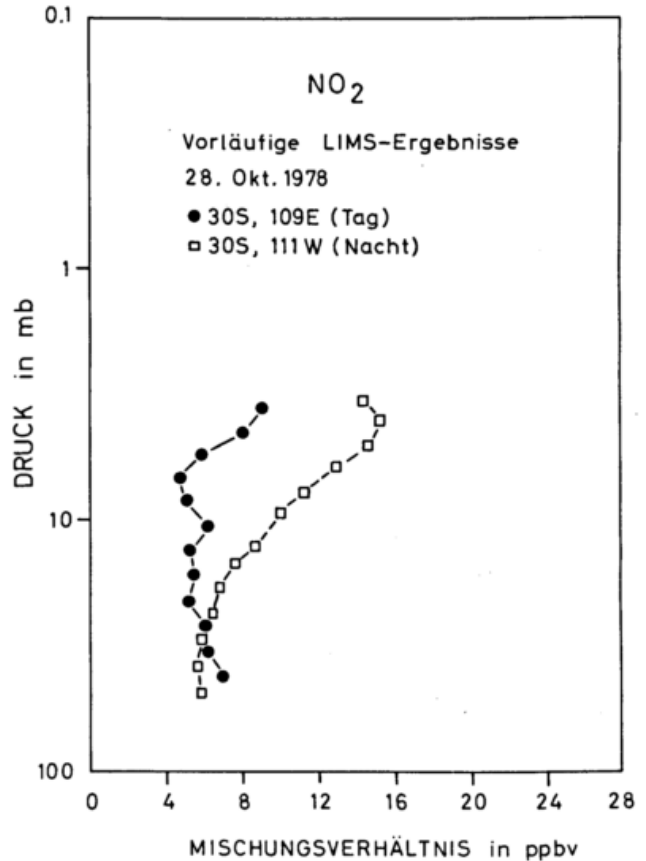


Abb. 4:  $\text{NO}_2$ -Profile aus LIMS-Messungen für den 28. Oktober 1978 (J.C. Gille et al., 1979)

## LITERATUR

- Fischer, H., in: "Remote Sensing of the Atmosphere: Inv. Meth. a. Appl." by A.L. Fymat and V.E. Zuev, Elsevier Scient. Publ. Comp. (1978), S. 137-148
- Gille, J.C.; Bailey, P.L.; Russell, J.M.: Phil. Trans. Roy. Soc., London, Section A (1979) Vol. 2930, S. 205-218
- Gille, J.C.; House, F.B.: J. Atm. Sc. (1971) Vol. 28, S. 1427-1442
- Harries, J.E.: Rev. Geoph. Sp. Phys. (1976) Vol. 14, Nr. 4, S. 565
- Quiroz, R.S., in: "Remote Sounding of the Atmosphere from Space" by H.J. Bolle, Pergamon Press (1979)
- Russell, J.M.; Gille, J.C.: NIMBUS 7 User's Guide, NASA GSFC, Aug. 1978
- Wofsy, S.C.: J. Geoph. Res. (1978) Vol. 83, S. 364

ABSORPTIONSEIGENSCHAFTEN ATMOSPHERISCHER AEROSOLTEILCHEN UND WOLKENELEMENTE IM SOLAREN SPEKTRALBEREICH

DLUGI, R.<sup>+</sup>, SCHNATZ, G.<sup>++</sup>

<sup>+</sup>Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, IAF 1, Karlsruhe

<sup>++</sup>Battelle-Institut e.V., Frankfurt/M.

Es werden Absorptionskoeffizienten atmosphärischer Aerosolteilchenproben durch Transmissionsmessungen in einer integrierenden Kugel ermittelt und mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Die Größe der Absorptionskoeffizienten von Proben aus verschiedenen anthropogen beeinflussten geographischen Regionen lassen sich durch die Anzahl und Größenverteilung der Rußteilchen interpretieren. Der Absorptionsindex für Teilchen kleiner  $1 \mu\text{m}$  (Radius) und nichtaktivierte Partikel ist größer als 0.01 bzw. 0.04 und stark abhängig von den Luftmassen.

## 1 EINFÜHRUNG

Die in die Atmosphäre gelangten Aerosolteilchen natürlichen und anthropogenen Ursprungs streuen und absorbieren das einfallende Sonnenlicht. Durch diese Prozesse wird die planetarische Albedo verändert und es kommt zu einer lokalen Erwärmung der bodennahen Luftschichten. Vor allem anthropogen erzeugte Rußteilchen und auf natürlichem Wege entstandene mineralische Stäube (z.B. Saharastaub) dürften zu den Erwärmungsraten am meisten beitragen. Numerische Modellrechnungen zeigen, daß neben der räumlichen Konzentrationsverteilung und der Größe der Partikel vor allem der mittlere komplexe Brechungsindex  $\hat{n} = \bar{n} - i\bar{k}$  ( $\bar{n}$  = mittlerer Realteil,  $\bar{k}$  = mittlerer Imaginärteil bzw. Absorptionsindex) die Albedoänderung und die Erwärmungsraten bestimmen. Treten die absorbierenden Teilchen innerhalb von Wolken als Kondensationskerne oder auch als nichtaktivierte Teilchen auf, so kann z.B. die Wolkenalbedo verändert werden (Ackerman u. Baker, 1977; Grassl 1978). Nach Untersuchungen von Grassl (1978) dominiert die Absorption durch Aerosolteilchen in Wolken im Wellenlängenbereich  $0,3 - 1,5 \mu\text{m}$  und ist im wesentlichen nur von der Größenverteilung, dem Absorptionsindex  $\bar{k}$  und dem Verhältnis von Wassermasse zu Aerosolmasse abhängig. Einen Einfluß könnte auch das Verhältnis der Anzahl von aktivierten zu nichtaktivierten Teilchen haben. Dies dürfte dann wichtig sein, wenn z.B. die nichtaktivierten Partikel stark absorbieren und eine Größenverteilung besitzen, für die der Absorptionskoeffizient  $\sigma_A$  im betrachteten Spektralbereich maximal wird.

## 2 ANALYSENMETHODEN

Die optischen Eigenschaften von Aerosolteilchen werden durch die Größenverteilung, den komplexen Brechungsindex  $\hat{n}$  und die Form der Teilchen gegeben. Der mittlere Realteil  $\bar{n}$  von Partikelproben ist u.a. von Hänel (1976) bestimmt worden. Der Absorptionsindex  $\bar{k}$  läßt sich näherungsweise aus Messungen des Absorptionskoeffizienten  $\sigma_A$  berechnen. Der Wert von  $\bar{k}$  stellt in der Regel für anthropogen beeinflusste Proben, die vorwiegend Teilchen mit  $r < 1 \mu\text{m}$  ( $r$  = Teilchenradius) enthalten, einen Minimalwert dar (Dlugi, 1979).

Zur experimentellen Bestimmung von  $\sigma_A$  an Partikelproben werden folgende Methoden angewendet:

- Messung mit Hilfe einer integrierenden Kugel nach der Kubelka-Munk-Methode (Lindberg u. Laude, 1974)
- Messung mit integrierender Kugel unter Anwendung einer Transmissionstechnik (Fischer 1973; Andre, Dlugi u. Schnatz, 1979)
- Messung mit einer diffus streuenden Glasplatte als Integrator für das Streulicht (Weiss et al., 1979).

Der Mittelwert von  $\bar{k}$  wird nach folgender Beziehung aus den gemessenen Werten für  $\sigma_A$  bestimmt:

$$\sigma_A = 12\pi / (\bar{n}^2 + 2) \cdot \lambda \cdot (\bar{k} / \bar{S}) (M/V) \quad (1)$$

( $\bar{S}$  = mittlere Materialdichte der Probe,  $M$  = Probenmasse,  $V$  = Probenvolumen,  $\bar{n} = 1,55$ )

### 3 ERGEBNISSE

#### 3.1 Der Absorptionskoeffizient

Die Absorptionskoeffizienten von Aerosolteilchenproben aus verschiedenen Regionen der Erde unterscheiden sich stark voneinander (Abb. 1)

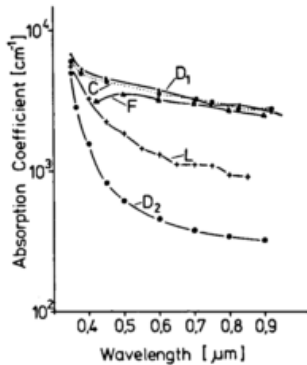


Abb. 1 Vergleich des Absorptionskoeffizienten  $\sigma_A$  kleiner ( $D_1$ ,  $< 1 \mu\text{m}$ ) und großer ( $D_2$ ,  $> 1 \mu\text{m}$ ) Teilchen von der Station des UBA in Deuselbach mit dem Ergebnis einer MIE-Rechnung (C). Ferner ist die Probe "Mainz" (Fischer, 1973) und eine Probe (L) von Lindberg und Laude (1974) gezeigt.

Am höchsten ( $> 4 \cdot 10^3 \text{cm}^{-1}$ ) sind die Werte für anthropogen beeinflusste Gebiete aufgrund des Rußgehaltes in den Proben (Probe  $D_1$  ca. 2% Ruß). Nimmt der Rußgehalt ab, so sinken auch die  $\sigma_A$ -Werte. Für mineralische Stäube aus Wüstenregionen (L) können aufgrund ihres Eisenoxidgehaltes auch noch Werte größer  $10^3 \text{cm}^{-1}$  erhalten werden. Die Absorptionskoeffizienten für Partikel mit  $r > 1 \mu\text{m}$  ( $D_2$ ), bei denen in den untersuchten Fällen im wesentlichen Kohlekraftwerksstäube den  $\sigma_A$ -Wert bestimmen, nehmen nur für Wellenlängen  $\lambda > 0.45 \mu\text{m}$  Werte größer als  $10^3 \text{cm}^{-1}$  an. Es ist bemerkenswert, daß viele Werte aus Deuselbach höher sind, als Werte (z.B. F), die Fischer (1973) in Mainz bestimmt hat. Die Abnahme von  $\sigma_A$  für die Probe F gegenüber  $D_1$  für  $\lambda < 0.5 \mu\text{m}$  zeigt, daß Partikel mit  $r < 0.4 \mu\text{m}$  aufgrund der Betriebsweise der verwendeten Sammelapparatur nicht vollständig in F enthalten sind. Da Rußteilchen in der Atmosphäre in der Regel Radien kleiner  $0.4 \mu\text{m}$  besitzen, sind diese Partikel in der Probe  $D_1$  stärker vertreten als in der Probe F. Die Annahme, Rußteilchen seien die hauptsächlich absorbierenden Bestandteile, wird durch die gute Übereinstimmung der gemessenen  $\sigma_A(\lambda)$  Werte ( $D_1$ ) mit einer Modellrechnung gerechtfertigt, wobei die Größenverteilung der Rußpartikel experimentell ermittelt wurde.

#### 3.2 Der Absorptionsindex

Der mittlere Absorptionsindex  $\bar{k}$  für unterschiedliche Teilchengrößen ist aufgrund der Anreicherung stark absorbierenden Materials im 'accumulation-mode' verschieden. Deshalb erhält man die höchsten  $\bar{k}$ -Werte für Teilchen mit  $r < 1 \mu\text{m}$  (Abb. 2, 1a - 4a).

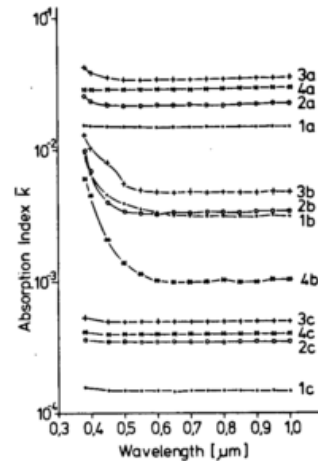


Abb. 2 Mittlerer Absorptionsindex  $\bar{k}(\lambda)$  kleiner (a) und großer (b) Teilchen sowie Regenwasserrückstände (c) für vier verschiedene Sammelperioden in Deuselbach.

Es folgen die Werte für Teilchen größer  $1 \mu\text{m}$  (1b - 4b) und Regenwasserrückstände (1c - 4c). Für nichtaktivierte Teilchen (Abb. 3, 6 - 8) berechnet man höhere Werte als für Wolkenwasserrückstände (5) (Andre, Dlugi u. Schnatz, 1979).

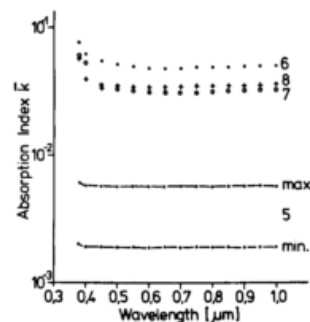


Abb. 3 Werte des Absorptionsindex für Wolkenwasserrückstände (5) und nichtaktivierte Teilchen (6 - 8)

Man erkennt deutlich einen Anstieg der  $\bar{k}$ -Werte kleiner Teilchen von Situationen mit geringem anthropogenen Einfluß am Sammelort (Abb. 2, 1a; Abb. 4, No. 1 - 5) zu Situationen mit einem stärkeren Einfluß durch das Rhein-Main Gebiet oder das Saarländische Industrie-

gebiet (Abb. 2, 3a, 4a; Abb. 4, No. 6, 13 - 18). Auch die Werte für Teilchen größer 1  $\mu\text{m}$  sind abhängig von den verschiedenen Luftmassen.

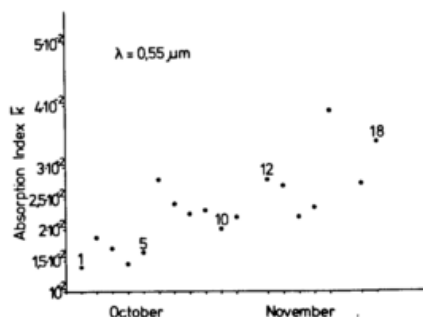


Abb. 4 Der Einfluß verschiedener Luftmassen auf die  $k$ -Werte in Deuselbach 1975 (Periode I, No. 1-5; II, No. 6-11; III, No. 12-16; IV, No. 17-18).

Die  $\bar{k}$ -Werte für nichtaktivierte Teilchen, die beim Kondensationsprozeß nicht zu Wolken- oder Nebeltropfen anwachsen, liegen noch über denen kleiner Partikel (1a - 4a). Die Probenanalysen und Modellrechnungen zeigen, daß auch für nichtaktivierte Teilchen, der Absorptionsindex durch den Volumenanteil Ruß in einer Probe erklärt werden kann. Wegen des Einflusses der Größenverteilung auf die Ergebnisse, sind die Werte von  $\bar{k}$  für kleine und nichtaktivierte Teilchen als Minimalwerte anzusehen und um den Faktor 1,2 - 3,5 bzw. 1,5 - 4 niedriger als der "wahre" Wert (Dlugi, 1979).

Die Abb. 5 gibt einen Überblick über  $\bar{k}$ -Werte verschiedener Arbeitsgruppen. Den Daten ist ein mittlerer Volumenanteil an Ruß gegenübergestellt, wie er sich nach einer Mischungsregel ergibt (Hänel u. Dlugi, 1977).

Obwohl die Proben 6 - 8 kaum Ruß, sondern einen erheblichen Anteil an Eisenoxiden ( $k \approx 0.06$ ) enthalten, läßt sich zeigen, daß schon ein Rußanteil von ca. 2% einen Wert  $\bar{k} \approx 0.01$  ergibt. Da sowohl für urbane als auch ländliche Regionen Europas (Abb. 5; 2, 5, 7) und Nordamerikas (1, 3, 4) hohe Werte gefunden werden, ist der anthropogene Einfluß auf den Strahlungshaushalt nicht auf die unmittelbare Umgebung der Teilchenquellen beschränkt. Das gemessene Verhältnis  $\sigma_A / \sigma_E$  ist z.T. höher, als bisher angenommen wurde. Nach diesen Ergebnissen läßt sich der optische Einfluß einer anthropogen beeinflussten Partikelprobe gut durch eine externe Mischung leicht wasserlöslicher und wasserunlöslicher stark absorbierender Teilchen beschreiben.

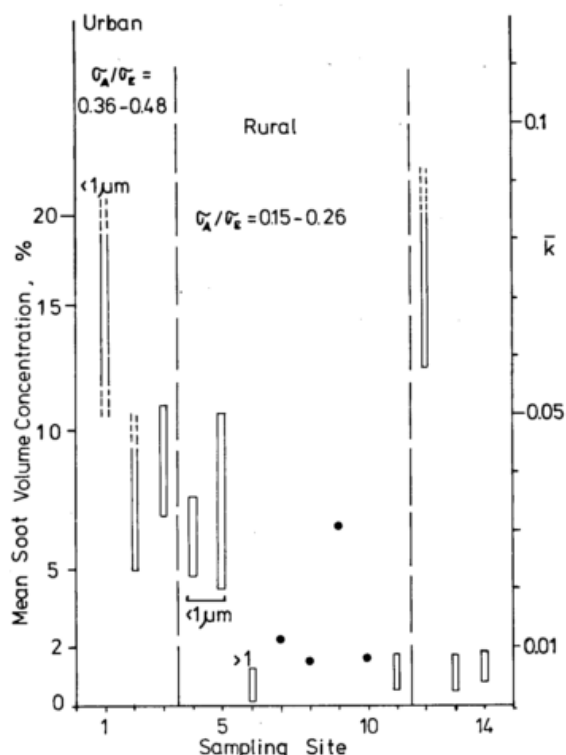


Abb. 5 Mittelwerte des Absorptionsindex für kleine (1, 4, 5), große (6) und nichtaktivierte (12) Teilchen, sowie Werte für Teilchengrößen 0.4 - 10  $\mu\text{m}$  (2, 3, 7 - 11), Wolkenwasser- (13) und Regenwasserrückstände (14) aus den Literaturstellen 2 - 4, 6, 12 - 14. Volumenanteil Ruß berechnet nach Hänel u. Dlugi (1977).

Dann bestimmt der Rußgehalt die Größe von  $\sigma_A$  und der Sulfatanteil den Wert des Streukoeffizienten. Bei gleicher Ausgangsgrößenverteilung und maximaler Übersättigung ist die Zahl der aktivierten Partikel noch stark von der Masse des wasserlöslichen Anteils und der chemischen Zusammensetzung abhängig (Hänel u. Lehmann, 1980). Daher kann ohne eine weitere detaillierte physicochemische Untersuchung der verschiedenen Partikelgrößenklassen noch keine quantitative Vorhersage der optischen Eigenschaften einzelner Teilchenarten in Wolken gemacht werden.

LITERATUR

- Ackerman, T., and M.B. Baker, 1977:  
Shortwave radiative effects of  
inactivated aerosol particles in  
clouds.  
J. Appl. Meteor., 16, 63.
- Andre, K., R. Dlugi und G. Schnatz, 1979:  
New results on the Absorption of  
visible radiation by atmospheric  
aerosol particles, fog and cloud  
water residues.  
Eingereicht bei J. Atm. Sci.
- Carlson, T.N. and R.S. Caverly, 1977:  
Radiative characteristics of Sahara  
dusts at solar wavelengths.  
J. Geoph. Res., 82, 3141
- Chin-I-Lin, M. Baker and R.J. Charlson,  
1973:  
Absorption coefficients of  
atmospheric aerosols.  
Appl. Opt., 12, 1356.
- Dlugi, R., 1979:  
On the accuracy of the actual  
absorption measurements on atmos-  
pheric aerosols in the solar  
spectrum.  
WMO-Technical Conference, Boulder  
1979.
- Fischer, K., 1973:  
Absorptionskoeffizient natürlicher  
Aerosolteilchen im Wellenlängenbe-  
reich zwischen 0.4 und 2.4  $\mu\text{m}$ .  
Contr. Atm. Phys., 46, 89.
- Grassl, H., 1978:  
Strahlung in getrübbten Atmosphären  
und in Wolken.  
Hamburger Geoph. Einzelschr.,  
Wiss. Abh. Heft 37.
- Hänel, G., 1976: The properties of  
atmospheric aerosol particles as  
functions of the relative humidity  
at thermodynamic equilibrium with  
the surrounding moist air.  
Adv. in Geophy., 19, 73.
- Hänel, G. and R. Dlugi, 1977:  
Approximation for the absorption  
coefficient of airborne atmospheric  
aerosol particles in terms of  
measurable bulk properties.  
Tellus, 29, 75.
- Hänel, G. und M. Lehmann, 1980:  
Vortrag auf der Deutschen Meteorolo-  
gen Tagung, Berlin.
- Lindberg, J.D. and L.S. Laude, 1974:  
Measurement of the absorption  
coefficient of atmospheric dust.  
Appl. Opt., 13, 1923.
- Volz, F., 1972:  
Infrared absorption by atmospheric  
aerosol substances.  
J. Geophys. Res., 77, 1017.
- Weiss, R. E. et al., 1978:  
Studies of the optical, physical  
and chemical properties of light  
absorbing aerosols.  
Proc. of Conf. on Carbonaceous Parti-  
cles in the Atmosphere, CONF-7803101,  
UC-11.
- Zuev, V., et al, 1973:  
Recent results from studies of at-  
mospheric aerosols.  
Izv. Atm. Ocean. Phys., 9, 371.

AEROSOLTEILCHEN UND RELATIVE FEUCHTE:  
NEUE MESSERGESBENISSE UND METEOROLOGISCHE KONSEQUENZEN

Gottfried Hänel und Michael Lehmann

Institut für Meteorologie und Geophysik  
J.W. Goethe-Universität, Frankfurt/Main

Der Einfluß der chemischen Zusammensetzung atmosphärischer Aerosolteilchen auf die Feuchteabhängigkeit des Teilchenradius, der Normsichtweite und der Sedimentationsgeschwindigkeit wird diskutiert. Weiterhin wird gezeigt, wie sich die chemische Zusammensetzung auf die Anzahl der aktivierten Wolkentropfen auswirkt.

### 1 . EINLEITUNG

Die Schwebeteilchen in der Atmosphäre beeinflussen den Strahlungshaushalt des Systems Erde-Atmosphäre. Aus ihnen entwickeln sich die Wolkenelemente durch Wasserdampfkondensation. Sie wirken über die Wolken indirekt auf das Klima ein.

Ihre physiko-chemischen Eigenschaften sind damit Grundlagen für Klimamodelle. Außerdem beeinflussen die atmosphärischen Aerosolteilchen die Sichtweite, die im Verkehr eine wichtige Rolle spielt. Schließlich gibt es direkte Beziehungen zwischen den physikalisch-chemischen Eigenschaften der Teilchen und den die Teilchengrößenverteilung in der Atmosphäre verändernden Prozessen wie Koagulation und Sedimentation.

In diesen Zusammenhängen müssen die Änderungen der Teilchengrößen mit der relativen Feuchte - Anwachsen bei steigender und Schrumpfen bei sinkender relativer Feuchte - bekannt sein. Aus diesem Grund wurden Messungen (a.) der Gleichgewichtsmassen als Funktionen der relativen Feuchte, (b.) der Konzentration der wasserlöslichen Substanz in der Trockenmasse und (c.) der mittleren Materialdichten im trockenen Zustand an Aerosolteilchenproben aus verschiedenen Klimagebieten gemacht. Mit diesen Daten soll nun versucht werden, eine vorläufige Bilanz zu ziehen.

### 2 ANALYSE DER WASSERLÖSLICHEN SUBSTANZEN

Aus der Beziehung Gleichgewichtsmasse - relative Feuchte wurden die wichtigsten wasserlöslichen Substanzen in den Aerosolteilchen-Proben ermittelt. Es sind dies:  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{NaNO}_3$ ,  $\text{NH}_4\text{NO}_3$ ,

$\text{H}_2\text{SO}_4$ , Seesalz und  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ . Von ihnen bilden im allgemeinen jeweils zwei bis drei den Hauptbestandteil der wasserlöslichen Komponente. Ihre Anteile sind variabel zwischen ca. 10 und ca. 90%. In maritimen Teilchen kann Seesalz allein die dominierende wasserlösliche Substanz sein (Hänel und Lehmann 1980). Diese halbquantitative-Analyse wurde ermöglicht durch Anwendung einer analytischen Formel für die Wasseraufnahme durch Salzgemische (Hänel und Zankl 1979).

### 3 TEILCHENRADIUS r UND RELATIVE FEUCHTE f

In Abb. 1 sind die r-f-Beziehungen für die am stärksten und am schwächsten anwachsenden Teilchen gegeben. Im Feuchtebereich 0.6 - 0.9 treten Unterschiede vom Faktor 1.5 auf. Bei Wasserdampfsättigung  $f=1$  sind die entsprechenden  $r/r_0$ -Werte ( $r_0$ = Trockenradius) gleich 29.0 und 16.8 für maritime und kontinentale Teilchen. Außerdem bemerkenswert sind die unterschiedlichen Hysteresiseffekte. Im Bereich großer relativer Feuchten 0.75 (0.85)-0.999 gilt in allen Fällen folgende Näherung mit Korrelationskoeffizienten größer als 0.99:  $r/r_0 = a (1-f)^{-b}$ . (1)

Für a und b ( $r_0 \geq 10\mu\text{m}$ ) ergeben sich folgende Bereiche:  $0.688 \leq a \leq 1.235$ ,  $0.265 \leq b \leq 0.346$ . Mittelwerte und Standardabweichungen sind  $a = 0.853 \pm 0.142$  und  $b = 0.313 \pm 0.018$ . Bemerkenswert ist hier die geringe Standardabweichung der b-Werte, weswegen die obige Formel eine wesentliche Verbesserung gegenüber einem früheren Ansatz darstellt.

4 NORMSICHTWEITE  $V_S(f)$

Die obige Näherungsformel ist wichtig für die Feuchteabhängigkeit der Normsichtweite innerhalb einer Luftmasse, die bei vernachlässigbarer Molekülstreuung folgendermaßen formuliert werden kann:

$$V_S(f_1)/V_S(f_2) = \left[ \frac{(1-f_1)}{(1-f_2)} \right]^{2\epsilon^*} \quad (2)$$

mit  $\epsilon^* \approx b \pm 10\%$ .

Es gibt folgenden Zusammenhang zwischen den Aerosoltypen und  $2\epsilon^*$ :

Aerosolteilchen in stark verschmutzter Luft:  $2\epsilon^* = 0.72 \pm 0.03$

Maritime Aerosolteilchen (mit und ohne Saharastaub):  $2\epsilon^* = 0.53 \pm 0.04$

Alle anderen Aerosoltypen:  $2\epsilon^* \approx 2b = 0.63 \pm 0.02$ .

5 SEDIMENTATIONSGESCHWINDIGKEIT  $u_1(f)$

In Abb. 2 sind für dieselben Aerosoltypen wie in Abb. 1 die feuchteabhängigen Sedimentationsgeschwindigkeiten aufgetragen. Hier liegen die maximalen Unterschiede im Feuchtebereich 0.6-0.9 etwa bei einem Faktor 2. Bei  $f = 1$  und  $r_0 = 1 \mu\text{m}$  ist für maritime Teilchen  $u_1 = 11.9 \text{ cm/sec}$  und für die kontinentalen  $u_1 = 3.3 \text{ cm/sec}$ .

6 ANTEIL DER AKTIVIERTEN WOLKENTROPFEN AN DER GESAMTZAHL DER WOLKENTEILCHEN  $n_A^*$

Die aktivierten Wolkentropfen sind im thermodynamischen Ungleichgewicht und wachsen durch Wasserdampfkondensation an. Ihre Größe und Anzahl sind bedeutsam für die nach der Kondensationsphase einsetzenden Prozesse der Niederschlagsbildung. Die Einflüsse der maximalen Übersättigung  $S$  in der Wolke und der chemischen Zusammensetzung der Aerosolteilchen auf  $n_A^*$  lassen sich mit einfachen und dennoch hinreichend genauen Näherungen berechnen (Hänel und Lehmann 1980). Eine besonders einfache Formel kann angegeben werden, wenn die Größenverteilung der Aerosolteilchen vor der Wolkenbildung eine Potenzfunktion mit dem Exponenten  $c$  ist. Es gilt dann bei gleicher Ausgangsverteilung für die Fälle "1" und "2"

$$\frac{n_{A1}^*}{n_{A2}^*} = \left( \frac{\eta_1^0 \rho_{01}}{\eta_2^0 \rho_{02}} \right)^{c/3} \left( \frac{S_1}{S_2} \right)^{2c/3} \quad (3)$$

$\eta^0$  = exponentieller Massenzuwachskoeffizient der Aerosolteilchen bei "unendlicher" Verdünnung (=Funktion der chem. Zusammensetzung)  $\rho_0$  = mittlere Materialdichte der Teilchen im trockenen Zustand. Durch den ersten Term in dieser Gleichung wird der Einfluß der chemischen Zusammensetzung der Teilchen be-

schrieben. Aus unseren Messungen folgt, daß die  $\eta^0 \rho_0$ -Werte im Bereich 0.21-1.30  $\text{g/cm}^3$  liegen. Bei  $c = 3$  beeinflusst also die chemische Zusammensetzung der Aerosolteilchen die Anzahl der aktivierten Wolkentropfen bei sonst gleichen Verhältnissen mindestens um den Faktor 6.2. Dieses Ergebnis ist wichtig, weil man bisher den Einfluß der chemischen Zusammensetzung der Aerosolteilchen auf die Wolkenbildung als äußerst gering einschätzte.

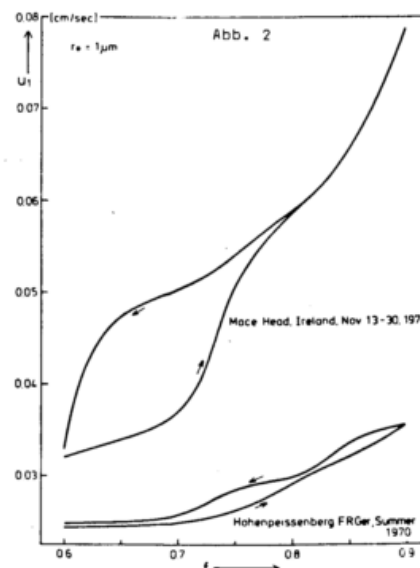
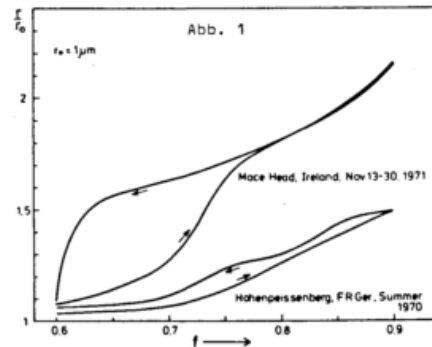
7 ZUSAMMENFASSUNG

Der Einfluß der chemischen Zusammensetzung auf die oben genannten Parameter darf also nicht vernachlässigt werden. Es ist bemerkenswert, daß er am größten bei den größten relativen Feuchten ist.

LITERATUR

Hänel, G., und B. Zankl (1979). Aerosol size and relative humidity: Water uptake by mixtures of salts. *Tellus* 31, im Druck

Hänel, G. und M. Lehmann (1980). Aerosol particles and relative humidity: New results and meteorological consequences. *JAS*, zur Veröffentlichung eingereicht.



## DER AEROSOLTEILCHENEINFLUSS AUF OPTISCHE EIGENSCHAFTEN VON WOLKEN UND DIE GLOBALE ALBEDO

HARTMUT GRASSL

Max-Planck-Institut für Meteorologie

### ZUSAMMENFASSUNG

Aerosolteilchen beeinflussen die Albedo der Erde in klaren und bewölkten Gebieten. Innerhalb von Wolken tragen sie zu integralen Parametern wie Albedo, Transmission und Absorption der Wolke, sowie lokalen Parametern wie Erwärmungs- und Abkühlungsraten erstens durch ihre eigenen optischen Eigenschaften und zweitens durch ihren Einfluß auf die Mikrophysik der Wolken bei. Reaktionen auf eine Änderung 1) der Aerosolteilchenkonzentration und 2) ihrer Absorptionseigenschaften werden für den solaren und den terrestrischen Strahlungsbereich vorgestellt. Zwei Hauptergebnisse lauten: 1.) Je trüber die Atmosphäre um so besser reflektierend sind die darin entstehenden dünnen Wolken, sogar wenn gleichzeitig der Massenabsorptionskoeffizient der Teilchen zunimmt. Die großen Veränderungen integraler Parameter im solaren Bereich treten im terrestrischen nicht auf, so daß die übliche Kompensation beider Spektralbereiche nicht auftritt und eine Strahlungsbilanzänderung am Außenrand der Atmosphäre durch Änderung der Trübung eintreten kann.

### 1 EINLEITUNG

Die Veränderung des Strahlungsfeldes der Atmosphäre durch Aerosolteilchen in wolkenfreien Gebieten sind schon länger sehr ausführlich im solaren und etwas weniger intensiv im terrestrischen Spektralbereich untersucht worden. Das Hauptergebnis im solaren Spektralbereich lautet: Mit wachsendem Verhältnis von Absorptionskoeffizient zu Rückstreuoeffizient der Aerosolteilchen wird der Wechsel von einer Erhöhung der Systemalbedo (System = Erdoberfläche + Atmosphäre) zu einer Erniedrigung aufgrund einer Teilchenzahlerhöhung bei immer höheren Werten der Oberflächenalbedo erfolgen (siehe YAMAMOTO und TANAKA, 1972; ESCHELBACH, 1973; GRASSL, 1978 und KELLOGG, 1978), d.h. je stärker Aerosolteilchen bei gleichbleibender Größenverteilung absorbieren, um so größer werden die Gebiete, in denen die Systemalbedo durch Hinzufügen von Aerosolteilchen verkleinert wird und damit das System Energie aus dem solaren Bereich gewinnt. Gemessene Größenverteilungen und Absorptionskoeffizienten machen eine Erhöhung der Albedo oder Energieverlust über Gebieten mit niedriger Oberflächenalbedo wie Ozean und Wäldern wahrscheinlich, wenn Aerosolteilchen hinzugefügt werden. Die Berücksichtigung der Aerosolteilchen im terrestrischen Spektralbereich d.h. Berechnung ihres Beitrages zum Glashauseffekt, zeigt recht geringen Einfluß. Beziehen wir den Beitrag in eine Rechnung der Strahlungsbilanz am Außenrand der Atmosphäre mit ein, so muß die für den solaren Bereich allein geltende Gleichgewichtslinie zwischen Gewinn und Verlust etwas zu niedrigeren Werten der Oberflächenalbedo verschoben werden (siehe dazu Abb. 13.3 in KELLOGG, 1978). In bewölkten Gebieten wirken die Aerosolteilchen auf zweifache Weise: Zunächst wird die Mikrophysik der Wolken von der Konzentration, Löslichkeit und Größe der Teilchen beeinflusst und daneben werden die optischen Eigenschaften der Teilchen selbst weiterhin wirksam sein.

Die Beeinflussung der Mikrophysik der Wolken durch Aerosolteilchen führt zu einer Abhängigkeit 1) des Niederschlagsverhaltens von Wolken - was hier nicht weiter erörtert werden soll - und 2.) der optischen Parameter der Wolken von den Teilcheneigenschaften. Dieser Punkt stellt das zentrale Ziel dieser Arbeit dar und soll über die Arbeiten von TWOMEY (1974,1978) und GRASSL (1975,1978,1979) hinausführen. Besonders wird dabei auf die Effekte im terrestrischen Strahlungsbereich geachtet, denn außer einer ersten Schätzung durch TWOMEY (1978) ist dem Autor bisher darüber nichts bekannt geworden.

### ABKÜHLUNGS- UND ERWÄRMUNGSRATEN ALS FUNKTION DER TRÖPFCHENGRÖSSENVERTEILUNG

Details der verwendeten Rechenmethode der Strahlungsübertragung (Matrix-Operator-Theorie) sind bereits in PLASS u.a. (1973) und GRASSL (1978) beschrieben. Daher werden hier nur Ergebnisse diskutiert. Die Divergenz des Strahlungsflusses oder die Quellen und Senken von Strahlungsenergie sind in den gezeigten Abbildungen bereits in Abkühlungs- oder Erwärmungsraten umgerechnet unter der Annahme, daß jeder Gewinn oder Verlust für das Strahlungsfeld nur zu einer Temperaturerniedrigung oder -erhöhung führt. Da die mittlere Tröpfchengröße bei fixierten Zirkulationsbedingungen eine Funktion der Aerosolteilchenzahl ist, soll zunächst die Variation der Strahlungsflußdivergenz mit den analytisch vorgegebenen Größenverteilungen gezeigt werden, um den möglichen Aerosolteilcheneinfluß einzugrenzen. Später wird dann die Realitätsbezogenheit durch Vergleich gemessener und analytischer Verteilungen klar werden. In Abb. 1 sind die Abkühlungsraten für den terrestrischen Strahlungsbereich von 4-200  $\mu\text{m}$  Wellenlänge für eine 500 m mächtige planparallele aber vertikal inhomogene Stratuswolke eingebettet in einer Standard-Atmosphäre darge-

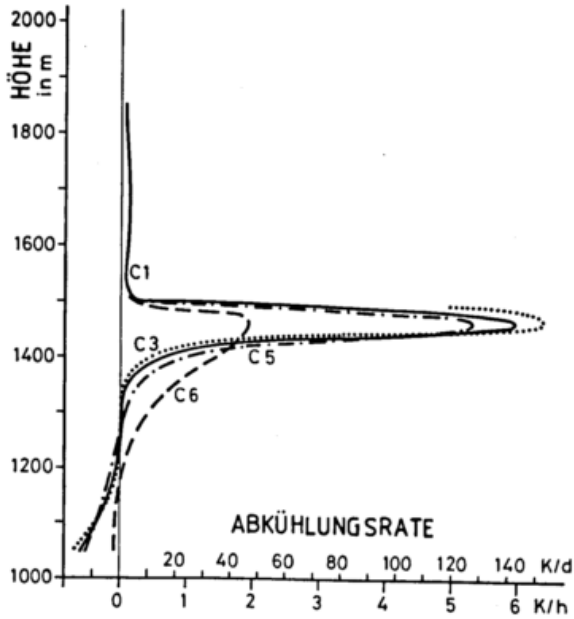


Abb. 1: Abkühlungsrate im terrestrischen Spektralbereich (4-200  $\mu\text{m}$ ) für eine vertikal inhomogene Stratuswolke in 1000-1500 m Höhe mit  $0.2 \text{ gm}^{-3}$  mittl. Flüssigwassergehalt, eingebettet in die US-Standard Atmosphäre, aber mit 3K Temperaturinversion von 1500-1700 m. Der Scharparameter ist die Tröpfchengrößenverteilung (von C6 für wenige große Tröpfchen in maritimen Reinluftgebieten bis zu C3 mit vielen kleinen Tropfen in verschmutzten Gebieten).

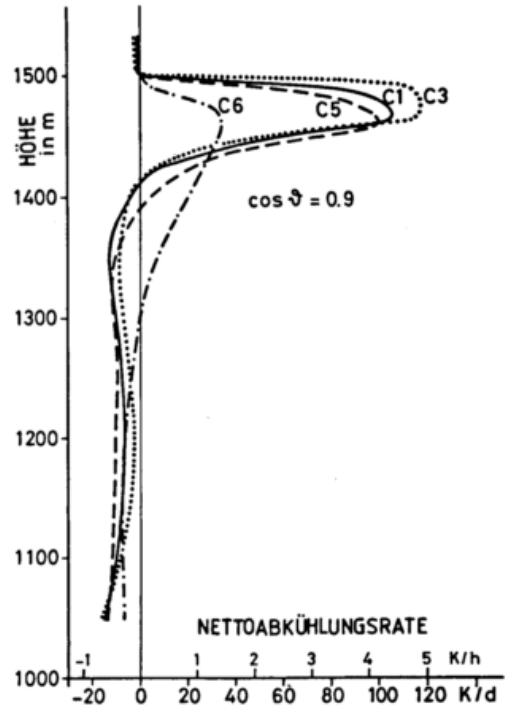


Abb. 2: Nettoabkühlungsrate für die Summe der beiden Spektralbereiche von 0.3-200  $\mu\text{m}$  in der Stratuswolke wie in Abb. 1. Man beachte die Dominanz des langwelligen Spektralbereiches trotz hochstehender Sonne ( $\cos \theta = 0.9$ ,  $\theta = \text{Zenitdistanz}$ ). Die Wolkentröpfchen wurden als reine Wassertröpfchen angenommen. Der Einfluß absorbierender Aerosolteilchen wurde schon ausführlicher in GRASSL (1978) diskutiert.

stellt: Je kleiner der mittlere Radius  $\bar{r}$  der Wolkentröpfchen ist ( $\bar{r}(C3) = 2 \mu\text{m}$  bis  $\bar{r}(C6) = 20 \mu\text{m}$ ), um so größer wird die maximale Abkühlungsrate und um so höher in der Wolke liegt dieses Maximum. Die destabilisierende Wirkung der langwelligen Strahlung wird also mit abnehmender Tröpfchengröße bei fixiertem Flüssigwassergehalt immer weiter in die oberste Schicht gedrängt und in dieser stärker. Die Stärke der Erwärmungsraten im solaren Strahlungsbereich (siehe dazu STEPHENS, 1978 ; STEPHENS, PALTRIDGE und PLATT, 1978 und GRASSL 1978) erreichen die Abkühlungsrate im terrestrischen Bereich, wie Abb. 2 zeigt, in den oberen Wolkenschichten keineswegs, selbst wenn, wie gezeigt, die Sonne sehr hoch steht ( $\cos \theta = 0.9$ ,  $\theta = \text{Zenitwinkel der Sonne}$ ), und aber auch dann nicht, wenn die zusätzliche Absorption durch Aerosole berücksichtigt wäre. Letzteres führte im Maximum zu etwa einer Verdoppelung der Erwärmungsraten im solaren Strahlungsbereich. Die entsprechenden Änderungen integraler solarer Wolkenparameter wie Albedo, Transmission, Absorption (bei Konstanz des Flüssigwassergehaltes) seien hier nur grob

skizziert. Die Albedo wächst bei absinkendem mittlerem Tröpfchenradius, die Transmission wird kleiner, und die Absorption bleibt beinahe konstant.

ALBEDOÄNDERUNG IN SYSTEMEN MIT WOLKEN ALS FUNKTION DER AEROSOLTEILCHENZAHL. Diese den Abhandlungen in TWOMEY (1978) und GRASSL (1975, 1978, 1979) ähnlichen Betrachtungen werden hier nur durch Vergleich mit gemessenen Größenverteilungen der Wolkentröpfchen ergänzt und, was den Einfluß der Streufunktion betrifft, verbessert. Die bisherigen Betrachtungen gingen von der einfachen Relation für das Verhältnis der optischen Dicken zweier Wolken gleichen Flüssigwassergehaltes aber unterschiedlicher Größenverteilung aus,

$$\tau_i / \tau_j = \left( \frac{N_{ai}}{N_{aj}} \right) 0.267$$

wobei  $N_a$  die Zahl der Aerosolteilchen darstellt. Zur Ableitung dieser einfachen Relation wird

der Unterschied zwischen

$$r_{rms} = \left( \frac{\int_{r_1}^{r_2} n(r) r^2 dr}{\int_{r_1}^{r_2} n(r) dr} \right)^{1/2} \text{ und}$$

$$r_v = \frac{\int_{r_1}^{r_2} n(r) r^3 dr}{\int_{r_1}^{r_2} n(r) dr} \text{ vernachlässigt}$$

und außerdem der mittlere relative Extinktionsquerschnitt  $Q_{ext} = 2$  gesetzt,  $n(r)$  ist die Aerosolgrößenverteilung mit Grenzzradien  $r_1$  und  $r_2$ . Trotzdem ist dies für schmale Tröpfchengrößenverteilungen eine gute Näherung. Die  $\tau_i/\tau_j$  Werte weichen für gemessene schmale Verteilungen um weniger als 5% vom exakten Wert ab. Für gemessene Bodennebel allerdings (GARLAND, 1971) mit sehr breiten Verteilungen ist die Näherung so grob, daß die obige Relation verworfen werden muß.  $r_{rms}$  und  $\tau_i/\tau_j$  für die analytischen Verteilungen C1 und C5 (DEIRMENDJIAN, 1969, 1975) stimmen hervorragend mit Messungen an kontinentalen (C1) und maritimen Cumuli (C5) überein, so daß in Abb. 3 Albedoänderungen beim

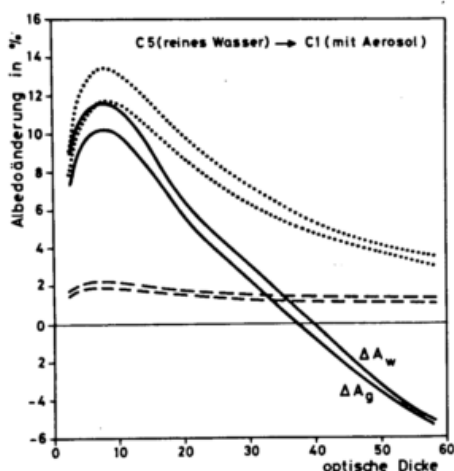


Abb. 3: Albedoänderung  $\Delta A_w$  einer Wolke und des Gesamtsystems  $\Delta A_g$  beim Übergang von Tröpfchengrößenverteilung C5 zu C1 mit Darstellung der Einzelbeiträge als Funktion der optischen Dicke der Wolke C5. Die gestrichelte Kurve gibt den Beitrag durch Änderungen des Asymmetriefaktors  $g$ , und die gepunktete Kurve den für Änderungen der optischen Dicke allein.

Übergang von C5 in C1 als für diesen Übergang repräsentativ gezeigt werden. Die auch in Einzelanteile aufgespalteten Albedoänderungen  $\Delta A_w$  der Wolke demonstriert den recht schwachen Einfluß durch Verflachung der Streufunktion. Die Änderung des Asymmetriefaktor  $g$ , der ein Maß für diesen Einfluß ist, bleibt geringer als bisher angenommen (siehe GRASSL 1978, 1979), weil ein für große nichtabsorbierende, kugelförmige Teilchen geltender asymptotischer Wert für  $g$  im Sichtbaren schon für Tröpfchen mit

etwa  $10 \mu m$  Radius erreicht wird. Für andere als den gezeigten Sonnenstand  $\cos \theta = 0.9$  gibt es keine erwähnenswerten Eigenheiten außer dem Abfall von  $\Delta A_w$  mit der Zenitdistanz.

#### ÄNDERUNG DER STRAHLUNGSBILANZ

Die unausgeglichene Strahlungsbilanz ist der Antrieb für Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre. Deshalb soll in diesem Abschnitt geprüft werden, ob die im solaren Strahlungsbereich kräftige Strahlungsbilanzänderung in bewölkten Gebieten (siehe die Albedoänderungen in Abb. 3) bei verändertem Aerosolteilchenangebot ein Gegengewicht im terrestrischen Strahlungsbereich besitzt. Dies trifft nach Abb. 4 nicht zu. In Abb. 4 sind Rechnungen für analytische und ge-

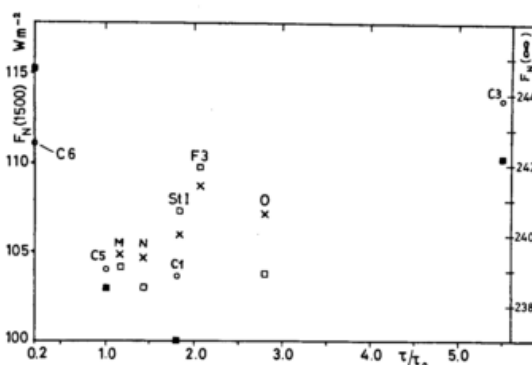


Abb. 4: Terrestrischer Nettostrahlungsfluß am Außenrand der Atmosphäre  $F_N(\infty)$  und am Oberrand der Wolke  $F_N(1500 m)$  für verschiedene analytische (C1, C3, C5, C6) und gemessene (M, N, O, StI, F3) Größenverteilungen der Wolkentröpfchen. M, N, O = maritimer Stratus, O = kontinentaler Cumulus nach RYAN u.a. (1972); StI = Stratus nach STEPHENS (1978) F3 = Bodennebel (29.2.1968) nach GARLAND (1971). Offene Kreise und Kreuze zeigen  $F_N(1500)$  und ausgefüllte sowie offene Quadrate  $F_N(\infty)$ .

messene Verteilungen vereint. Kein eindeutiger Trend ist erkennbar. Wenn, wie aus Abb. 1 bekannt, die abstrahlende Schicht, die identisch ist mit der Region starker Abkühlungsraten, höher liegt, sollte eigentlich mit wachsender optischer Dicke der terrestrische Nettostrahlungsfluß  $F_N$  wegen niedrigerer Temperatur der strahlenden Schichten abnehmen. Daß dies vor allem für die Verteilung C3 (für extrem verschmutzte Atmosphären) nicht gilt, liegt am gleichzeitigen Abfall der 'single scattering albedo', welche bei Erniedrigung zu höherer Emission des einzelnen Tröpfchens führt und damit die Verluste durch erniedrigte Temperatur wieder ausgleicht. Die Gesamtvariation von  $F_N$  im terrestrischen Strahlungsbereich in der Größenordnung von einigen  $W m^{-2}$  kann keineswegs

mit der im Solaren konkurrieren, weil dort schon eine nur einprozentige Albedoerhöhung zu einem Verlust von ca.  $10 \text{ Wm}^{-2}$  führt.

#### LITERATUR

- DEIRMENDJIAN, D. (1969):  
Electromagnetic scattering on spherical polydispersions.  
Elsevier, New York, 290 S.
- DEIRMENDJIAN, D. (1975):  
Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds and rain.  
JAM, 14, 1584-1593
- ESCHELBACH, G. (1973):  
Computations of the influence of aerosol on the atmospheric radiation balance in the visible spectrum.  
Contr.Atm.Phys. 46, 249-261.
- GARLAND, J.A. (1971):  
Some fog droplet size distributions obtained by an impaction method.  
Quart.J.Roy.Met.Soc. 97. 483-494.
- GRASSL, H. (1975):  
Albedo reduction and radiative heating of clouds by absorbing aerosol particles.  
Contr.Atm.Phys. 48. 199-210.
- GRASSL, H. (1978):  
Strahlung in getrübten Atmosphären und in Wolken.  
Hamburger Geophysik. Einzelschriften. Reihe A. Heft 37. 136 S.
- GRASSL, H. (1979):  
Possible changes of planetary albedo due to aerosol particles;  
in Mans Impact on Climate. Editors: Bach, Pankrath, Kellogg;Elsevier, Amsterdam. 327 S.
- KELLOGG, W.W. (1978):  
Global influences of mankind on the climate. in Climate Change; Editor: J. Gribbin, Cambridge University Press, London. 205-227.
- PLASS, G.N.; KATTAWAR, G.E. und CATCHINGS, G.E. (1973):  
Matrix-operator-theory of radiative transfer.  
Appl.Opt. 12. 314-329.
- RYAN, R.T.; BLAU, H.H.; Jr. VON THONA, P.C.; COHEN, M.L. und ROBERTS, G.D. (1972):  
Cloud microstructure as determined by an optical cloud particle spectrometer.  
JAM. 11. 149-156.
- STEPHENS, G.L. (1978):  
Radiation profiles in extended water clouds. Parts I and II. JAS 35. 211-2132.
- STEPHENS, G.L.; PALTRIDGE, G.W. und PLATT, C. M.R. (1978):  
Radiation profiles in extended water clouds. Part III: Observations, JAS. 35. 2133-2141.
- TWOMEY, S. (1974):  
Pollution and the planetary albedo.  
Atmos.Environment. 8. 1251-1256.
- TWOMEY, S. (1978):  
Influence of the aerosol on optical properties of clouds.  
GARP Climate Dynamics Sub-Programme, Report of IOC-Study Conference on parameterization of extended cloudiness, Appendix E, WMO, Geneva, October 1978.
- YAMAMOTO, G. und TANAKA, M. (1972):  
Increase of global albedo due to air pollution.  
JAS. 29. 1405-1412.

## EIN BEITRAG ZUR KONSTITUTION ATMOSPHERISCHER EISBILDENDER KERNE

Lieselotte Grosch\*

Institut für Meteorologie der J.W. Goethe Universität Frankfurt

Die Zusammensetzung von Aerosolpartikeln und eisbildenden Kernen als Fraktion des Gesamtaerosols wurde untersucht. Sowohl Einzelteilchen als auch Bulk-Proben wurden analysiert. Als Meßverfahren dienten Rasterelektronenmikroskop mit Mikrosonde, Neutronenaktivierung und Atomabsorptionsspektrometrie. Die Partikel wurden auf Membranfiltern angereichert. Die Eiskerne wurden in einer Diffusionsgefrierkammer vom Gesamtaerosol getrennt. Der Vergleich der gemessenen Parameter des Gesamtaerosols zu denen der Eiskerne gibt Aufschluß über Struktur, Größe, Zusammensetzung und Quellen der Eiskerne. Die Theorie des "active site" wird bestätigt.

### 1 EINLEITUNG

Die Untersuchung von eisbildenden Kernen ist in jüngster Zeit zu einem eigenständigen Forschungszweig der Wolkenphysik herangewachsen mit dem Ziel der weiteren Aufklärung der Mikrophysik des Niederschlagsmechanismus. Die Bildung von Wolken und Niederschlag ist an zwei Bestandteile der Erdatmosphäre gebunden: Wasserdampf und Aerosolteilchen. An den Aerosolpartikeln erfolgt die Phasenumwandlung des Wasserdampfes. Der Phasenübergang in die flüssige bzw. feste Form ist jedoch an unterschiedliche Eigenschaften der Aerosolteilchen geknüpft. Während die meisten Partikel als Kondensationskern wirken können, ist die Bildung der Eisphase in der Atmosphäre an Kerne gebunden, deren Konzentration um 5 bis 6 Größenordnungen geringer ist. Diese sogenannten Eiskerne bewirken heterogene Eisbildung im Temperaturbereich zwischen 0 und -40 °C. Sind sie in ungenügender Anzahl vorhanden, so kommt es z.B. zur Hagelbildung im Cumulonimbus.

Bisher gibt es verschiedene Theorien zur Entstehung der Eisphase in der Atmosphäre. Die Kristallstruktur (Vonnegut, 1947) und die chemischen Bindungen an der Kernoberfläche (Fukuta und Mason, 1963; Fletcher, 1968) sollen wesentliche Indikatoren für die Eisbildungseffektivität sein. Shen et al. (1977) führen die Eisbildung auf das Zusammenwirken zweier Parameter zurück, die strukturelle Anpassung Eis-Kern und die Bindung des Wasserstoffatoms im Eis an seine Unterlage. 1976 wird erstmals aufgrund von Analysen natürlicher Eiskerne auf die Art des Beginns der Eisphase in Wolken geschlossen (Parungo et al., 1976). Jedoch sind weder der Eisbildungsmechanismus noch die Quellen atmosphärischer Eiskerne gesichert.

Deshalb wurde versucht, durch Vergleich von aktiven und nicht aktiven Aerosolteilchen die Problemstellung etwas einzuengen. Dazu wurden atmosphärische Eiskerne mit direkten Methoden untersucht und mit nicht aktiven Partikeln hinsichtlich Größe, Zusammensetzung und Struktur verglichen.

### 2 MESSVERFAHREN

Die Eiskerne wurden vom restlichen Aerosol getrennt, indem sie in einer Diffusionsgefrierkammer zur Eisbildung angeregt und die so entstandenen Eiskristalle mit einer unterkühlten Nadel herausgepickt wurden.

Beide, sowohl die Eiskerne als auch die anderen Aerosole wurden einerseits als Einzelteilchen und andererseits als Massenproben analysiert. Als Analysemethoden dienten Rasterelektronenmikroskop (REM) mit Mikrosonde für Einzelteilchen und Neutronenaktivierung und Atomabsorptionsspektrometrie für Massenproben. Neutronenaktivierungsanalyse und Atomabsorptionsspektrometrie liefern Konzentrationen von 33 Elementen, während die Mikrosonde im REM halbquantitative Angaben über 20 Elemente machen kann.

### 3 ERGEBNISSE

Zunächst wurden im REM die äußere Form und die Größe der eisbildenden Kerne betrachtet. Daraus geht hervor, daß die Eiskerne sehr vielfältige Formen haben. Abbildung 1 zeigt ein Beispiel in 10 000 facher Vergrößerung. Die Mehrzahl der Kerne liegt im Größenbereich der großen und Riesenkerne ( $0.1 \mu \leq r \leq 10 \mu$ ). Daraus resultiert eine mittlere Verweil-

\* Jetzige Adresse: Deutscher Wetterdienst, Offenbach.

zeit von 1 bis 60 Tagen.

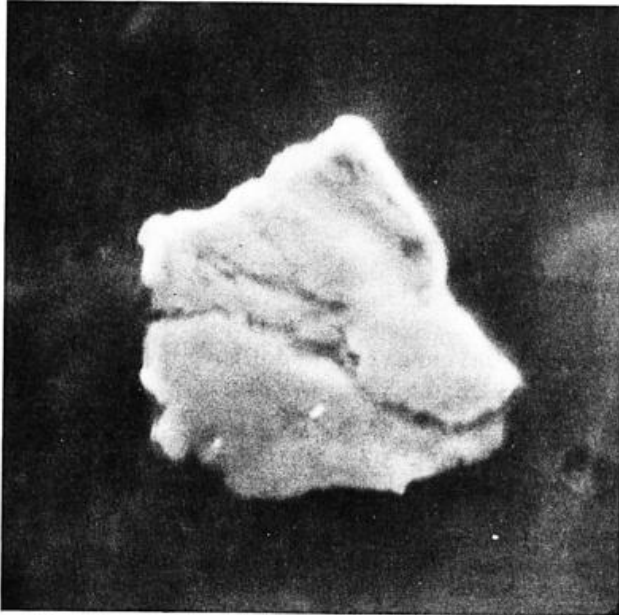


Abb. 1: Eiskern in 10 000 facher Vergrößerung

Um Aussagen über die Herkunft der Eiskerne zu erhalten, wurden anhand von Synchronmessungen der Eiskerne und des Gesamtaerosols Herkunftsbestimmungen mit Hilfe von Enrichmentfaktoren EF (Rahn, 1976) durchgeführt. Die Anreicherung von Elementen in den Eiskernen gegenüber dem Gesamtaerosol geht auch aus Enrichment Faktoren hervor. Es wurde geprüft, welche EF der Elemente in den Eiskernen höher sind als im Gesamtaerosol der gleichen Luftmasse.

$$EF_{X, \text{Eiskern}} = \frac{\frac{X_{\text{Eiskern}}}{X_{\text{Ref Aerosol}}}}{\left(\frac{X}{X_{\text{Ref}}}\right)_{\text{Boden}}}$$

X zu bestimmendes Element, bzw dessen Konzentration  
 Ref Konzentration des Referenzelementes

Aus den Analysen der Synchronmessungen geht folgende Zuordnung (Tabelle 1) hervor:

Tabelle 1: Elemente, die in den Eiskernen angereichert sind								
kontinental			anthropogen				maritim	
Ba	Hf	Sc	Sm	Co	Cu	Sb	Zn	-

Die Anreicherung dieser Elemente in den natürlichen Eiskernen weist auf die Quellen der eisbildenden Kerne hin: Eiskerne haben kontinentalen und anthropogenen Ursprung.

Über die Bedeutung dieser Elemente bei der Phasenumwandlung ist hier noch keine

Aussage möglich. Deshalb wurden Einzelteilchen mit der Mikrosonde untersucht:

Die Elemente Al, Ca und Si sind in nahezu allen Eiskernen enthalten. Partikel, die in Bodennähe oder in der freien Atmosphäre bei gutem vertikalen Austausch gesammelt wurden, weisen sehr vielfältige Zusammensetzung auf. Die Anzahl der gemessenen Elemente pro Kern ist in den Eiskernen unmerklich größer als in Aerosolen gleicher Größenklasse. Eisbildende Kerne sind wie andere große und Riesenerkerne vielfältiger zusammengesetzt als Aitkenkerne. Sie sind den Auswirkungen des Koagulationsprozesses, der vermutlich an dem Anwachsen der Elementzahlen entscheidend beteiligt ist, genauso unterworfen wie andere Aerosole. Inwieweit organische Komponenten beteiligt sind, ist mit dieser Meßmethode nicht zu klären, da O, N, C und H nicht nachgewiesen werden können.

Die Untersuchung zeigt bis hier, daß die kontinentalen Elemente in den Eiskernen sowohl in der Häufigkeit als auch in der Konzentration überwiegen.

Nun werden die Häufigkeiten aller mit mikrosonde gemessenen Elemente in den Eiskernen mit denen in anderen Aerosolen verglichen. Das Resultat ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Elemente Al, Ba, Ca, Cd, Cl, Fe, K, Mg, Mn, Na und P sind in den Eiskernen häufiger als in anderen Aerosolen.

Betrachtet man nun die Konzentrationen dieser häufigeren Elemente - soweit sie mit beiden Methoden nachgewiesen wurden - stellt man zuerst eine scheinbare Diskrepanz fest: nicht alle Elemente, die häufiger in den eisbildenden Kernen auftreten, sind in ihnen konzentrationsmäßig angereichert, auch sind nicht alle angereicherten Elemente häufiger vertreten. Folglich sind nicht die Elementkonzentrationen allein ausschlaggebend für den Eisbildungsvorgang, sondern vielmehr ein Zusammenwirken bestimmter Elemente und Verbindungen in unterschiedlichen Konzentrationen lösen die Eisbildung aus.

In Tabelle 2 sind Konzentration und Häufigkeit der Elemente in den Eiskernen im Vergleich zum Gesamtaerosol dargestellt. Na und Cl sind wohl meist als Kochsalz vertreten. Es ist die Vermutung naheliegend, daß sie im Kondensations-Gefrierprozeß für den Herantransport von Wasserdampf und dessen Kondensation sorgen. Trotz der großen Häufigkeit ist Kochsalz nur in geringen Konzentrationen anwesend. Höhere Konzentrationen würden den Kern zu einer hygroskopischen Substanz machen, die nicht mehr als Eiskern wirkt.

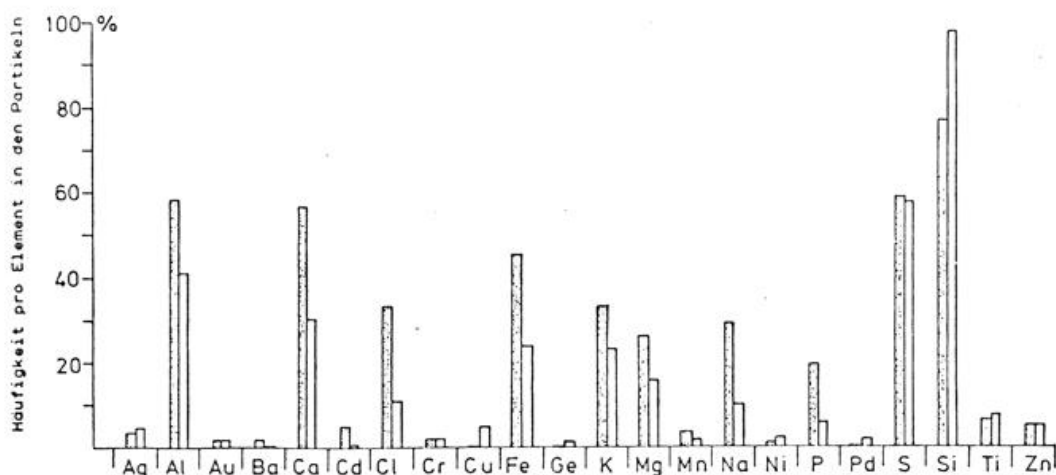


Abb. 2 : Häufigkeiten der Elemente in den Eiskernen (gepunktete) und Aerosolen (weiße Säulen)

Tabelle 2: Gegenüberstellung von Häufigkeit (H) und Konzentration (K) der Elemente in den Eiskernen im Vergleich zum Gesamtaerosol		
K und H angereichert	K angereich. H gleich bzw unbestimmt	K geringer H größer
Ba	Co Hf Sb Sc Zn	Al Ca Cl K Fe Mg Na

#### 4 SCHLUSSFOLGERUNG

Der Eisbildungsmechanismus wird an der aktiven Stelle der Oberfläche von Kernen ausgelöst.

Die aktive Stelle enthält bestimmte kontinentale und gegebenenfalls anthropogene Elemente, die sich in nicht hygroskopischen Kristallverbindungen im Aerosolpartikel befinden. An oder in der Nähe dieser Stelle besitzt das Teilchen hygroskopische Verbindungen, die für die Bildung einer Wasserhaut sorgen.

Da hiermit der Kondensationsvorgang geklärt ist, bleiben noch der Gefrier- und Sublimationsvorgang offen.

Der Befund, daß bestimmte Elemente in den Eiskernen besonders häufig vorkommen, die jedoch konzentrationsmäßig nicht notwendigerweise angereichert sind, führt zu dem Schluß, daß der Eisbildungsmechanismus an diesen bestimmten Elementen ausgelöst wird. Dies können kontinentale und anthropogene Elemente aus Tabelle 2 sein, sofern sie in keiner hygroskopischen Verbindung sind. Da diese Elemente nicht über den gesamten Kern verteilt sind, muß die Eisbildung an bestimmten Stellen der Kernoberfläche, den sogenannten aktiven Stellen einsetzen. Fletcher (1969) hat bereits eine aktive Stelle vermutet, die er aber für eine Unregelmäßigkeit in der Oberfläche hielt.

Dieses Charakteristicum der Depositions- und Kondensationsgefrierkerne kann nicht unbedingt auf Kontaktkerne übertragen werden, weil bei der contact nucleation möglicherweise dynamische Effekte eine größere Rolle spielen.

Grundsätzlich sprechen die Ergebnisse dafür, daß ein Zusammenwirken mehrerer Parameter notwendig ist, damit ein Aerosolteilchen als Eiskern aktiv werden kann. Die geringe Wahrscheinlichkeit für das simultane Auftreten dieser charakteristischen Eigenschaften ist die Ursache für die um 5 bis 6 Größenordnungen niedrigere Konzentration der Eiskerne gegenüber der Konzentration der Aerosolpartikel.

#### 5 LITERATUR

- Fletcher, N.H.: Ice nucleation behaviour J. Atmos. Sci., 25 (1968) 1058
- Fletcher, N.H.: Active sites and ice nuc. J. Atmos. Sci., 26 (1969) 1266
- Fukuta, N., B.J.Mason: Epitaxial growth of ice. J.Phys.Chem.Sol.24 (1963)715
- Parungo, F.P., Ackerman, Proulx: Natural ice nuclei. J.Rech.Atmos.10(1976) 45
- Rahn, K.A.: Si and Al in atm. aerosols. Atmos. Environ. 10 (1976) 597
- Shen, J.H., Klier, Zettlemoyer: Ice nucl. by micas. J.Atm.Sci.34 (1977) 957
- Vonnegut, B.: The nucleation of ice by AgI. J.Appl.Phys. 18 (1947) 593

DIE NIEDERSCHLAGSBILDUNG ÜBER DIE EISPHASE  
IN EINEM STATIONÄREN WOLKENMODELL

Hartmut Höller

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

KURZFASSUNG

Die Entstehung von Wolkenpartikeln, die zu Niederschlagsteilchen anwachsen können, wird mit Hilfe stochastischer Wachstumsgleichungen für Wolkentropfen, Eiskristalle und Graupeln innerhalb eines eindimensionalen, stationären Wolkenmodells simuliert. Vertikalprofile der Tropfen- und Graupelspektren, der einzelnen Wassergehalte, der Temperatur sowie des Vertikalwindes werden berechnet.

1 EINLEITUNG

In Cumuluswolken, deren Obergrenzen über das 0°C-Niveau hinausreichen, können alle Phasen des Wassers gleichzeitig existieren. Sie erscheinen z.B. als flüssige Tropfen, gefrorene Tropfen oder Eiskristalle in ihren vielfältigen Formen. Zwischen den einzelnen Wolkenpartikeln finden Wechselwirkungen statt. Es können z.B. Eiskristalle und gefrorene Tropfen durch anfrrierende unterkühlte Tröpfchen bereifen, so daß Graupeln entstehen. Die dabei auftretenden Wärmeflüsse sind ein Beispiel für die enge Kopplung von Mikrophysik, Thermodynamik und Dynamik einer Wolke.

Die numerische Simulation einer solchen Cumuluswolke macht infolge begrenzter Rechnerkapazitäten Einschränkungen erforderlich. Der Formulierung der Mikrophysik soll im Folgenden Vorrang vor der Dynamik gegeben werden. In einem relativ einfachen dynamischen Grundmodell (eindimensional, stationär) nach Hirsch (1971) wird die Mikrophysik der Graupelbildung nach Beheng (1978) simuliert.

2 MODELLBESCHREIBUNG UND GRUNDGLEICHUNGEN

Einen Überblick über die in der Modellwolke ablaufenden Prozesse gibt Abb.1. Die Atmosphäre wird in zwei Gebiete eingeteilt: eine gut durchmischte, vertikale Luftsäule und die ruhende Umgebung. Die Wechselwirkung zwischen beiden wird durch turbulente Vermischung (Entrainment) bewerkstelligt,

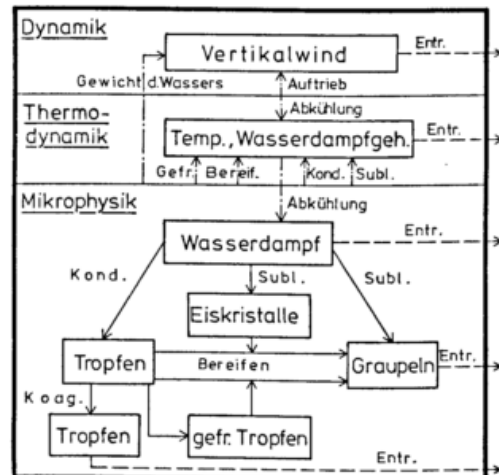


Abb. 1: Schematische Darstellung der modellierten dynamischen, thermodynamischen und mikrophysikalischen Prozesse sowie ihrer Wechselwirkungen

horizontale Druckgradienten sollen nicht existieren.

Die Dynamik des Modells wird beschrieben durch die Bewegungsgleichung für den Vertikalwind  $w(z)$ , welcher innerhalb der Wolke herrscht. Wenn man annimmt, daß die Hydrometeore immer mit ihrer Endgeschwindigkeit fallen und die Luft als ideales Gas behandelt werden darf, so gilt im eindimensionalen, stationären Fall:

$$\frac{dw}{dt} = w \frac{dw}{dz} = \left( \frac{T_v - T_{ve}}{T_v} - Q \right) g - \mu w^2 \quad (1)$$

Dabei bedeuten

- z: Höhenkoordinate
- t: Zeitkoordinate
- $T_v, T_{ve}$ : virtuelle Temperaturen der Wolken- bzw. Umgebungsluft
- Q: Mischungsverhältnis der festen und flüssigen Phase
- $\mu$ : "Entrainment"-Rate
- g: Schwerebeschleunigung

Die Bewegung wird also bestimmt durch den Auftrieb des Luftpaketes infolge einer Temperaturdifferenz zur Umgebung, das Gewicht des mitgeführten flüssigen und festen Wassers, sowie durch Mischprozesse zwischen der Wolke und der Umgebung.

Die Massenerhaltung wird beschrieben durch die Kontinuitätsgleichungen für die einzelnen Bestandteile der Wolke. Dabei ist die "Entrainment"-Rate  $\mu$  definiert als

$$\mu = \frac{1}{M} \frac{dM}{dz} \quad (2)$$

wobei M die Masse des betrachteten Luftpaketes ist.  $\mu$  wird nun durch den Ansatz

$$\mu = \frac{\alpha}{R} \quad (3)$$

parametrisiert. Dabei ist  $\alpha$  eine Konstante und R der Wolkenradius. Symmetrie zur z-Achse sei vorausgesetzt. Typische Werte für  $\alpha$  liegen im Bereich  $\alpha = 0.2$  für das Jet - Modell und  $\alpha = 0.6$  für das Blasen - Modell (Thermal, Bubble) einer Wolke. Die Kontinuitätsgleichung für Wolkenluft kann dann in der Form

$$\frac{d(\rho w)}{dz} = \rho \mu(R) w - \frac{2\rho w}{R} \frac{dR}{dz} \quad (4)$$

angegeben werden, wobei  $\rho$  die Dichte der Wolkenluft ist. Gleichung (4) eignet sich zur Berechnung von R und damit auch von  $\mu$ .

Die Kontinuitätsgleichungen für das Wolkenwasser (Index w) bzw. die Graupeln (Index g) lauten

$$\frac{dQ_i}{dz} = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty x \frac{\partial f_i(x, z)}{\partial z} dx \quad (5)$$

mit

- i = (w, g)
- $Q_i$ : Mischungsverhältnisse für Wasser bzw. Graupeln
- x: Masse des Tropfens bzw. Graupels
- $f_i$ : Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

f kann aus der Bilanzgleichung für die einzelnen Wolkenpartikeln gewonnen werden. Im stationären, eindimensionalen

Fall gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} [f_i(x, z) w] + \frac{\partial}{\partial x} [f_i(x, z) \dot{x}] - \mu w f_i(x, z) \\ = \sigma_i^C + \sigma_i^B + \sigma_i^R + \sigma_i^F \quad (6) \end{aligned}$$

Die  $\sigma_i^j$  stellen Quellen bzw. Senken dar. Die Indizes bedeuten

- C: Koagulation. Kollision mit anschließender Bildung neuer Wolkenpartikeln aus zwei gleichartigen (Regen oder Graupeln) Partikeln (Collection)
- B: Zerplatzen großer Tropfen in mehrere Bruchstücke (Breakup)
- R: Bereifen von Eiskristallen bzw. gefrorenen Tropfen (Riming)
- F: Gefrieren von Tröpfchen (Freezing)

Auf der linken Seite von (6) beschreibt der zweite Term die Kondensation bzw. Sublimation, der dritte das "Entrainment". In (6) ist vorausgesetzt, daß die Fallgeschwindigkeiten der Hydrometeore in ruhender Luft klein sind gegenüber dem Vertikalwind.

Die Produktionsterme  $\sigma_i^j$  werden durch stochastische Wachstumsgleichungen beschrieben. Für die Koagulation von Wassertropfen gilt

$$\begin{aligned} \sigma_w^C(x, z) = \int_0^{x/z} f_w(x'', z) f_w(x', z) K_w(x'', x') dx' \\ - f_w(x, z) \int_0^\infty f_w(x', z) K_w(x, x') dx' \quad (7) \end{aligned}$$

mit  $x'' = x - x'$ . Der erste Term auf der rechten Seite von (7) stellt den Zuwachs an Tropfen der Masse x durch Koagulation von Tropfen der Massen  $x''$  und  $x'$  dar. Der zweite ist der Verlust durch Koagulation mit Tropfen aller Größenklassen. Dabei ist der "Collection - Kernel"  $K_w(x, x')$  ein Maß für die Kollisions- und Koaleszenzwahrscheinlichkeit für Tropfen der Massen x und  $x'$ .

Für das Zerplatzen von Tropfen gilt

$$\begin{aligned} \sigma_w^B(x, z) = -f_w(x, z) P(x) + \\ \int_x^\infty f_w(x', z) P(x') Q(x, x') dx' \quad (8) \end{aligned}$$

Der erste Term rechts beschreibt das Zerplatzen von Tropfen der Masse x infolge dynamischer Instabilitäten, der zweite den Gewinn an Tropfen der Masse x durch Zerplatzen größerer. P und Q werden als "Breakup - Kernel" bezeichnet. P( $x'$ ) ist die Wahrscheinlichkeit für das Platzen eines Tropfens der Masse  $x'$ , Q( $x, x'$ ) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß dieser Tropfen ein Bruchstück der Masse x besitzt.

Das Bereifen von Eiskristallen bzw. gefrorenen Tropfen (Graupelbildung) läßt sich beschreiben durch

$$\sigma_w^R(x, z) = -f_w(x, z) \int_0^\infty f_g(x', z) K_g(x, x') dx' \quad (9)$$

für die Wassertropfen, bzw.

$$\sigma_g^R(x, z) = \int_0^x f_w(x', z) f_g(x'', z) K_g(x'', x') dx' - f_g(x, z) \int_0^\infty f_w(x', z) K_g(x, x') dx' \quad (10)$$

für die Graupeln. Dabei ist im Modell nicht zwischen verschiedenen Bereifungsgraden unterschieden, so daß alle festen Wolkenpartikeln als Graupeln betrachtet werden. Gleichung (9) beschreibt den Verlust an unterkühlten Wassertröpfchen der Masse  $x$  durch anfrieren an Graupeln, Gleichung (10) den Gewinn an Graupeln der Masse  $x$  durch Kollision eines Graupels der Masse  $x''$  mit einem unterkühlten Tropfen der Masse  $x'$ , sowie den Verlust der Massenklasse  $x$  durch Anfrieren von Tropfen der verschiedensten Größen.

Kollisionen von Eisparkeln untereinander (z.B. Schneeflocken) werden nicht berücksichtigt:  $\sigma_g^c = \sigma_g^a = 0$ .

Das Gefrieren von unterkühlten Wolkentropfen wird durch den heterogenen Keimbildungsprozeß gesteuert. Es hängt ab von der Anzahl der bei der jeweiligen Temperatur wirksamen Keime. Nach Vali (1971) ergibt sich dann

$$\sigma_w^F(x, z) = -\sigma_g^F(x, z) = wk(\theta) V_x f_w(x, z) \frac{dT}{dz} \quad (11)$$

$V_x$  ist das Volumen eines Tröpfchens der Masse  $x$ ,  $k(\theta)$  die Anzahl der bei der Unterkühlung  $\theta$  wirksamen Gefrierkerne pro Liter.

Die vier Gleichungen (1), (4) und (5) beschreiben die vier Unbekannten  $w$ ,  $\mu$ ,  $Q_w$  und  $Q_g$ . Die restlichen drei Unbekannten  $T$  (Temperatur der Wolkenluft),  $\rho$  und  $p$  (Druck) werden durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik, die Gasgleichung und die Annahme  $p =$  Umgebungsdruck geliefert.

### 3 NUMERIK

Obige Gleichungen werden durch Vorwärtsdifferenzgleichungen approximiert. Höhenschritte von 10 - 50 m werden getestet. Die Massenkoordinate wird logarithmisch in 75 Größenklassen eingeteilt, so daß der Bereich von  $3 \cdot 10^{-11}$  g bis 4 g (Tropfenradien  $2 \mu\text{m} - 1 \text{cm}$ ) erfaßt wird.

Die Behandlung der Koagulation erfolgt nach Berry (1967) und Berry und Reinhardt (1974), die der Graupelbildung nach Beheng (1976, 1978).

Zur ausführlichen Darstellung der verwendeten mikrophysikalischen Parameter (z.B. Collection - Kernel, Breakup - Kernel, Fallgeschwindigkeiten, Gefrierparameter) sei auf diese Autoren verwiesen.

Die Rechnungen laufen nun folgendermaßen ab:

a) Die Umgebung, innerhalb derer sich die Wolke befindet, wird durch Vorgabe des Druck-, Temperatur- und Feuchteprofils festgelegt.

b) Ausgehend von der Wolkenbasis werden die bei der Hebung um  $\Delta z$  auftretenden Änderungen der Temperatur und der Mischungsverhältnisse berechnet. Der die Sättigungswerte überschreitende Wasserdampf kondensiert bzw. sublimiert. Wolkentropfen entstehen gemäß einer  $\Gamma$ -Verteilung die durch den Flüssigwassergehalt, die Anzahldicke sowie einen Dispersionsparameter gekennzeichnet ist. Eiskristalle entstehen gemäß einer Gauß-Verteilung. Das Kondensations- bzw. Sublimationswachstum wird somit nicht explizit berechnet.

c) Die Tropfen- und Graupelspektren entwickeln sich gemäß den stochastischen Wachstumsgleichungen. Integration der Spektren liefert die neuen Wassergehalte. Die beim Gefrieren frei werdende Wärme wird dem System zugeführt.

d) Vertikalwind und Wolkenradius werden neu berechnet.

### 4 ERGEBNISSE

Die Abb. 2 und 3 zeigen anhand eines Beispiels Ergebnisse der Modellrechnungen. Dargestellt sind Tropfen- (Abb.2) bzw. Graupelspektren (Abb.3) in verschiedenen Höhen.

Die Wolke hat eine relativ warme Basis ( $20^\circ\text{C}$  in 100 m Höhe). Das Temperaturprofil der Umgebung entspricht einem trockenadiabatischen Gradienten in den untersten 1800 m. Darüber liegt eine feucht labile Schicht, welche bis in 6300 m Höhe reicht. Sie wird nach oben begrenzt durch eine Inversion.

Der Vertikalwind wurde aus einer Anfangsstörung von  $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  berechnet. Die Störung befand sich in Höhe der Wolkenbasis und hatte dieselbe Temperatur wie die Umgebung. Der Wind nimmt zunächst bis in ungefähr 2000 m Höhe zu und pendelt sich dann bei  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  ein.

Bezüglich der Spektren wurden maritime Verhältnisse angenommen (Anfangstropfenkonzentration =  $86 \text{ cm}^{-3}$ ). In allen Höhenbereichen ist der Koagulationsprozeß wirksam, so daß sich große Tropfen (Radien 400 - 800  $\mu\text{m}$ ) entwickeln können. Gleichzeitig bereifen die Eiskristalle, die in 2800 m Höhe (Temperatur =  $-3^\circ\text{C}$ ) durch eine Gauß-Funktion (Mittelwert bei 130  $\mu\text{m}$ , Standardabweichung 1.2) initialisiert wurden. Die Kurven 5 und 6 in Abb. 3

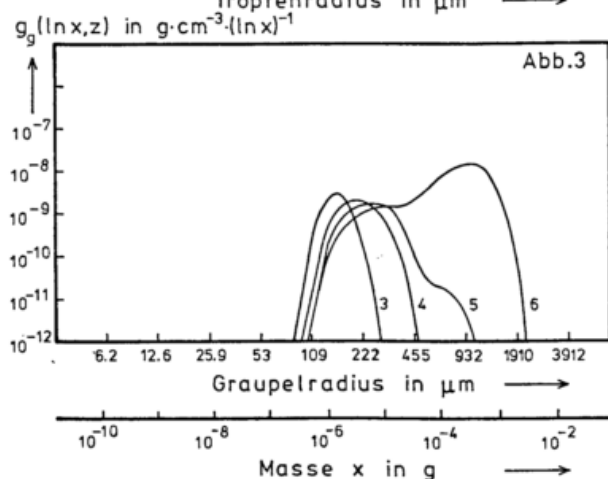
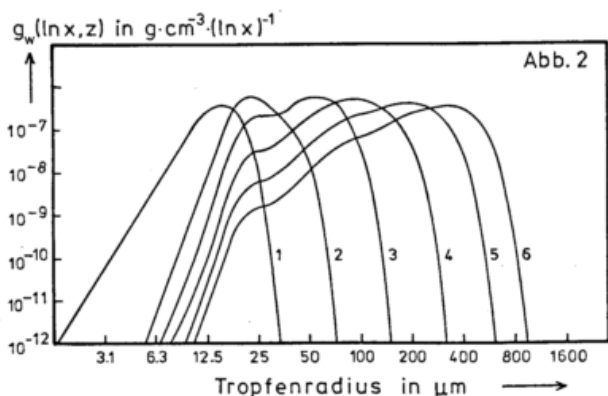


Abb. 2,3: Tropfenspektren (Abb.2) und Graupelspektren (Abb.3) für die Höhen 1000 m (Kurve 1) bis 6000 m (Kurve 6).  
 $g_i = x f_i$

zeigen die Ausbildung eines zweiten Maximums im Bereich zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-3}$  g. Diese Eisparkel sind gefrorene Tropfen.

## 5 DISKUSSION

Das beschriebene Modell behandelt die Entstehung von Wolkenpartikeln auf der Grundlage stochastischer Wachstumsgleichungen in einem eindimensionalen, stationären Wolkenmodell unter Berücksichtigung von Entrainment. Nicht beschrieben werden das anschließende Ausfallen des Niederschlags aus der Wolke, das Schmelzen und Verdunsten der Partikeln, sowie die damit verbundene Entstehung von Abwinden. Die Simulation dieser Vorgänge macht ein zeitabhängiges Modell erforderlich. Das Modell eignet sich jedoch

a) zur Ableitung von Parametrisierungen der wolkenphysikalischen Prozesse, die z.B. in Klimamodellen benötigt werden

b) zur Simulation von Wolkenimpfexperimenten. Dabei können einmal der Impfvorgang selbst, nämlich das Einbringen von künstlichen Eiskeimen (z.B. Siberjodid) in die Wolke, und

seine Folgen berechnet werden. Zum anderen kann das Modell unter Zugrundelegung eines Radiosondenaufstieges zur Vorhersage der Konvektion Verwendung finden. Z.B. benutzen Federer und Waldvogel (1978) das Hirsch - Modell mit parametrisierter Mikrophysik zur Untersuchung von Hagelwolken.

Bezüglich der Behandlung der Wolkenphysik sind im Modell folgende Einschränkungen gemacht worden:

a) Eiskristalle werden als plättchenförmig betrachtet, ungeachtet des Auftretens verschiedener Formen in Abhängigkeit von der Temperatur

b) keine Unterscheidung der Graupeln nach verschiedenen Bereifungsgraden

c) keine Kollisionen von Eisparkeln untereinander

d) der Koaleszenzwirkungsgrad beim Zusammenstoß zweier Tropfen ist gleich 1, d.h. jede Kollision führt zu einem völligen Zusammenfließen der beteiligten Stoßpartner, es entstehen keine Bruchstücke

e) Turbulenz und elektrische Felder sollen keinen Einfluß haben

## LITERATUR

- Beheng, K.D.: Numerische Simulation der Graupelbildung. Mitteilung Nr. 23 des Instituts für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln (1976).
- Beheng, K.D.: Numerical simulation of graupel development. J. Atmos. Sci. 35 (1978) S. 683 - 689.
- Berry, E.X.: Cloud droplet growth by collection. J. Atmos. Sci. 24 (1967) S. 688 - 701.
- Berry, E.X.; Reinhardt, R.L.: An analysis of cloud droplet growth by collection: Part I. Double distributions. J. Atmos. Sci. 31 (1974) S.1814-1824
- Berry, E.X.; Reinhardt, R.L.: An analysis of cloud droplet growth by collection: Part II. Single distributions. J. Atmos. Sci. 31 (1974) S.1825-1831
- Federer, B.; Waldvogel, A.: Time resolved hailstone analysis and radar structure of Swiss storms. Quart. J. R. Met. Soc. 104 (1978) S. 69 - 90.
- Hirsch, J.H.: Computer modeling of cumulus clouds during project cloud catcher. Rept. 71-7, Institute of Atmospheric Sciences, South Dakota School of Mines and Technology (1971)
- Vali, G.: Quantitative evaluation of experimental results on the heterogeneous freezing nucleation of supercooled liquids. J. Atmos. Sci. 28 (1971) S. 402 - 409.

SOLARE UND TERRESTRISCHE STRAHLUNG  
IN ABHÄNGIGKEIT VON BEDECKUNGSGRAD UND WOLKENART

F. Kasten und G. Czeplak

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

In einer früheren Mitteilung wurden vorläufige, aus einer 7-jährigen Beobachtungsreihe abgeleitete Ergebnisse über den Einfluß der Bewölkung auf die kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse am Boden vorgelegt (Ann.Meteor.(N.F.) Nr.12 (1977)). Diese Untersuchungen werden auf 10 Jahre kontinuierlicher stündlicher Beobachtungen ausgedehnt, wobei neben dem Gesamtbedeckungsgrad auch der Einfluß der Wolkenart behandelt und einige quantitative Beziehungen angegeben werden. Die vollständige Arbeit wird in Solar Energy 24 (1980) veröffentlicht werden.

1 STRAHLUNG UND BEDECKUNGSGRAD

Die Globalstrahlung  $G$  zeigte als Funktion von Bedeckungsgrad  $N$  und Sonnenhöhe  $\gamma$  keine signifikanten Unterschiede in den vier Jahreszeiten, so daß alle Fälle in einem gemeinsamen Jahresdiagramm zusammengefaßt werden konnten (Abb.1). Die Kurven  $G(N)/G(0)$  für die verschiedenen  $\gamma$  fallen praktisch aufeinander, so daß für sie eine gemeinsame, von  $\gamma$  unabhängige Parametrisierungsformel aufgestellt werden kann:

$$G(N)/G(0) = 1 - 0,75 (N/8)^{3,4}. \quad (1)$$

Um mit dieser Gleichung  $G(N)$  aus  $N$  berechnen zu können, ist die Kenntnis von  $G(0)$  nötig, die natürlich von  $\gamma$  abhängt. Abb.2 zeigt  $G(0)$  sowie  $G(8)$  über  $\sin \gamma$ . Für  $G(0)$  kann man näherungsweise die lineare Parametrisierung

$$G(0; \gamma) = (910 \sin \gamma - 30) \text{ W m}^{-2} \quad (2)$$

ansetzen. Diese Gleichung stellt allerdings ein Mittel über alle auftretenden Trübungen der wolkenlosen Atmosphäre dar. Das Verhältnis  $G(8)/G(0)$ , das als mittlerer Transmissionsgrad aller Wolken für Globalstrahlung aufgefaßt werden kann, erweist sich als nur wenig abhängig von  $\gamma$  und liegt zwischen 20 und 25 %.

Im Gegensatz zu  $G$  steigt die diffuse Himmelsstrahlung  $D$  (Abb.3) mit zunehmender Bewölkung zunächst an, offensichtlich infolge Reflexion von den Seitenflächen der Wolken. Der Anstieg von  $D$  mit  $N$  ist bei niedrigen  $\gamma$  weniger ausgeprägt, weil dann ein großer Teil der einfallenden Solarstrahlung auch ohne Wolken bereits diffus ist. Für  $\gamma > 20^\circ$  jedoch fallen die Kurven von  $D(N)/D(0)$  praktisch aufeinander und haben ein gemeinsames Maximum von 1,5 bei  $N = 6$  bis 7 okta, von wo ab die Kurven scharf auf etwa 0,8 bei  $N = 8$  okta (bedeckt) abfallen. Auch die Kurven  $D(N)/G(N)$  erweisen sich für  $\gamma > 20^\circ$  als

nahezu identisch und zeigen einen stetigen, jedoch nicht linearen Anstieg mit  $N$ . Als Näherungsformel kann die Parabel

$$D(N)/G(N) = 0,3 + 0,7 (N/8)^2 \quad (3)$$

angesetzt werden, mit deren Hilfe  $N$  aus gleichzeitigen Messungen von  $D$  und  $G$  abgeschätzt werden kann. - Jahreszeitliche Unterschiede konnten wie bei  $G(N)$  auch bei  $D(N)$  nicht festgestellt werden.

Dagegen weist die atmosphärische Wärmestrahlung  $A$  erwartungsgemäß eine deutliche Jahreszeitenabhängigkeit auf (Abb.4). Mit Ausnahme des Sommers (J,J,A) steigt  $A$  mit wachsendem  $N$  stetig an, weil die Wolken im allgemeinen wärmer als der klare Himmel sind. Der Anstieg von  $A$  mit  $N$  ist bei niedrigen  $\gamma$  stärker ausgeprägt; offensichtlich wirkt sich die Abschirmung des Himmels durch relativ warme Wolken besonders in den kalten Tageszeiten, d.h. um Sonnenauf- bzw. -untergang, und in der kalten Jahreszeit auf  $A$  aus. Auch die Absolutwerte von  $A$  sind bei niedrigen  $\gamma$  kleiner und hängen stark von der Jahreszeit ab. Dies Verhalten ist wiederum eine Folge der verschiedenen Lufttemperaturen zu den verschiedenen Tages- und Jahreszeiten.

Die effektive Ausstrahlung der Erdoberfläche ( $E-A$ ) dagegen verhält sich ähnlich wie  $G$  und kann über die Jahreszeiten gemittelt werden (Abb.5). Zwar zeigt  $E-A$  eine leichte Abhängigkeit von  $\gamma$ , jedoch sind die Kurven "bewölkt zu wolkenlos" fast identisch zu den entsprechenden  $G$ -Quotienten, so daß die Parametrisierungsformel (1) auch auf  $E-A$  angewandt werden kann.

Schließlich wurde die Strahlungsbilanz  $Q = (G-R) - (E-A)$  der Erdoberfläche untersucht, wobei  $R = q \cdot G$  die von

der Erdoberfläche reflektierte Globalstrahlung und  $Q$  die (kurzwellige) Albedo bedeuten (Abb.6). Da G-R und E-A eine große Ähnlichkeit mit G zeigten, ist es nicht überraschend, daß auch die  $Q(N)$ -Kurven einen ähnlichen Verlauf wie  $G(N)$  besitzen. Selbstverständlich gilt diese Aussage nicht für die kalten Tages- und Jahreszeiten, d.h. für niedrige Sonnenhöhen  $\gamma$ , in denen  $Q$  nahe 0 oder sogar negativ ist. Mit dieser Einschränkung kann auch  $Q(N)/Q(0)$  durch Gl.(1) parametrisiert werden.

## 2 EINFLUSS DER WOLKENART

Die Wolkenarten wurden in 5 Gruppen zusammengefaßt: Cirrus = Ci, Cc, Cs; Altus = Ac, As; Cumulus = Sc, Cu; Stratus = St und Nimbostratus = Ns. Um möglichst unzweideutige Aussagen über die einzelnen Wolkengruppen zu erhalten, wurden nur Beobachtungen mit  $N = 8$  okta Bedeckung durch eine einzige der o.g. Wolkengruppen in Betracht gezogen. In Abb.7 ist  $G(8)$  für jede der 5 Wolkengruppen über  $\sin\gamma$  getrennt nach Jahreszeiten aufgetragen. Da eine systematische Veränderlichkeit mit der Jahreszeit nicht zu entdecken ist, können wieder alle Fälle in einem einzigen Diagramm für das ganze Jahr zusammengefaßt werden. Im Hinblick auf die große Vielfalt von Wolkenformationen innerhalb jeder Wolkengruppe und die wenigen Fälle von Cirrus- und Nimbostratusbedeckung können die Kurven näherungsweise als Geraden angesehen werden, wie die Mittel-Kurve  $G(8)$  in Abb.2. Die Verhältnisse  $G(8)/G(0)$  können als Transmissionsgrade der verschiedenen Wolkengruppen für Globalstrahlung aufgefaßt werden. Der Anstieg der Verhältnisse  $G(8)/G(0)$  mit  $\gamma$  ist ziemlich schwach, so daß die Transmissionsgrade von Cirrus, Altus, Cumulus, Stratus und Nimbostratus im Mittel zu 0,61; 0,27; 0,25; 0,18 bzw. 0,16 angesetzt werden können.

Die entsprechenden Diagramme für D sind in Abb.8 wiedergegeben. Die Verhältnisse  $D(8)/D(0)$  weisen einen markanten Anstieg mit  $\gamma$  auf. Bei niedrigem  $\gamma$  wird offensichtlich bereits ein erheblicher Anteil der auf die Wolkenoberfläche einfallenden Solarstrahlung nach oben reflektiert und geht dadurch der diffusen Himmelsstrahlung D verloren, die aus der Wolkenbasis nach unten austritt und an der Erdoberfläche empfangen wird. Diese Abhängigkeit von  $D(8)/D(0)$  von  $\sin\gamma$  ist am stärksten im Fall der Cirren. Geschlossene Cirrus-Decken können D um Faktoren von 1 bis fast 2 vervielfachen.

Ein völlig anderes Bild zeigt A (Abb.9). Unter bedecktem Himmel ist A fast ausschließlich durch die Wärmestrahlung der Wolken bestimmt. Mit Ausnahme der Cirren sind die meisten Wolkenschichten so dicht, daß sie als Schwarzkörper-

strahler wirken. Die atmosphärische Wärmestrahlung ist daher durch die Lufttemperatur an oder nahe über der Wolkenbasis bestimmt. Folglich tritt eine Variation von  $A(8)$  mit der Jahreszeit auf, während die Änderung mit der Wolkenart (außer Cirrus) und ebenfalls mit  $\gamma$  nur klein ist. Die Diagramme von  $A(8)/A(0)$  zeigen, daß ein bedeckter Himmel die atmosphärische Wärmestrahlung um so höher über die Werte bei wolkenlosem Himmel ansteigen läßt, je niedriger  $\gamma$  ist. Wie schon erwähnt, ist dies Verhalten ein Temperatureffekt: niedrige Sonnenhöhen bedeuten die Tageszeiten um Sonnenauf- und -untergang, zu denen die Luft verhältnismäßig kühl ist; ein mit relativ warmen Wolken bedeckter Himmel wird daher die effektive Schwarzkörpertemperatur des Himmels erhöhen. Aus demselben Grunde fallen die Verhältnisse  $A(8)/A(0)$  in den kalten Jahreszeiten Winter und Frühling höher aus als in den warmen Jahreszeiten Sommer und Herbst. Unterschiede zwischen den verschiedenen Wolkengruppen sind kaum erkennbar, jedoch sind etwas größere  $A(8)/A(0)$ -Werte bei den niedrigen, warmen Wolken Ns und St angedeutet.

Abb.10 zeigt den Einfluß der Wolkenarten auf E-A. Trotz der ziemlich starken Streuung der Kurven kann man erkennen, daß sich E-A in den vier Jahreszeiten ähnlich verhält, so daß eine Mittelung über das Jahr erlaubt scheint. Die Kurven für die 5 Wolkengruppen sind in derselben Reihenfolge angeordnet, wie bereits von G und D bekannt (Abb.7 und 8). Der unteren Reihe von Abb.10 entnimmt man, daß ein mit Cirrus bedeckter Himmel E-A auf etwa 50 bis 60 % der Werte herabdrückt, die unter wolkenlosem Himmel gemessen werden. Ein mäßiger Anstieg der Verhältnisse  $(E-A)(8)/(E-A)(0)$  mit  $\gamma$  tritt für alle Wolkengruppen auf, wie erwartet genau umgekehrt zu den entsprechenden  $A(8)/A(0)$ -Kurven: die nach oben gerichtete (E-A)-Strahlung wird durch Bewölkung in entgegengesetzter Weise wie die A-Strahlung beeinflusst, wie man auch aus einem Vergleich von Abb.4 und 5 ersehen kann.

Die Abhängigkeit von Q von der Wolkenart ist in Abb.11 dargestellt. Wie früher erwähnt, verhält sich Q ähnlich wie G, solange  $\gamma$  nicht zu niedrig ist. 8 okta Cirrus setzt Q auf etwa 60 % ihres Wertes unter wolkenlosem Himmel herab. Die anderen Wolkengruppen haben  $Q(8)/Q(0)$ -Werte zwischen 0,3 (Altus) und 0,1 (Nimbostratus).

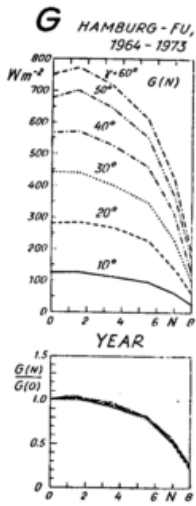


Abb. 1

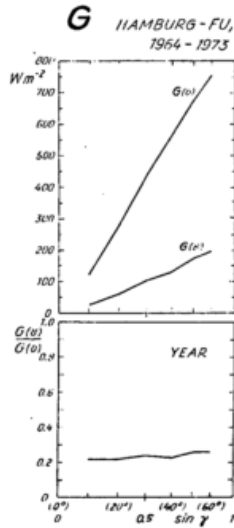


Abb. 2

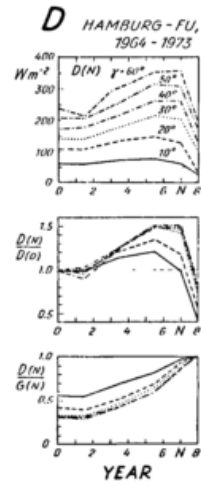


Abb. 3

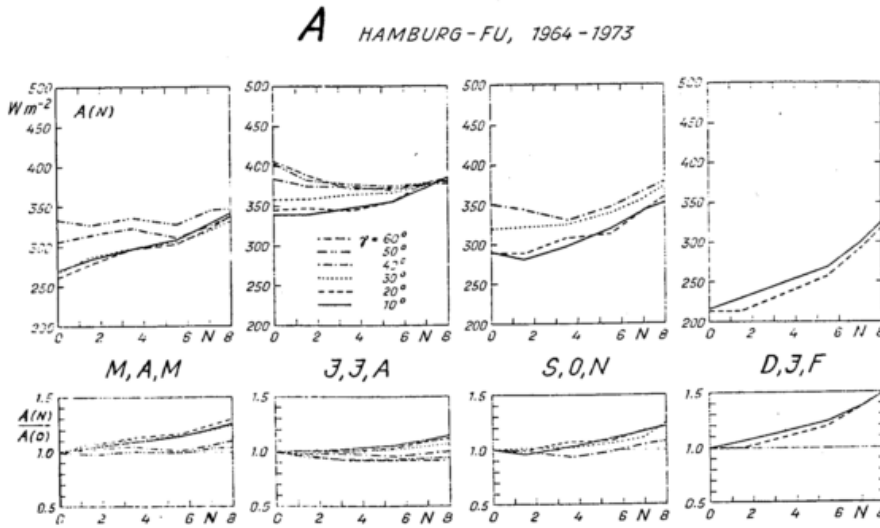


Abb. 4

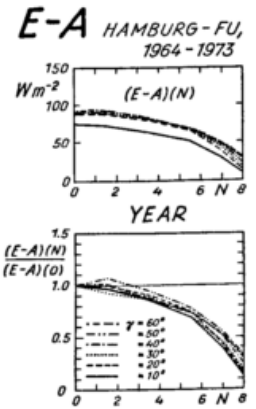


Abb. 5

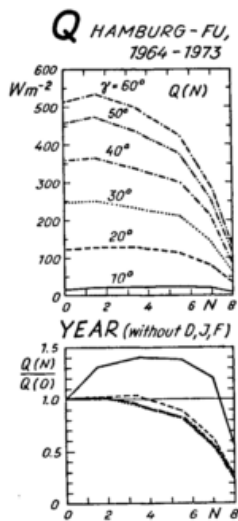


Abb. 6

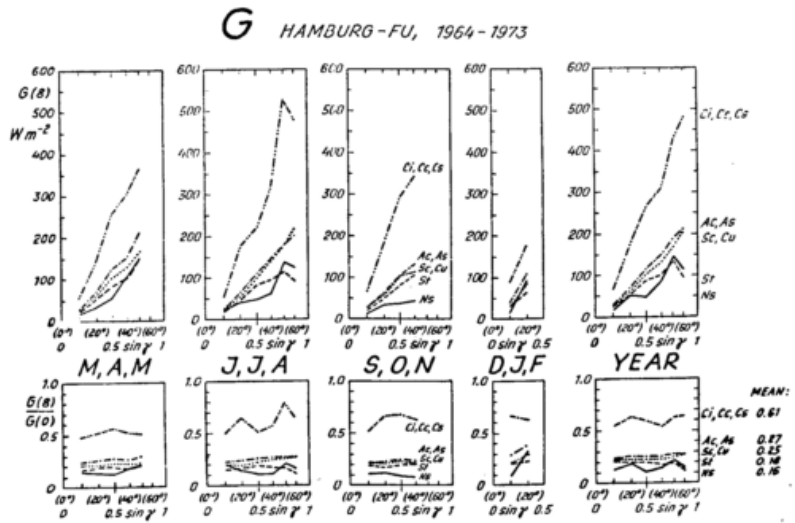


Abb. 7

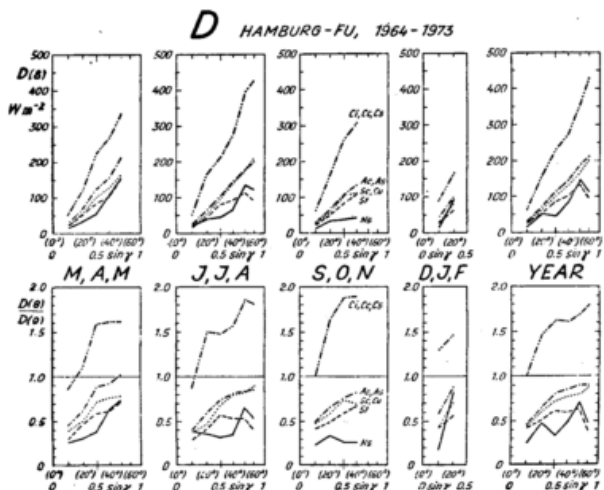


Abb. 8

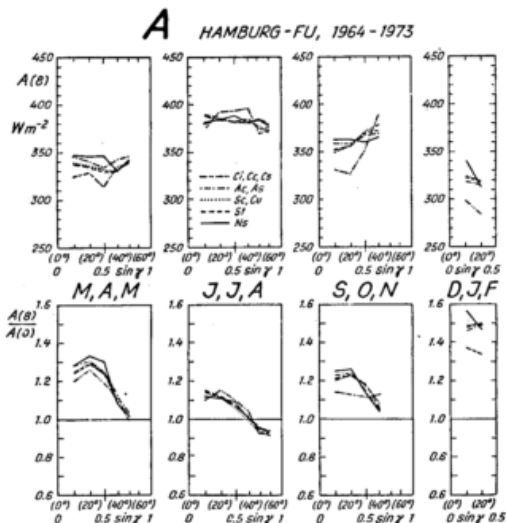


Abb. 9

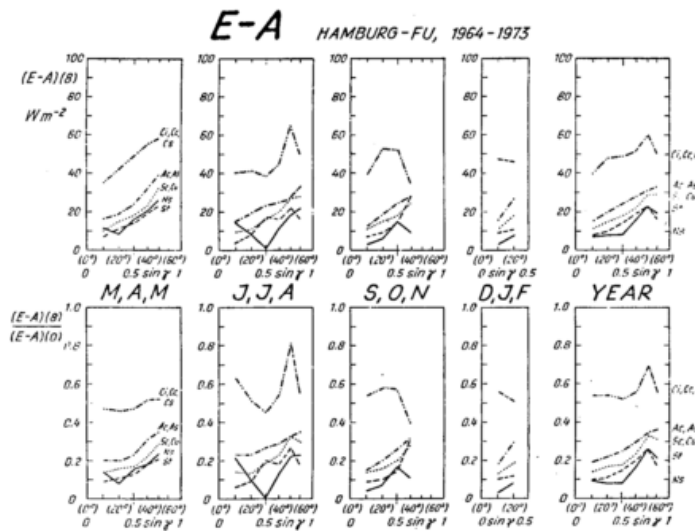


Abb. 10

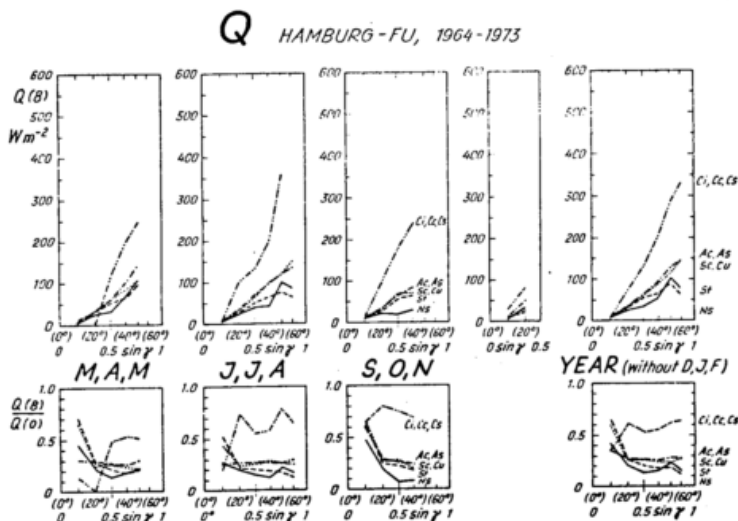


Abb. 11

BESTIMMUNG DER SOLAREN STRAHLUNGSBILANZ AM BODEN  
AUS SATELLITENMESSUNGEN

W.Möser, H.J.Preuß, E.Raschke

Institut für Geophysik und Meteorologie  
der Universität zu Köln  
Kerpener Str. 13  
5000 Köln 41

In dieser Arbeit werden zwei Methoden dargestellt, die eine Abschätzung der Strahlungsbilanz im globalen Maßstab (mit relativ geringer Auflösung) bzw. für den europäischen Raum (mit höherer Auflösung) aus Satellitendaten unter Verwendung von Strahlungstransportrechnungen erlauben. Dabei wird besonders auf eine geeignete Parametrisierung der Bewölkung Wert gelegt. Dazu wird eine effektive Bedeckung definiert, die neben Informationen über die reale Bedeckung auch solche über die optischen Eigenschaften der Wolken enthält. Ferner werden erste Ergebnisse von Simulationsrechnungen für Satellitenmissionen beschrieben, mit denen durch eine statistisch abgesicherte Stichprobenentnahme (Sampling) eine verbesserte Abschätzung sämtlicher Strahlungshaushaltsgrößen erreicht werden soll.

0 EINLEITUNG

Die solare Strahlungsbilanz am Boden spielt als untere Randbedingung der Atmosphäre eine wichtige Rolle im Wärmehaushalt des Systems Erde/Atmosphäre. Ihre Erfassung war bisher jedoch fast ausschließlich durch ein sehr lückenhaftes Bodenmeßnetz möglich. Satellitenmessungen, die sich durch größere Kontinuität in Raum und Zeit auszeichnen, wurden nur in sehr begrenztem Umfang für die Bestimmung der Globalstrahlung und der Bodenalbido genutzt (z.B. Ellis, Vonder Haar (1978)).

Mit geeigneten Annahmen für die atmosphärische Absorption ist es aber möglich, mit Hilfe der Berechnung der Vielfachstreuung, auch aus Satellitendaten Informationen über meteorologische Parameter am Erdboden abzuleiten. Dies wird an zwei Verfahren, die von unterschiedlichem Datenmaterial ausgehen, gezeigt.

1 BESTIMMUNG DER SOLAREN STRAHLUNGSBILANZ AM BODEN AUS NIMBUS-3 DATEN

Die erste Methode verwendet als Eingangsparameter zunächst Tagesmittel der planetaren Albedo  $\rho_p$  und der Minimalalbido  $\rho_{min}$  (d.i. die kleinste

planetare Albedo in einem ausgewählten Zeitraum), wie sie aus Satellitenmessungen abgeleitet werden können. Es werden hier Daten von Nimbus-3 (Auflösung ca. 250km \* 250km) benutzt (Raschke et al., 1973), die als Mittelwerte für vier verschiedene Perioden (15.-30.4.69, Juni 69, 3.-17.10.69, 21.1.-3.2.70) ausgewertet werden.

Ferner sind als Input Tagesmittel der Globalstrahlung bei wolkenlosem ( $M_{GK}$ ) und total bedecktem Himmel ( $M_{GW}$ ) notwendig. Diese werden mit Hilfe eines Strahlungstransportprogramms (Kerschgens et al., 1978) für die unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen (abhg. von geographischer Breite und Jahreszeit) berechnet (Preuß, 1978).

Zur Parametrisierung der Bewölkung wird als Gewichtungsfaktor eine sog. „effektive Bedeckung  $N_{eff}$ “ eingeführt (1):

$$N_{eff} = \frac{\rho_p - \rho_{min}}{\rho_w - \rho_{min}} \quad (\rho_w = 0.68) \quad (1)$$

Hierin ist  $\rho_w$  die Albedo am Oberrand der Atmosphäre über einer Wolken-schicht (obere Begrenzung bei  $z_{cl}$ ) der optischen Tiefe  $\delta_{eff} = 60$  (bei 550 nm).

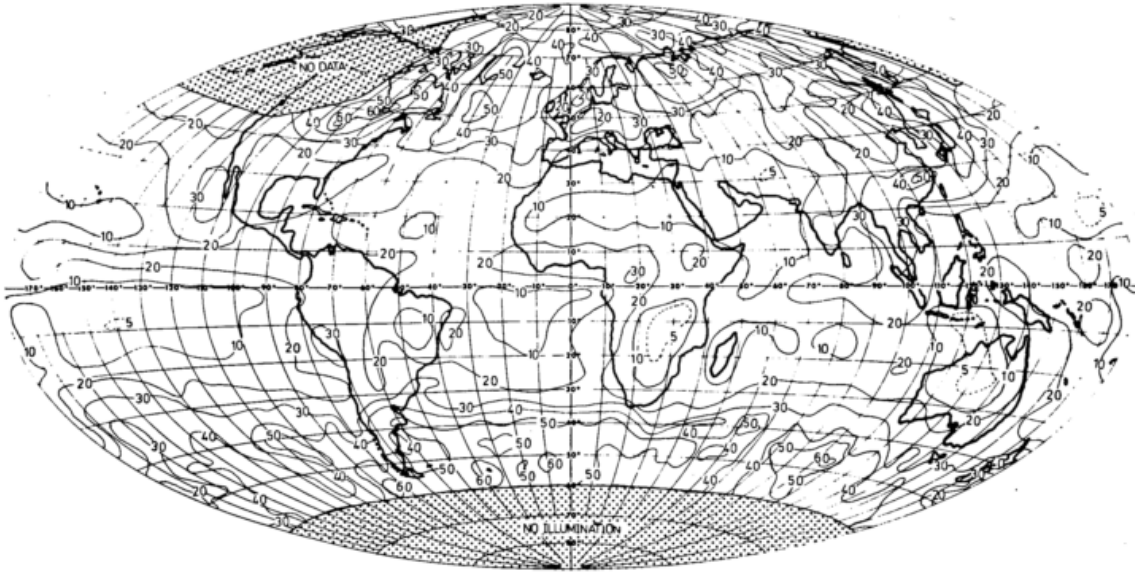


Abb. 1 Effektiver Bedeckungsgrad  $N_{eff}$  für Juni 1969

Globale (Abb.1) und zonale Darstellungen von  $N_{eff}$  erlauben für den

Strahlungshaushalt geeigneter Aussagen als der reale Bedeckungsgrad allein (vgl. ITC, Passatwindzone, Monsungebiet Ostasiens). Mit  $N_{eff}$  läßt sich die Globalstrahlung  $M_G$  nach Gl.(2) berechnen:

$$M_G = N_{eff} * M_{GW} + (1 - N_{eff}) * M_{GK} \quad (2)$$

Die Strahlungstransporttheorie liefert ferner einen linearen Zusammenhang zwischen der Minimalalbedo und der Bodenalbedo  $S_B$  (Preuß, 1978), d.h. die Umkehrung dieser Beziehung ermöglicht eine Abschätzung der Bodenalbedo aus der Minimalalbedo. Für die Bestimmung der solaren Strahlungsbilanz am Boden  $M_B$  gilt dann Gl.(3):

$$M_B = \left\{ \frac{S_p - S_{min}}{S_w - S_{min}} * [M_{GW} - M_{GK}] + M_{GK} \right\} * \left\{ 1 - [S_{min}(S_B)]^{-1} \right\} \quad (3)$$

Die Ergebnisse (vgl. Raschke, Preuß (1979)) stimmen mit denen früherer, klimatologischer Arbeiten gut überein (London, 1957; van Loon et al., 1972). Man erhält aber durch dieses Verfahren - aufgrund der höheren räumlichen Auflösung - mehr Strukturen, vor allem auch in Gebieten, die von einem Bodenmeßnetz nicht erfaßt werden (können).

## 2 BESTIMMUNG DER GLOBALSTRAHLUNG AM BODEN AUS METEOSAT DATEN

Mit der zweiten Methode werden Bildausschnitte des geostationären Satelliten METEOSAT ausgewertet. Zunächst wird die Methode am europäischen Ausschnitt (Abb.2) getestet. Später ist die Verarbeitung weiterer Gebiete geplant. Die Meßdaten von METEOSAT im Spektralbereich von 0.4 bis 1.1  $\mu m$  (VIS-Kanal) sind nicht kalibriert und erfordern aufgrund der hohen Auflösung von ca. 3km \* 6km für Mitteleuropa eine Rektifizierung auf ein zeitlich konstantes Referenzbild. Es werden Bilddaten verarbeitet, die vom 1.6.1979 bis zum 15.6.1979 jeweils zu 7 verschiedenen Tageszeiten aufgenommen wurden. Für die Bestimmung der Globalstrahlung werden wiederum einige Hilfs-

größen (s.Gl.4) benötigt. Da Original-Bilddaten ausgewertet werden, sind diese Größen auch als Funktionen der Sonnenzenitdistanz  $\nu_0$  zu bestimmen.

Einige lassen sich aus Ergebnissen der Strahlungstransportrechnung ableiten, andere können aus dem Bilddatenmaterial selbst bestimmt werden. Zum Teil lassen sich auch beide Möglichkeiten kombinieren.



Abb. 2 METEOSAT VIS-Kanal vom 2.6.1979 12.20 GMT

Der zur Parametrisierung der Bewölkung eingeführte effektive Bedeckungsgrad  $N_{eff}$  wird analog zu Gl.(1) durch Gl.(4) definiert:

$$N_{eff} = \frac{L_R - L_{RK}}{L_{RW} - L_{RK}} \quad (4)$$

- mit  $L_R$  : im VIS-Kanal gemessene Strahldichte
- $L_{RK}$ : Minimumstrahldichte für eine wolkenfreie Atmosphäre
- $L_{RW}$ : Maximumstrahldichte für eine Wolkenschicht mit hoher optischer Tiefe ( $\sigma_w \Rightarrow \infty$ )

Der für die Tagesmittel verwendete lineare Ansatz für  $M_G$  (s.Gl.2) wird durch eine Funktion  $f(N_{eff}, \sqrt{\sigma_0})$  ersetzt, die aus der Strahlungstransportrechnung abgeleitet und für verschiedene Atmosphärenmodelle und Bodenbeden berechnet wird. Die Globalstrahlung  $M_G$  ist dann durch Gl.(5) gegeben, dabei wird abweichend von Gl.(2)  $M_{GK} = 0$  angenommen:

$$M_G = M_{GK} * f(N_{eff}, \sqrt{\sigma_0}) \quad (5)$$

Durch die Angabe eines unteren Grenzwertes für  $N_{eff}$  läßt sich der reale Bedeckungsgrad sowie die Sonnenscheindauer (durch Integration sämtlicher Bildausschnitte eines Tages) bestimmen.

Damit ergibt sich für die Zukunft die Möglichkeit eines Vergleiches der Modellergebnisse nicht nur mit den gleichzeitig von ausgewählten Bodenstationen gemessenen Globalstrahlungen, sondern auch mit Bodenbeobachtungen der Bewölkung bzw. der Sonnenscheindauer. Dieser Vergleich ist für eine Kalibrierung des Modells notwendig und soll den operationellen Einsatz gerade auch für Gebiete mit unzureichender Flächenauflösung des Bodennetzes ermöglichen.

### 3 UNTERSUCHUNGEN ZUM SAMPLING-PROBLEM

Alle Satellitenmessungen enthalten systematische Fehler, deren Ursachen in den Einschränkungen aufgrund vorgegebener Bahn- und Geometrien liegen. Ziel der Untersuchungen

Theorie ist es, durch Simulationen verschiedener Satellitenmissionen diese Systeme im Hinblick auf die zu messenden und abzuleitenden (s.o.) Strahlungsparameter zu optimieren. Es ist bekannt, daß das Sampling der Ortszeit in niedrigeren Breiten durch sonnensynchrone Satelliten lückenhaft ist. Außer durch geostationäre Satelliten sind diese Lücken nur zu füllen durch Satelliten mit abweichender Driftrate. Dies wird vor allem durch eine Veränderung der Bahnneigung erreicht. Die Bahnhöhe ist dabei von sekundärer Bedeutung. Die ausreichende Berücksichtigung der Anisotropie (Wolken, Meer) ist durch sonnensynchrone und auch geostationäre Satelliten nicht gewährleistet. Untersuchungen zu einem befriedigenden Raumwinkelsampling sind deshalb von großer Bedeutung. Es zeigt sich, daß die Stichprobenentnahmen von Satelliten mit höheren Driftraten zu einer erheblich kontinuierlicheren Erfassung des Halbraums, ausgedrückt durch den Satellitenzenit  $\mathcal{J}$  und -azimut  $\Psi$  relativ zur Hauptebene, führen. Abb. 3 stellt den Vergleich des Raumwinkelsamplings durch einen sonnensynchronen ( $i=98^\circ$ ) und einen driftenden Satelliten ( $i=57.5^\circ$ ) dar. Auch komplexere Scanmodes (off-track, konisch) liefern verbesserte Ergebnisse.

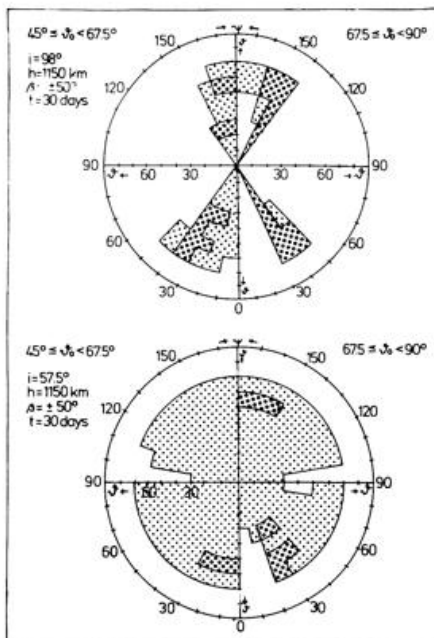


Abb. 3 Häufigkeitsdarstellung des globalen Raumwinkelsamplings für zwei Satelliten unterschiedlicher Bahnneigung (Beobachtungsintervalle jeweils  $\Delta \mathcal{J} = 10^\circ$ ,  $\Delta \Psi = 10^\circ$ ,  $\mathcal{J}_0$  = Sonnenzenitdistanz,  $\text{■} < 1\%$ ,  $\text{■} > 1\%$ )

#### 4 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Es wurden zwei Verfahren beschrieben, mit deren Hilfe aus Daten von polarumlaufenden bzw. geostationären Satelliten die solare Strahlungsbilanz am Boden abgeschätzt werden können. Beide Methoden müssen anhand umfangreicher, gleichzeitiger Bodenmessungen getestet werden, um evtl. vorhandene systematische Fehlerquellen auszuschließen. Detaillierte Sampling-Studien sollen es außerdem - vor allem im Hinblick auf zukünftige Satellitenprojekte - ermöglichen, auf statistisch repräsentativeres Datenmaterial zurückgreifen zu können.

#### 5 LITERATURHINWEISE

- Ellis, J.S.; Vonder Haar, Th.: Solar radiation reaching the ground determined from meteorological satellite data. Third Conference on Atmospheric Radiation, 28.-30.6.1978.
- Kerschgens, M.; Pilz, U.; Raschke, E.: A modified two-stream approximation for computations of the solar radiation budget in a cloudy atmosphere. *Tellus*, 30, S.429-435 (1978).
- London, J.: A study of the atmospheric heat balance. College of Engineering, Research Division, New York University (1957).
- Preuß, H.J.: Bestimmung der kurzwelligen Strahlungsbilanz am Boden aus Messungen des Satelliten Nimbus-3. Diplomarbeit am Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln (1978).
- Raschke, E.; Vonder Haar, Th.; Pasternak, M.; Bandeen, W.: The radiation balance of the earth-atmosphere system from Nimbus-3 radiation measurements. NASA Technical Note, D-7249 (1973).
- Raschke, E.; Preuß, H.J.: The determination of the solar radiation budget at the earth's surface from satellite measurements. *Meteorol. Rdsch.*, 32, S.18-28 (1979).
- Van Loon, H.; Taljaard, J.J.; Sasamori, T.; London, J.; Hoyt, D.V.; Labitzke, K.; Newton, C.W.: Meteorology of the southern hemisphere. Vol.13, No.35, p.1-23 (1972).

## MESSUNGEN DER STRAHLUNGSEIGENSCHAFTEN VON WOLKEN WÄHREND JASIN 1978

J. Schmetz, E. Raschke, M. Gube, H. Fimpel<sup>†)</sup>

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität  
zu Köln und DFVLR<sup>†)</sup>

### Zusammenfassung

Gemessene Profile der Strahlungsflüsse durch Schichtwolken zeigen eine gute Übereinstimmung mit gerechneten Profilen. Es wird der Einfluß der Änderung der Tropfenverteilung mit der Höhe auf die Strahlungsflüsse gezeigt. Weiterhin werden Probleme der horizontalen Wolkenstruktur diskutiert.

### 1 EINLEITUNG

In den Monaten Juli bis September 1978 fand im östlichen Atlantik zwischen der schottischen Westküste und der Rockall-Bank das JASIN-Experiment statt (JASIN-JOINT AIR SEA INTERACTION). Hauptziel dieses Experimentes war die Untersuchung der physikalischen Prozesse bei der Wechselwirkung zwischen der atmosphärischen und ozeanischen Grenzschicht. Die im Rahmen dieses Experimentes von Schiff (FS 'Meteor') und Flugzeug (D-CMET 'Mystère' der DFVLR) aus durchgeführten Strahlungsmessungen hatten u.a. die Zielsetzung, den Einfluß der Bewölkungsstruktur auf das Strahlungsfeld zu untersuchen. Im folgenden wird dieses Problem für den solaren Spektralbereich anhand einiger Messungen und Rechnungen diskutiert.

### 2 INSTRUMENTIERUNG

Die solaren Strahlungsflußdichten aus dem oberen ( $M^-$ ) und unteren Halbraum ( $M^+$ ) wurden mit Solarimetern der Fa. Kipp & Zonen ('Meteor') bzw. mit Pyranometern der Fa. Eppley ('Mystère') gemessen. Neben den üblichen meteorologischen Größen konnten von der 'Mystère' aus auch der Flüssigwassergehalt von Wolken gemessen werden. Dazu diente eine Teddington-Probe der Fa. Normalair-Garrett. Dieses Gerät enthält zwei beheizte Temperaturfühler, von denen nur einer direkt der Luftströmung und den darin enthaltenen Wassertropfen ausgesetzt wird. Der andere wird von einer Luftströmung getroffen, aus der die Wassertropfen ausgeschleudert sind. Der Unterschied der Heizleistungen beider Fühler ist ein Maß für den Flüssigwassergehalt (LWC = liquid water content). Dieses Gerät erlaubt die kontinuierliche Messung des Flüssigwassergehaltes. Da keine Möglichkeit zur Neueichung dieses Gerätes für das JASIN-Experiment bestand, wurde die Meßauswertung anhand

der vom Hersteller mitgelieferten Eichkurven durchgeführt. Die Pyranometer wurden vor, während, und nach dem Experiment geeicht. Weiterhin fanden Vergleichsflüge mit der amerikanischen NCAR-'Electra' und der britischen RAF C-130 statt. Die Fehlermöglichkeiten bei der Verwendung von Pyranometern in Flugzeugen durch Schwankung der Umgebungstemperatur und des Luftdrucks und aufgrund der hohen Belüftungsgeschwindigkeit sind bekannt und können korrigiert werden (Fimpel, 1977). Eine weitere Korrektur ist für die Strahlungsflußdichte aus dem oberen Halbraum bezüglich der Roll- und Nickbewegungen des Flugzeuges notwendig.

### 3 VERTIKALE WOLKENSTRUKTUR

Abb. 1 zeigt ein Vertikalprofil des Flüssigwassergehaltes und der kurzwelligen Strahlungsflußdichten  $M^+$  und  $M^-$  durch einen Stratocumulus, gemessen am 8.8.78 bei 11.2°W, 60°N im JASIN-Gebiet. Die Steiggeschwindigkeit betrug 500 ft/min. Die Wolkenschicht hatte eine klar definierte Obergrenze (Inversion  $\sim 5^\circ\text{C}$ ) mit leicht konvektiven Strukturen (die Wasseroberfläche war etwa 1.6° höher als die Lufttemperatur). Über der horizontal homogenen Sc-Schicht waren keine weiteren Wolken zu beobachten, so daß die Bedingungen nahezu ideal waren. Da die Teddington-Probe nicht auf Flüssigwassergehalte kleiner als 0.15 - 0.2 g/m<sup>3</sup> anspricht, wird von diesem Meßwert ab auf die Wolkenunterkante extrapoliert (strichpunktiert). Wie schon frühere Messungen gezeigt haben (z.B. Paltridge, 1974), nimmt der Flüssigwassergehalt mit der Höhe zu. Gleichzeitig verschiebt sich die Tropfenverteilung zu größeren Tropfen hin. Die drei Tropfenverteilungen in Abb. 2 wurden im gleichen Zeitraum im JASIN-Gebiet mit einer Knollenberg-Probe (ASSP) an Bord der C-130 (Ryder, 1979) gemessen. Das

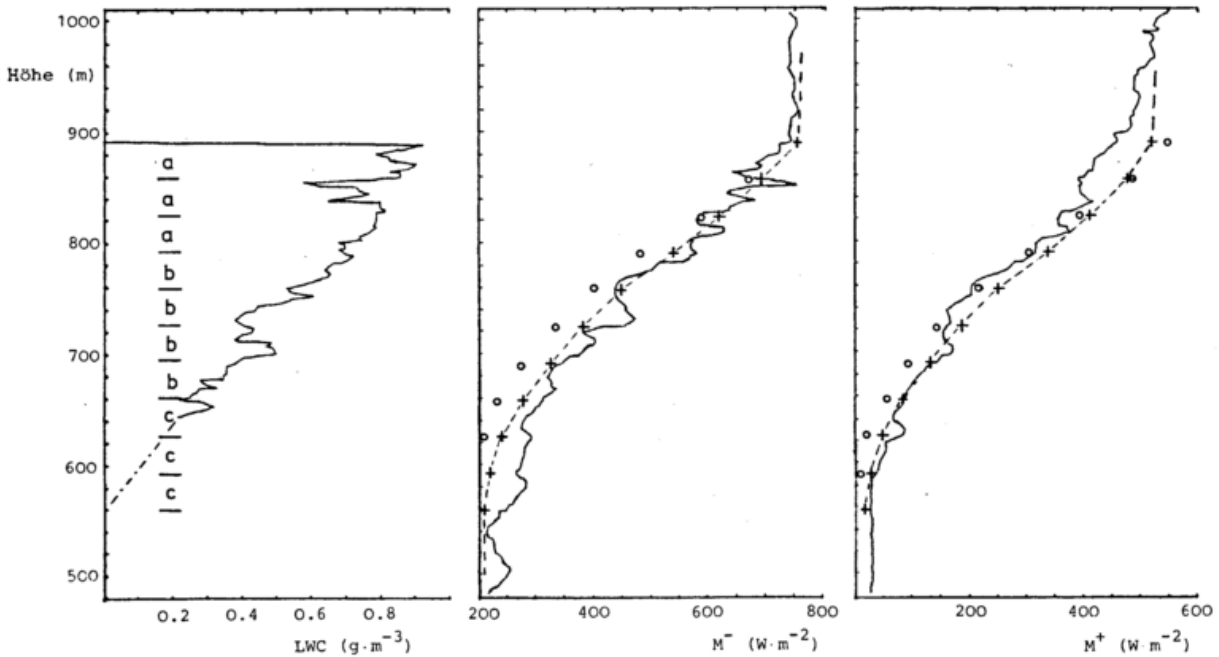


Abb. 1: Profile des Flüssigwassergehaltes (LWC) und der solaren Strahlungsflußdichten in den unteren ( $M^-$ ) und oberen Halbraum ( $M^+$ ) durch einen Stratocumulus, gemessen am 8.8.78 bei  $60^\circ$  N,  $11.2^\circ$  W. Sonnenzenitdistanz =  $45^\circ$ . Werte sind Mittel über eine Sekunde. Steiggeschwindigkeit = 500 ft/min.  
 o: gerechnet mit vertikal homogener Tropfenverteilung (b, s. Abb. 2)  
 +: gerechnet mit vertikal inhomogener Tropfenverteilung (a,b,c)

Maximum der Verteilung fällt dabei von etwa  $10 \mu\text{m}$  am Wolkenoberrand auf etwa  $5 \mu\text{m}$  am Wolkenunterrand. Über die Mie-Theorie (Quenzel, 1976) können die optischen Parameter dieser Verteilungen berechnet werden (s. Tab. 1)

Tab. 1: Optische Tiefe  $\delta$  bei  $0.1 \text{ g}/(\text{m}^3 \text{ km})$  und Einfachstreuabdo  $\omega_0$  für die drei Tropfenverteilungen in Abb. 2

Tropfen- Wellen- länge \ / verteilung		a	b	c
.55 $\mu\text{m}$	$\delta$	14.6	19	25
	$\omega_0$	1	1	1
2.6 $\mu\text{m}$	$\delta$	15.6	20.4	27
	$\omega_0$	0.50	0.50	0.51

Dabei wurden die Brechungsindizes von Wasser nach Hale und Query (1973) zugrunde gelegt. Es zeigt sich, daß die Wolke, gleichen Flüssigwassergehalt vorausgesetzt, nach unten hin optisch wesentlich dicker wird. Dieses Ergebnis legt es nahe, bei Vergleichs-

sungen mit einem Strahlungstransportmodell nicht nur eine inhomogene vertikale LWC-Verteilung, sondern auch ein sich änderndes Tropfenspektrum anzunehmen.

Das benutzte Strahlungstransportmodell ist eine Zwei-Strom Methode (Kerschgens et al., 1978). Innerhalb von Wolken wird eine  $\delta$ -Approximation (Schaller, 1979) benutzt. Die dabei durchgeführten Transformationen der optischen Tiefe und der Einfachstreuabdo berücksichtigen die starke Vorwärtsstreuung an Wolkentropfen. In Abb. 1 sind zu den gemessenen Strahlungsprofilen die berechneten Profile eingezeichnet. Im Modell wurde die Wolke in 10 Schichten von je 33 m Dicke eingeteilt, für die jeweils der mittlere gemessene Flüssigwassergehalt angenommen wurde. Die Tropfenverteilung wurde bei den Rechnungen einmal als höhenkonstant (Verteilung b) angenommen und einmal mit der Höhe variiert. Welche Verteilung in der jeweiligen Schicht berücksichtigt wurde, ist in Abb. 1 kenntlich gemacht. Die optische Tiefe der gesamten Wolke beträgt  $\delta \approx 25$ . Die Rechnungen mit der variablen Tropfenverteilung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen. Bei

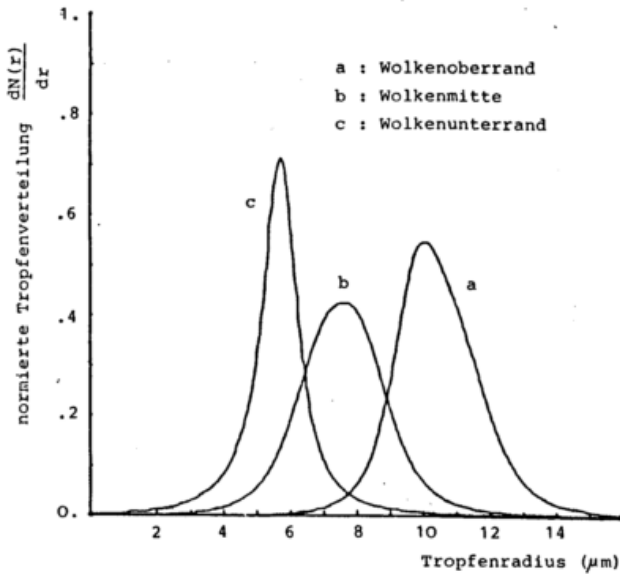


Abb. 2: Tropfenverteilung gemessen in einem Stratocumulus im JASIN-Gebiet (Ryder, 1979)

Rechnungen mit einer mittleren Tropfenverteilung (Verteilung b) für die gesamte Wolke werden die oberen Wolkenschichten optisch dicker. Die Wolkenalbedo erhöht sich dabei um 3% auf 71%. Dies liegt innerhalb der Fehlergrenzen der Strahlungsmessungen, doch wird die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Strahlungsflüssen sichtbar schlechter. Die beste Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Flüsse wird erreicht, wenn man annimmt, daß die LWC-Messungen um etwa 20% zu hoch liegen. Dies liegt noch innerhalb des Fehlers, der für LWC-Messungen angenommen werden muß. Da keine Möglichkeit zur Neueichung der Teddington-Probe bestand und die Daten eines Vergleichsfluges in Wolken mit der C-130 noch nicht vorliegen, konnte eine eventuelle systematische Abweichung noch nicht verifiziert werden.

Der Einfluß eines vertikal veränderlichen Tropfenspektrums auf die Erwärmungsrate in der Wolke ist, wie Tab. 1 vermuten läßt, nur gering. Die Erwärmung der obersten Schicht liegt bei der homogenen Wolke bei  $2.2^{\circ}$  C/h und bei der Wolke mit variabler Tropfenverteilung bei  $2.1^{\circ}$  C/h. Hier kommt der Beimengung von absorbierendem Aerosol zu den Wolkentropfen eine größere Bedeutung zu (Grassl, 1978).

Zusammenfassend läßt sich sagen:

- a) die im Modell benutzte Wolkenparametrisierung ( $\delta$ -Approximation) zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen,
- b) die Berücksichtigung der vertikalen mikrophysikalischen Struktur im Modell führt zu einer Verbesserung der Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Allerdings dürften die Effekte im Vergleich zum Einfluß der makrophysikalischen Wolkeneigenschaften (Wolkenverteilung, -größe, etc.) eher zu vernachlässigen sein.

#### 4 HORIZONTALE WOLKENSTRUKTUR

Noch weitgehend ungelöst ist die Parametrisierung der makrophysikalischen horizontalen Wolkenstruktur in Strahlungstransportmodellen für die gesamte Atmosphäre. Eine Methode, in eindimensionalen Strahlungstransportmodellen den Bedeckungsgrad zu berücksichtigen, ist die Einführung einer effektiven Bedeckung, d.h. die Reduzierung der Bewölkung auf eine planparallele Wolkenschicht mit den gleichen materiellen Eigenschaften (Transmission, Reflexion, Absorption). Bei einer solchen Parametrisierung ist der Flüssigwassergehalt einer Wolkenschicht keine konservative Größe mehr. Eine Möglichkeit der direkten Berücksichtigung des Bedeckungsgrades in einem schnellen Strahlungstransportmodell ist dessen Behandlung als Randbedingung zwischen zwei Wolkenschichten (Schmetz, Raschke, 1979). Unbeachtet bleibt dabei der Einfluß der vertikalen Ausdehnung von Wolken. Die daraus resultierenden Effekte sind schon anhand von speziellen dreidimensionalen Modellen untersucht worden (z.B. McKee, Cox, 1974; Gube et al., 1980). Alle diese Modelle zeigen den signifikanten Einfluß der Wolkenseitenflächen, die als zusätzliche Quellen diffuser Strahlung in den unteren Halbraum wirken. Abb. 3 unterstreicht dies. Aufgetragen ist  $M^-$ , gemessen am 23.8.78 an Bord der Mystère. Die Flughöhe betrug 450 ft., das Flugzeug befand sich zwischen Wasseroberfläche und einer durchbrochenen Wolkendecke. Die punktiert eingezeichnete Gerade entspricht der Strahlungsflußdichte bei klarem Himmel. Zwischen den Wolken sind starke Überhöhungen der Einstrahlung über diesen Wert zu sehen, deren Ursache der oben erwähnte Effekt ist. Ein weiterer Gesichtspunkt, der es lohnenswert erscheinen läßt, sich mit der horizontalen Wolkenverteilung zu beschäftigen, ist deren Zusammenhang mit dynamischen Prozessen in der Atmosphäre (z.B. Wolkenstraßen). Typisch für den 23.8. war eine Wolkenstruktur mit einer Wellenlänge

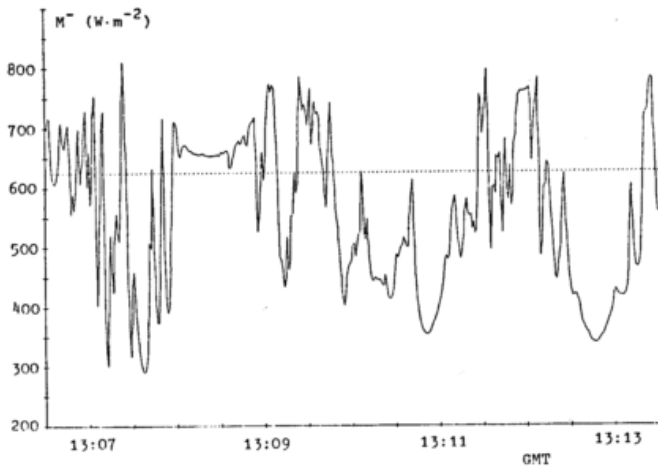


Abb. 3: Zeitreihe des solaren Strahlungsstromes aus dem oberen Halbraum ( $M^-$ ) für einen Flug unter einer durchbrochenen Wolkendecke ( $Sc$ ), gemessen am 23.8.78. Mittelwerte über eine Sekunde. Fluggeschwindigkeit = 100 m/s. Position:  $59.3^{\circ}N$ ,  $11.7^{\circ}W$ .  
..... = Einstrahlung bei klarem Himmel

von etwa 15 - 20 km. Auf der 'Meteor' äußerte sich diese Struktur in Schwankungen in der Globalstrahlung und der Gegenstrahlung mit einer Periode von etwa einer Stunde (Abb. 4). Es bedarf noch weiterer Untersuchungen der typischen Wolkengrößenverteilungen und deren Einfluß auf die Strahlungsfelder. Allerdings scheinen die typischen Flugstrecken zu kurz zu sein (eine Meßstrecke  $\approx 50$  km), um mehr als 2-4 Perioden zu durchmessen. Die Messungen anderer Größen sollte Aufschluß darüber geben, ob diese Wolkenstrukturen mit einer bestimmten mesoskaligen Zirkulation gekoppelt waren.

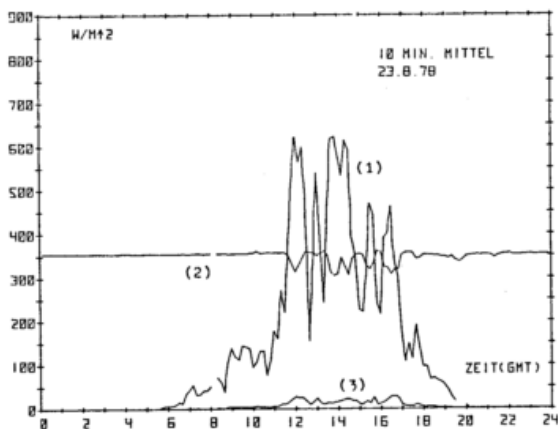


Abb. 4: Zeitreihe der Globalstrahlung (1), Gegenstrahlung (2) und kurzwelligen Reflexstrahlung (3), gemessen am 23.8.78 an Bord der 'Meteor'. Position =  $59^{\circ}N$ ,  $12.3^{\circ}W$

## 5 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Da Wolken einen wesentlichen Einfluß auf die Strahlungserwärmung der Atmosphäre haben, ist ein genaues Verständnis der Strahlungseigenschaften von Wolken erforderlich. Stephens und Webster (1979) zeigen die Notwendigkeit, in Modellen sowohl die vertikale als auch die horizontale Variabilität der die Strahlung bestimmenden Parameter zu beachten. Dabei liegen noch wesentliche Unsicherheiten in der Parametrisierung der Strahlungseigenschaften von Wolken.

## LITERATUR

- Fimpel, H.P. (1977): Die Verwendung von Pyranometern in Flugzeugen. Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht, DLR-FB 77-24, DFVLR, Oberpfaffenhofen
- Grassl, H. (1978): Strahlung in getrübten Atmosphären und in Wolken. Hamburger Geophysikalische Einzelschriften. Reihe A. Heft 37
- Gube, M., J. Schmetz, E. Raschke (1980): An approach to calculate the inherent optical properties of a broken cloud layer. eingereicht bei Beitr. Phys. Atmosph.
- Hale, G.M. u. M.R. Query (1973): Optical constants of water in the 200 nm to 200  $\mu m$  wavelength region. Appl. Opt., 12, 555 - 563
- Kerschgens, M., U. Pilz, E. Raschke (1978): A modified two-stream approximation for computations of the solar radiation budget in a cloudy atmosphere. Tellus, 30, 429 - 435
- McKee, T.B. u. S.K. Cox (1974): Scattering of visible radiation by finite clouds. J. Atmos. Sci., 31, 1885 - 1892
- Paltridge, G.W. (1974): Infrared emissivity, short-wave albedo, and the microphysics of stratiform water clouds. J. Geophys. Res., 79, 4053 - 4058
- Quenzel, H. (1976): Mieprogramm zur Berechnung optischer Parameter von Teilchenverteilungen. Private Mitteilung
- Ryder, P. (1979): A comparison of measurements of cloud liquid water content in stratocumulus between a Knollenberg axial scattering probe and a Johnson-Williams hot wire instrument. unveröffentlichtes Manuskript
- Schaller, E. (1979): A delta-two-stream approximation in radiative flux calculations. Beitr. Phys. Atmosph., 52, 17 - 26
- Schmetz, J. u. E. Raschke (1979): An application of a two-stream approximation to calculations of the transfer of solar radiation in an atmosphere with fractional cloud cover. Beitr. Phys. Atmosph., 52, 151 - 160
- Stephens, G.L. u. P.J. Webster (1979): Sensitivity of radiative forcing to variable cloud and moisture. J. Atmos. Sci., 36, 1542 - 1556

## DIE BERECHNUNG VON SOLAREN STRAHLUNGSFLOSSEN UND DEREN DIVERGENZEN IN WOLKEN

Wilford G. Zdunkowski, Ronald M. Welch,  
Günther Korb

Institut für Meteorologie der Universität Mainz

### ABSTRAKT

Ziel dieser Untersuchung ist das Bereitstellen einer geeigneten Berechnungsmethode für Strahlungsflüsse und Erwärmungsraten in Wolken im solaren Spektralbereich. Diese Methode soll für die praktische Anwendung genügend schnell, genau und einfach sein. Da Zweistromverfahren für ihre einfache mathematische Handhabung bekannt sind, werden mehrere Kategorien bereits existierender Methoden dieser Art analysiert und ein verbessertes Rechenverfahren wird vorgestellt. Numerische Ergebnisse ausgewählter Zweistromverfahren werden den als exakt angesehenen Resultaten der Matrixoperatormethode gegenübergestellt.

### 1 EINFÜHRUNG

Zur gegenwärtigen Zeit wird viel Mühe verwandt, Zirkulations- und Klimamodelle verschiedenster Skalenbereiche aufzustellen und auszuwerten. Notwendigerweise muß sich dabei der numerische Aufwand in Grenzen halten. Es ist möglich, effiziente numerische Methoden anzuwenden zur Bestimmung der dynamischen und thermischen Variablen, jedoch wird gewöhnlich zu viel Rechenzeit benötigt, um ausreichend genaue Strahlungsberechnungen ausführen zu können. Daher ist es von vornherein unmöglich, aufwendige exakte Rechenmethoden zur Anwendung zu bringen. Aus diesem Grunde ist man genötigt, sich approximativer Methoden zu bedienen. Von diesen sind die Strahlungsstrommethoden mathematisch besonders einfach zu behandeln. Einige dieser sogenannten Strahlungsstrom- oder Strahlungsflußmethoden sind nicht genau genug, andere versagen ganz und gar bei der Behandlung gewisser Probleme. Weil man aber von vornherein nicht schlüssig entscheiden kann, welches der vielen Strahlungsstromberechnungsverfahren sich am besten eignet im Zusammenhang mit Klimamodellen, wurden verschiedene Kategorien der Rechenverfahren auf ihre Zweckmäßigkeit untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die sehr unterschiedliche mathematische Struktur mancher Verfahren es fast unmöglich macht, deren numerischen Aufwand und Genauigkeit direkt abzuschätzen. Außerdem verwenden die verschiedenen Autoren auch sehr verschiedene atmosphärische Modelle und Strahlungsparameter, was einen Vergleich erschwert.

Deshalb wurde folgender Weg eingeschlagen. Unterschiedliche erfolgversprechende mathematische Formulierungen zur Berechnung der Sonnenstrahlung wurden auf die gleiche mathematische Form gebracht, um deren physikalische Eigenschaften besser erkennen zu können. Diese Verfahren wurden dann numerisch ausgewertet für das gleiche atmosphärische Modell und die glei-

chen Strahlungsparameter. Die so erhaltenen Resultate wurden dann mit den exakten Resultaten der Matrix-Operator-Methode verglichen.

Alle diese approximativen Methoden bieten gewisse Vorteile, haben aber auch Nachteile, die vermieden werden müssen. Diese Nachteile können auf eine nicht optimale Wahl der Strahlungsparameter zurückgeführt werden, die in dem grundlegenden Differentialgleichungssystem auftreten. Werden die Strahlungsparameter aber gewissen physikalischen Bedingungen unterworfen, dann können manche oder alle Nachteile eliminiert werden, die den verschiedenen Berechnungsmethoden anhaften. Ergebnisse einer solchen verbesserten Methode, genannt PIFM, werden hier vorgestellt.

### 2 THEORETISCHE BASIS

Die Grundlage der Arbeit, über die ich berichte, ist ein System von Differentialgleichungen, das so allgemein gehalten wird, daß es einen Vergleich der verschiedenen Strahlungsflußmethoden ermöglicht. Bezeichnet man mit  $S$  die parallele Sonnenstrahlung, mit  $F_2$  die diffuse, nach unten gerichtete Sonnenstrahlung und mit  $F_1$  die diffuse, nach oben gerichtete Sonnenstrahlung, dann lautet das fundamentale Gleichungssystem wie folgt:

$$\frac{dF_1}{d\tau} = \alpha_1 F_1 - \alpha_2 F_2 - \alpha_3 S/\mu_0 \quad (1a)$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} = \alpha_2 F_1 - \alpha_1 F_2 + \alpha_4 S/\mu_0 \quad (1b)$$

$$\frac{dS}{d\tau} = -(1 - \tilde{\omega} f) S/\mu_0 \quad (1c)$$

$$\alpha_1 = U_1 (1 - \tilde{\omega} (1 - \beta_0)) \quad (1d)$$

$$\alpha_2 = U_2 \beta_0 \tilde{\omega} \quad (1e)$$

$$\alpha_3 = (1-f) \tilde{\omega} \beta(\mu_0) \quad (1f)$$

$$\alpha_4 = (1-f) \tilde{\omega} (1 - \beta(\mu_0)) \quad (1g)$$

Meistens gilt:

$$1 \leq U_1 = U_2 \leq 2 \quad (1h)$$

Die Größen  $\alpha_i$  ( $i=1, \dots, 4$ ) sind physikalische Parameter. Weiterhin treten auf die Größen  $\mu_0 = \cos \vartheta_0$ , mit  $\vartheta_0$  dem Zenitwinkel der Sonnenstrahlung, das sogenannte "albedo of single scattering"  $\tilde{\omega}$ , sowie  $f$ . Die Größe  $f$  stellt den Anteil der nach vorn gestreuten primären Sonnenstrahlung dar, der noch fast parallel ist. Man entzieht diesen Anteil  $f$  dem primär gestreuten diffusen Licht und addiert ihn zum parallelen Licht. Mathematisch wird dieses bewerkstelligt durch die Einführung einer Dirac-Delta-Funktion in die Streufunktion.

Die physikalischen Parameter  $\alpha_i$  enthalten Diffusionsfaktoren,  $U_1, U_2$  für nach oben und nach unten gerichtete Strahlung,  $\tilde{\omega}$ ,  $f$ , sowie die prozentualen Rückstreuoeffizienten  $\beta_0$  und  $\beta(\mu_0)$  für diffuses und primär gestreutes Licht.

Die Lösung des Systems kann für die  $i$ -te Wolkenschicht mit den begrenzenden Niveaus  $i$  und  $i+1$  wie folgt angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} S_i \\ F_{2,i} \\ F_{1,i+1} \end{pmatrix} = \tilde{A} \begin{pmatrix} S_{i+1} \\ F_{2,i+1} \\ F_{1,i} \end{pmatrix} \quad (2a)$$

$$\tilde{A} = \begin{pmatrix} a_{1,i} & 0 & 0 \\ a_{2,i} & a_{4,i} & a_{5,i} \\ a_{3,i} & a_{5,i} & a_{4,i} \end{pmatrix} \quad (2b)$$

Für das vollständige atmosphärische System werden folgende externe Grenzbedingungen gewählt.

$$\begin{aligned} S_{N+1} &= \mu_0 S_0, \quad S_0 = \text{spektr. Solar Konst.} \\ F_{2,N+1} &= 0 \\ F_{1,1} &= A_5(\mu_0) S_1 + A_5 F_{2,1} \end{aligned} \quad (2c)$$

Es ist ersichtlich, daß die an den Rändern auftretenden Strahlungsflüsse eine lineare Kombination der inneren Grenzbedingungen sind. Die Elemente der Matrix  $\tilde{A}$  sind zum Teil recht komplizierte Ausdrücke, welche die Reflexions- und Transmissionseigenschaften der Wolkenschicht charakterisieren.

### 3 UNTERSUCHTE STRAHLUNGSFLUSSMETHODEN

Von der großen Anzahl der in der Literatur veröffentlichten Methoden sind folgende typische Schemen untersucht worden, die aber hier nicht alle besprochen werden können.

1. F - ZDUNKOWSKI et al, 1974
2. F - KERSCHGENS et al, 1978
3. EDDINGTON, SHETTLE, 1970
4.  $\delta$  - EDDINGTON, JOSEPH, 1976
5. DOM, LIOU, 1974
6.  $\delta$  - DOM, SCHALLER, 1979
7. PIFM-gegenwärtige Methode

Weshalb einige dieser Rechenmethoden in gewissen Situationen physikalisch wenig sinnvolle Ergebnisse liefern, ersieht man schon aus der Darstellung der Rückstreuoeffizienten für primär gestreutes paralleles Licht. Betrachten wir z. B. die Methoden 2, 3, 5 und 7. Im Fall  $\mu_0 = 0$  liefern die 4 Methoden den korrekten Grenzwert 0,5. Die Methoden PIFM und KERSCHGENS liefern vertretbare Werte für alle  $\mu_0$ , während die EDDINGTON und DOM-Methoden physikalisch sinnlose negative Rückstreuoeffizienten liefern für große  $\mu_0$ , d.h. für geringe Zenitwinkel der Sonne. In der Tat liefern DOM und EDDINGTON für große  $\mu_0$  schlechte Ergebnisse. Die ursprüngliche Darstellung der Eddington-Differentialgleichung oder der DOM, samt ihrer Lösungen, verraten nichts von den versteckten Problemen. Erst wenn man die ursprünglichen Gleichungen dieser Methoden als Differentialgleichungssysteme der Flüsse darstellt, wird man auf die lauernden Gefahren aufmerksam.

### 4 EINIGE VERGLEICHSRECHNUNGEN

Um einen Eindruck von der Genauigkeit der PIFM Rechenmethode zu übermitteln, stellen wir eine Vergleichsrechnung mit der exakten Matrix-Operator-Methode an. Dabei vergleichen wir die Strahlungsstromdivergenzen, da diese Größen besonders leicht auf Fehler reagieren. Flüsse und selbst Nettoflüsse sind weit weniger fehleranfällig. Zur besseren Übersicht werden auch die Eddington Methode und das Verfahren von KERSCHGENS und Mitarbeiter herangezogen.

Allen 4 Verfahren wird die gleiche Streufunktion zugrundegelegt, die sich auf die Wellenlänge  $1,38 \mu\text{m}$  bezieht und auf eine Stratuswolke mit gesamter optischer Dicke  $\tau = 7,4$ . (Zur Vereinfachung der Rechnung wird nur monochromatische Strahlung betrachtet, die Beleuchtungsstärke der Sonnenstrahlung sei

$S_0 = 1 \text{ Wm}^{-2}$ ). Die Extinktion werde nur durch Wassertropfen verursacht.

Die Berechnung zeigt folgendes:  
Im Durchschnitt liefert die PIFM wesentlich geringere Abweichungen als alle anderen hier untersuchten Methoden. Ähnliche Resultate wurden auch bei vielen anderen Vergleichsrechnungen gefunden bei optisch dickeren Wolken und veränderten Streuparametern.

### 5 EINE ANWENDUNG DER PIFM AUF EINE TROPISCHE ATMOSPHERE

Dieses ziemlich realistische Experiment behandelt eine 1000 m dicke Wolke, die der tropischen Atmosphäre von GATE Phase III zugeordnet wurde. Die optische Dicke bezogen auf Wolkentropfen ist  $\tau \approx 40$ , die Wolkenuntergrenze 1000 m, der Sonnenstand  $\mu_0 = 1$ , Bodenalbedo  $A_g = 0.1$ . Das Sonnenspektrum wurde in 9 Spektralbereiche unterteilt zur wirksamen Erfassung der Wasserdampfabsorption. Die Vergleichsrechnung zwischen PIFM und der Matrix-Operator-Methode zeigt, daß die Abweichung so gering ist, daß es genügt, den Kurvenverlauf einer Methode darzustellen. Die Abb. 1 zeigt den Verlauf der Nettostrahlungsflüsse und der Erwärmungsrate der unteren 11 km. Von besonderem Interesse ist der Verlauf der Erwärmungsrate in der Wolke. Wegen der hohen Energiezufuhr am Oberrande der Wolke findet man dort eine Erwärmungsspitze von etwa  $1.2^\circ \text{ C/h}$ . Am Unterrand der Wolke ist die Erwärmungsrate sehr gering, fast Null, oberhalb der Wolke im Schnitt  $0.15^\circ \text{ C/h}$ . Zum besseren Verständnis ist noch die Erwärmungsrate für den Fall aufgetragen, daß die Wolke nicht vorhanden ist. Wegen fehlender gemessener Feuchte maße in der oberen Atmosphäre war es notwendig, zwei Extrapolationen vorzunehmen, die je eine feuchte und trockene Stratosphäre (moist, dry extrapolation) simulieren.

### SCHLUSSBEMERKUNGEN

Es hat sich herausgestellt, daß PIFM die Vorzüge der Schnellrechenverfahren besitzt und trotzdem außergewöhnlich große Genauigkeit liefert. Aufgrund theoretischer Betrachtungen können die grundlegenden Streuparameter mit guter Genauigkeit in einfachster Weise näherungsweise berechnet werden, nämlich

$$\beta_0 = (3 - p_1) / 8 \quad (3a)$$

$$\beta(\mu_0) = \frac{1}{2} - \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{p_1 - 3f}{1-f} \quad (3b)$$

$$f = \left( p_1 / 3 \right)^2 \quad (3c)$$

$$u_1 = u_2 = 2 \quad (3d)$$

Die Größe  $p_1$  charakterisiert den Asymmetriefaktor der Streufunktion.

### LITERATUR

Joseph, J.H.; Wiscombe, W.J.; Weinman, J.A.: The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer. J. Atm. Sci. 33 (1976), S. 2452-2459.

Kerschgens, M.; Pilz, U.; Raschke, E.: A modified Two-Stream Approximation for Computations of the Solar Radiation Budget in a Cloudy Atmosphere. Tellus XXX (1978), S. 429-435.

Liou, K.A.: Analytic Two-Stream and Four-Stream Solutions for Radiative Transfer. J. Atm. Sci. 30 (1974), S. 1473-1475.

Schaller, E.: A Delta-Two-Stream Approximation in Radiative Flux Calculations. Beitr. Atmos. 52 (1979), S. 17-26.

Shettle, E.P.; Weinman, J.A.: The Transfer of Solar Irradiance Through Inhomogeneous Turbid Atmospheres Evaluated by Eddington's Approximation. J. Atm. Sci. 27 (1970), S. 1048-1055.

Zdunkowski, W.G.; Korb, G.; Davis, C.T.: Radiative Transfer in Model Clouds of Variable and Height Constant Liquid Water Content as Computed by Approximate and Exact Methods. Beitr. Atmos. 47 (1974), S. 157-186.

Zdunkowski, W.G.; Welch, R.M.; Korb, G.: An Investigation of the Structure of Typical Two-stream-methods for the Calculation of Solar Fluxes and Heating Rates in Clouds. Erscheint demnächst in Beiträge zur Physik der Atmosphäre.

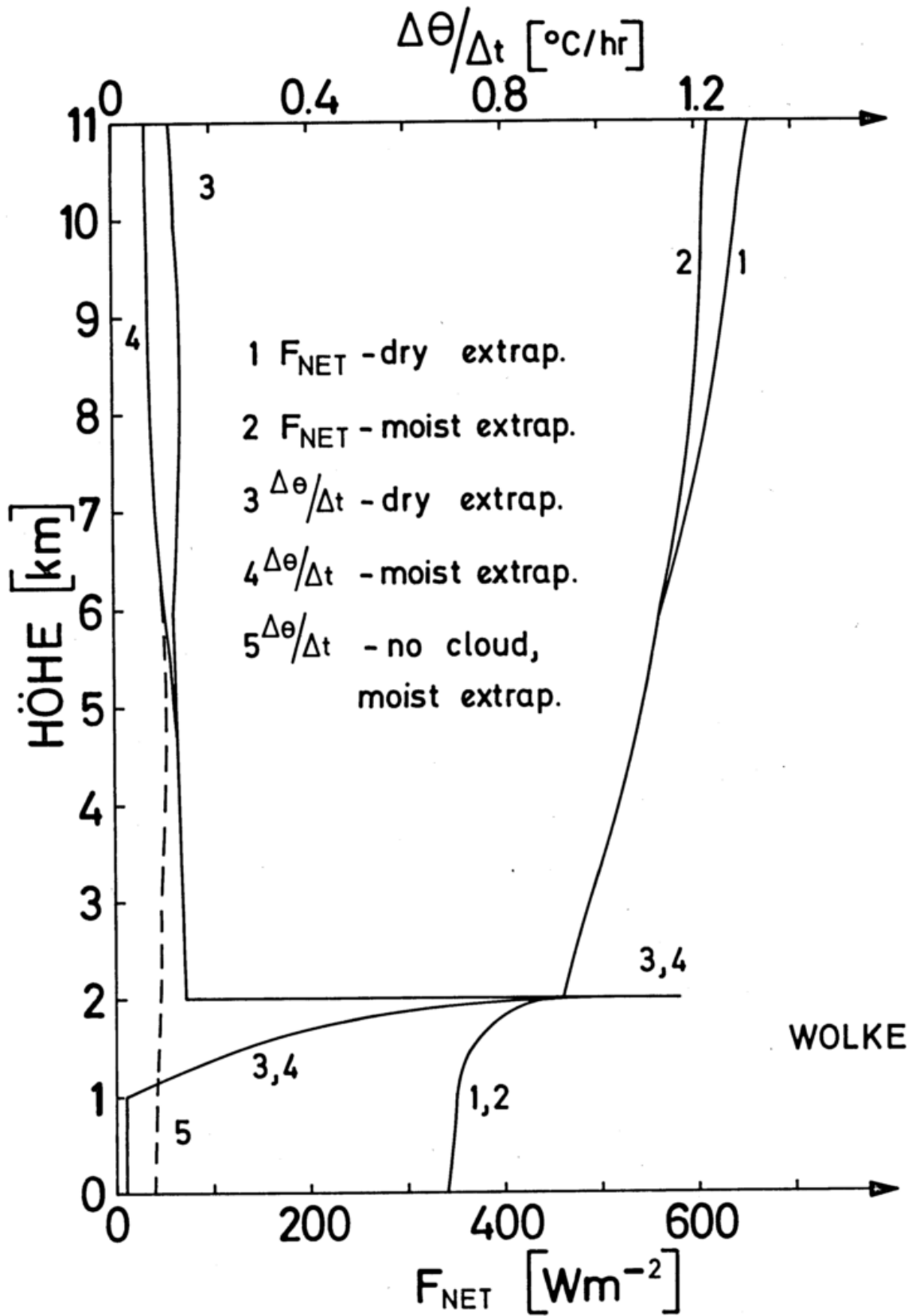


Abb. 1 Vertikale Verteilung der Nettostrahlungsströme der Sonnenstrahlung und der Erwärmungsrate bezogen auf eine tropische Atmosphäre.  
 $F_{\text{NET}}$  = net flux,  $\Delta\theta/\Delta t$  = Erwärmungsrate,  $\mu_0 = 1$ ,  $A_s = A_s(\mu_0) = 0,1$

DIE ROLLE DER STRAHLUNGS DIVERGENZ IN EINER GRENZSCHICHT MIT BEWÖLKUNG

Eberhard Schaller

Meteorologisches Institut der Universität

Auf dem Hügel 20, 5300 Bonn 1

Zusammenfassung: Ein vereinfachtes Strahlungsmodell mit hinreichender Genauigkeit wird beschrieben und in seiner Anwendung als Parametrisierungsschema für die Strahlungsprozesse im Rahmen eines integrierten Grenzschichtmodells vorgestellt. Typische Vertikalprofile der Strahlungsbilanz und der Strahlungsdivergenz in wolkenfreier und bewölkter Grenzschicht werden gezeigt. Ein Vergleich von Modellergebnissen und Meßdaten des ATEX-Experimentes ergibt insbesondere gute Übereinstimmung bei den turbulenten Flüssen, während die Inversionshöhe sich als etwas zu niedrig erweist.

1 EINLEITUNG

In den letzten Jahren ist eine Reihe einfacher, aber hinreichend genauer approximativer Methoden zur Berechnung der atmosphärischen Strahlungsflußdichten entwickelt worden (vgl. Joseph et al. (1976) als Beispiel). Dieser Modelltyp ist geeignet zum Einbau in allgemeine meteorologische Modelle, in denen thermodynamische Vorgänge zu berücksichtigen sind. Ein solches Verfahren wird hier beschrieben und in seiner Anwendung als Bestandteil eines integrierten Grenzschichtmodells demonstriert.

2 DAS PARAMETRISIERUNGSSCHEMA FÜR DIE STRAHLUNGSFLUSSDICHTEN

Das hier verwendete approximative Rechenschema weist folgende Kennzeichen auf:

(1) Als Basis zur Berechnung der Strahlungsflußdichten dient die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG). Das in dieser Gleichung auftretende Streuintegral wird durch drei Terme approximiert: der direkt nach vorne gestreute Anteil wird mit Hilfe der Delta-Funktion, die übrige Streustrahlung durch eine nur zwei Reihenglieder berücksichtigende Entwicklung mit Kugelfunktionen beschrieben. Außerdem wird Chandrasekhar's Methode der diskreten Ordinaten zur Lösung der SÜG verwendet. Die Details zur Ermittlung der halbräumlichen Strahlungsflußdichten sind in Schaller (1979) angegeben.

(2) Das Modell berücksichtigt die optische Wirkung der atmosphärischen Gase Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon sowie - falls vorhanden - von Bewölkung und Luftbeimengungen.

(3) Es handelt sich um ein modifiziertes graues Modell. Gemittelt wird einmal über das gesamte solare Spektrum sowie einzeln über die Bandbereiche und das Wasserdampffenster im terrestrischen Spektrum. Dabei erfolgt die Mittelbildung bei Gasen und bei Bewölkung bzw. Luftbeimengungen unterschiedlich. Wegen der größeren Temperatur- und Druckabhängigkeit wird die

spektrale Mittelung der gasförmigen Transmission explizit im Rechenschema ausgeführt. Für die Bewölkung bzw. die Luftbeimengungen werden spektrale Mittelwerte vorab aus Mie-Rechnungen bestimmt; hier wird Temperatur- und Druckabhängigkeit also vernachlässigt.

3 ANWENDUNG DIESER PARAMETRISIERUNG IN EINEM GRENZSCHICHTMODELL

Dieses Rechenschema wird in ein einfaches thermodynamisches Modell für eine gut durchmischte Grenzschicht eingebaut, welche eine Temperaturinversion über einer Schichtbewölkung (Stratus, Stratocumulus) aufweist. Durch die Verwendung eines Parametrisierungsschemas für die Strahlungskenngrößen werden diese zu inneren Modellparametern. Damit ist die ursprüngliche Version des integrierten Grenzschichtmodells (später als Modell 1 bezeichnet), in der die Strahlungsterme als externe Größen vorzugeben waren, erweitert worden. Eine Beschreibung von Modell 1 ist in Kraus und Schaller (1978) zu finden.

Abbildung 1 zeigt typische Vertikalprofile der Strahlungsbilanz und der Temperaturänderung durch Strahlung am Beispiel eines für die Passatregion repräsentativen Paares von Temperatur- (T) und Feuchteprofil (Q). Man erkennt, daß die Strahlungsdivergenz - hier dargestellt als Temperaturänderung durch Strahlung - je zwei ausgeprägte Extrema am Ober- und Unterrand der Inversion sowie in der Nähe von Wolkenobergrenze und Wolkenuntergrenze aufweist. Diese vier Extrema treten auch bei Beispielrechnungen für den nördlichen Atlantik und die Westküste Kaliforniens auf und können als charakteristisch für diesen Grenzschichttyp angesehen werden. Dabei werden die Extrema in der Inversion in erster Linie von der Temperaturdifferenz und dem Feuchtesprung zwischen Inversionsober- und -untergrenze sowie der Dicke der Inversion bestimmt, während vor allem der Flüssigwassergehalt und die geometrische Dicke die Extrema in der Wolke beeinflussen. So kann es vorkommen, daß bei schwächeren Temperaturinversionen, aber einer mächtigen Stratocumulusdecke

# PASSATREGION

FLUESSIGWASSERGEHALT: 1.00 G/KG

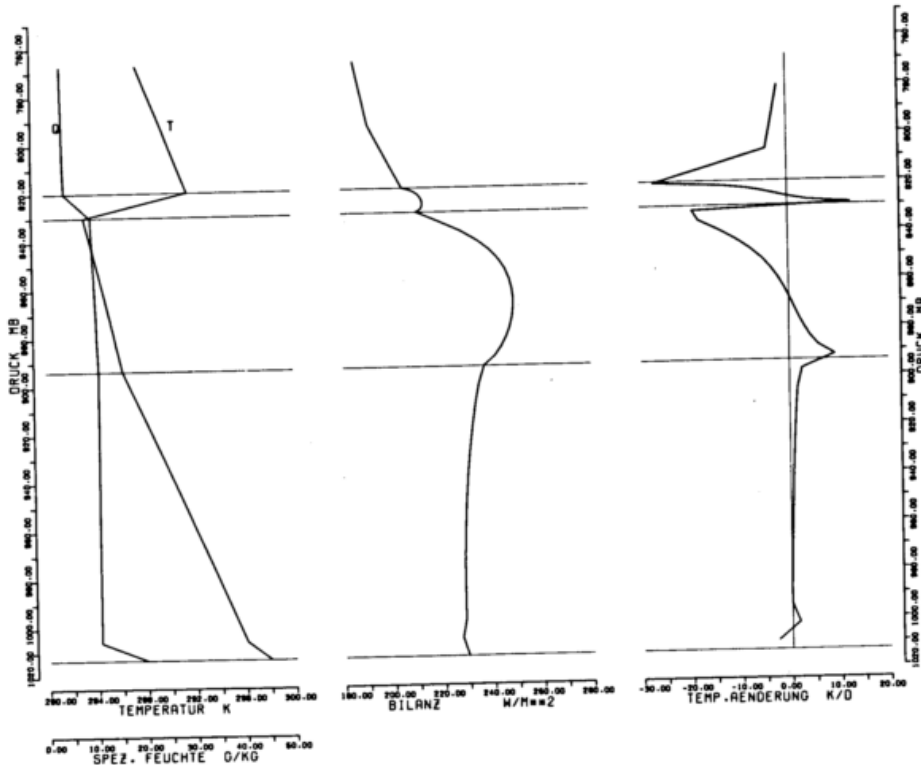


Abbildung 1: Charakteristische Profile der Strahlungsbilanz und der Strahlungsdivergenz (dargestellt als Temperaturänderung durch Strahlung) in einer Grenzschicht mit Bewölkung und Temperaturinversion. Gezeigt wird ein Beispiel aus der Passatregion; die Eingangsprofile der Temperatur (T) und der spez. Feuchte (Q) sind angegeben. Es wurde ein Zenitwinkel der Sonne von 60° angenommen. Die waagrechten Linien markieren von unten nach oben die Erdoberfläche, die Wolkenuntergrenze, die Wolkenobergrenze (entspricht der Inversionsuntergrenze) und die Inversionsobergrenze.

die Strahlungsdivergenz ihr absolutes Minimum im Oberteil der Wolke hat.

Als Folge eines solchen typischen Vertikalprofils der Strahlungsdivergenz würde jeweils im unteren Teil von Wolke und Inversion sowie in wesentlich geringerem Maße auch im darunter liegenden wolkenfreien Teil der gut durchmischten Schicht eine Temperaturerhöhung durch Strahlung eintreten. Im oberen Teil der Inversion und der Wolke würde durch Strahlung eine Temperaturabnahme zu beobachten sein.

Beim Vertikalprofil der Strahlungsbilanz ist insbesondere zu vermerken, daß diese im Inneren der Wolke keineswegs einen konstanten Wert annimmt. Diese Annahme wird in einigen Arbeiten, z. B. bei Randall (1979), gemacht, um damit im oberen Teil der Bewölkung eine "strahlungsaktive" Schicht zu definieren. Der Einfluß von Strahlungsprozessen auf die Profile von Zustandsgrößen und turbulenten Flüssen erfolgt in diesen Arbeiten dann im wesentlichen in dieser Schicht.

Abbildung 2 zeigt an zwei Beispielen, wie sich die Vertikalprofile der Strahlungsbilanz und der Strahlungsdivergenz für den wolkenfreien Fall (Beispiel (A)) beim Auftreten einer Schicht-

bewölkung verändern. Die Eingangsdaten sind erneut charakteristisch für die Passatregion. Fall (B) beschreibt die Auswirkungen einer Wolke von 30 mb Dicke, Fall (C) von 50 mb Dicke. In beiden Fällen ist das Mischungsverhältnis des Flüssigwassers am Oberrand der Wolke mit 1,27 g/kg gleich, d. h. im Fall (B) sind mehr Wolkentröpfchen pro Volumeneinheit zu beobachten.

Im Fall (A) versuchen die Strahlungsprozesse, die Temperaturgegensätze auszugleichen. Dies bedeutet Strahlungsabkühlung im größten Teil der wolkenfreien gut durchmischten Schicht, starke Erwärmung im Bereich der Inversionsuntergrenze und wieder starke Abkühlung am Oberrand der Inversion. Statt der in Abbildung 1 gezeigten vier Extrema sind jetzt nur noch je ein ausgeprägtes Maximum und Minimum im Strahlungsdivergenzprofil zu sehen.

Ist dagegen eine Wolkendecke vorhanden, so wird der Bereich der Temperaturerhöhung durch Strahlung in der Nähe des Wolkenunterrandes beobachtet, während sich die Wolke in ihrem oberen Teil stark auskühlen würde. Aufgrund von Strahlungsprozessen würden sich also an der Inversionsuntergrenze die Temperaturgegensätze verschärfen. Diesem Trend wirkt möglicherweise ein verstärk-

# PASSATREGION

VARIABEL: DICKE DER WOLKE

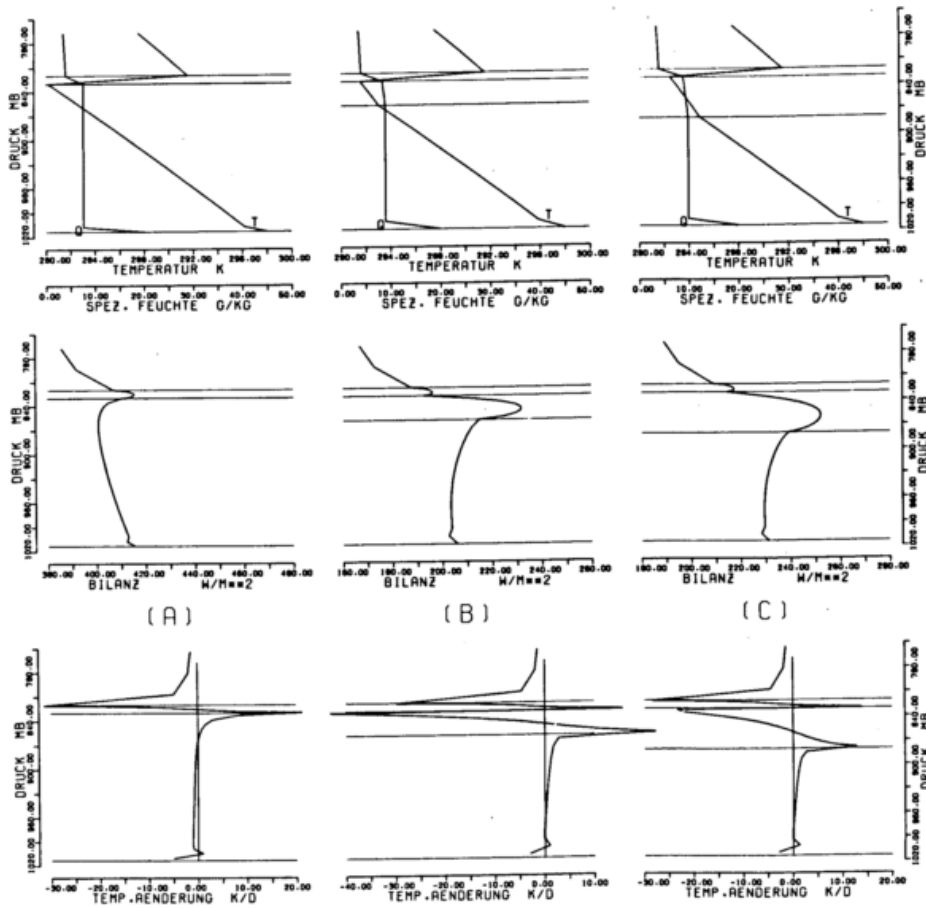


Abbildung 2: Einfluß der Wolkendicke auf die Vertikalprofile der Strahlungsbilanz und der Strahlungsdivergenz. Die Wolkendicke beträgt 0 mb (keine Wolke) im Fall (A), 30 mb im Fall (B) und 50 mb im Fall (C). Die gewählten Eingangsprofile sind erneut für die Passatregion repräsentativ; sie sind in der obersten der drei Bildzeilen dargestellt. Weitere Informationen sind der Legende zu Abbildung 1 zu entnehmen.

ter turbulenter Austausch entgegen.

Die Fälle (B) und (C) verdeutlichen den Einfluß der geometrischen Dicke der Wolke auf die Strahlungsprofile. Im Fall (B) ist die Wirkung des Flüssigwassers auf eine dünnere Schicht konzentriert, was zu stärkeren Extrema bei der Temperaturänderung durch Strahlung führt. In diesem Fall sind die Extremwerte in der Wolke auch größer als diejenigen in der Inversion.

Abbildung 3 zeigt einen Vergleich von Rechenergebnissen der beiden nun vorliegenden Versionen des integrierten Grenzschichtmodells mit Auswertungen des ATEX-Experimentes (siehe z. B. Augstein et al., 1973). Als Eingangsdaten für die Modellrechnungen werden Meßwerte des Forschungsschiffes "Planet" aus der ungestörten Periode (6. - 12. 2. 1969) dieses Experimentes verwendet. In Modell 1 werden die Strahlungskenngrößen mit  $-70,0 \text{ W/m}^2$  für die Strahlungsbilanzdifferenz zwischen Inversionsober- und

-untergrenze sowie  $0,0 \text{ K/d}$  für die mittlere Temperaturänderung in der gut durchmischten Schicht extern vorgeben. Diese Werte wurden bisher in der Literatur als typisch angesehen. In der erweiterten Modellversion (Modell 2) ergeben sich die Strahlungskenngrößen als innere Parameter in diesem Fall zu  $-19,1 \text{ W/m}^2$  und  $-2,9 \text{ K/d}$ ; dies entspricht einer Strahlungsbilanzdifferenz zwischen Inversionsobergrenze und Meeresoberfläche von  $-70,3 \text{ W/m}^2$ .

Es ist also zu erkennen, daß in Modell 1 die gesamte Strahlungsdivergenz in der Inversion konzentriert ist, während in Modell 2 mit Hilfe des Parametrisierungsschemas die Wirkung der Strahlungsprozesse auf die einzelnen Schichten realistisch verteilt ist. Dies hat zur Folge, daß im Modell 2 die turbulenten Flüsse von gesamter statischer Energie ( $F_h$ ), fühlbarer Wärme ( $F_s$ ) und Gesamtfeuchte ( $F_{q+1}$ ), deren Vertikalprofile für beide Modellversionen im linken Bild

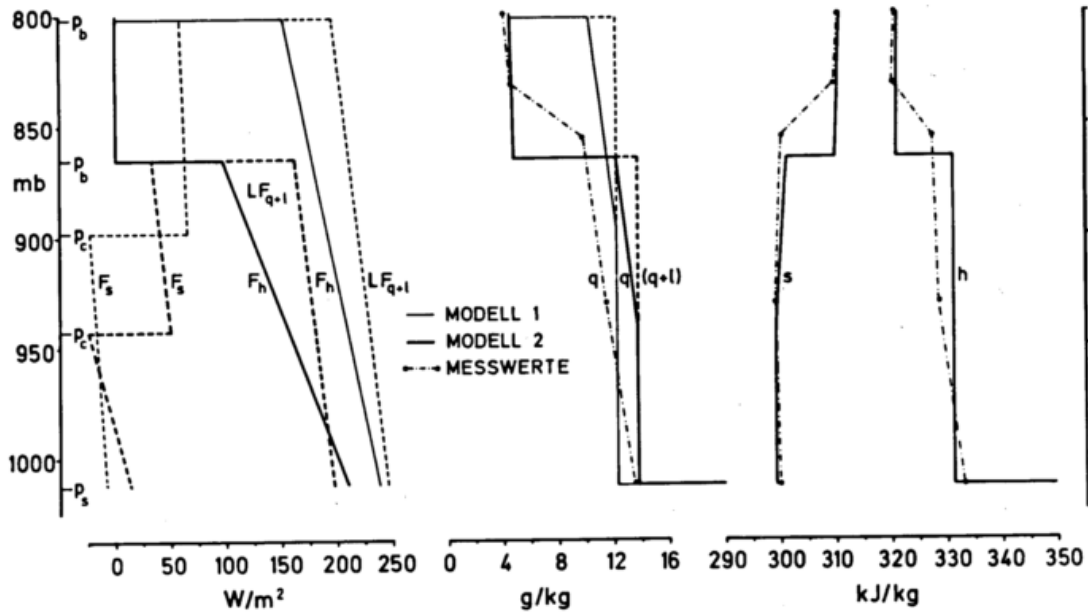


Abbildung 3: Vergleich von Ergebnissen des integrierten Grenzschichtmodells (Modell 1 siehe Kraus und Schaller (1978), Modell 2 enthält zusätzlich die Strahlungsparametrisierung) mit Messwerten des ATEX-Experimentes. Dargestellt sind:  $F_h$ ,  $F_s$ ,  $F_{q+l}$  turbulente Flüsse der gesamten statischen Energie  $h$ , der Enthalpie  $s$  und des Gesamtwassergehalts ( $q+l$ ) ( $q$  spez. Feuchte,  $l$  Mischungsverhältnis des Flüssigwassers) sowie die Vertikalprofile der entsprechenden Zustandsgrößen.  $L$  bezeichnet die spezifische Verdampfungswärme.

von Abbildung 3 zu sehen sind, am Boden bis auf wenige  $W/m^2$  mit unabhängigen Auswertungen der Flüsse nach der Bulk-Methode übereinstimmen. In Modell 1 dagegen werden zu hohe Werte bei  $F_h$  und  $F_{q+l}$  sowie ein zu kleiner Wert bei  $F_s$  beobachtet (vgl. auch Kraus und Schaller, 1978).

Die beiden anderen Teile der Abbildung 3 geben Vertikalprofile der Zustandsgrößen spezifische Feuchte  $q$  und Gesamtwassergehalt ( $q+l$ ) (mittleres Teilbild) sowie Enthalpie  $s$  und gesamte statische Energie  $h$  (rechtes Teilbild). Es werden die Ergebnisse der beiden Modellfassungen mit den ausgewerteten Aufstiegen während ATEX verglichen. Bei Enthalpie und gesamter statischer Energie unterscheiden sich beide Modelle nur wenig; deshalb werden hier nur die Ergebnisse von Modell 2 gezeigt.

Größere Unterschiede ergeben sich bei der Feuchte. Hier liefert Modell 2 in der gut durchmischten Schicht etwas zu hohe Werte. Bei Modell 1 ist die Annäherung an das Meßprofil in der wolkenfreien gut durchmischten Schicht besser. In dieser Modellversion errechnet sich jedoch eine zu dicke Wolke und eine zu hohe Inversion. Beide Größen - Wolkendicke und Inversionshöhe - werden von Modell 2 besser wiedergegeben. Bei dieser Verifikation muß aber berücksichtigt werden, daß das Grenzschichtmodell in beiden Fassungen stark beeinflussende Größen wie horizontale Windfelddivergenz und horizontale Temperatur- und Feuchtegradienten auch bei ATEX nur mit eingeschränkter Genauigkeit bekannt sind. Im Lichte dieser Ungenauigkeiten der Eingangsdaten müssen selbst die Ergebnisse von Modell 1

als akzeptabel angesehen werden.

#### 4 AUSBLICK

Im Rahmen des integrierten Grenzschichtmodells wurde das Rechenschema für die Strahlungskenngrößen nur für vollständig bedeckten Himmel verwendet. Eine Verallgemeinerung des Strahlungsmodells auf nur teilweise Bedeckung ist durch Verwendung einer linearen Wichtung der Strahlungsflußdichten für wolkenlosen und vollständig bedeckten Himmel jederzeit möglich. Allerdings macht die Behandlung einer Grenzschicht mit durchbrochener Bewölkung im Rahmen des integrierten Modells eine erweiterte Formulierung der thermodynamischen Vorgänge notwendig, die bis heute noch nicht abgeschlossen ist.

#### 5 LITERATUR

- Augstein, E., Riehl, H., Ostapoff, F. und Wagner, V., 1973: Mass and Energy Transports in an Undisturbed Atlantic Trade-Wind Flow. Monthly Weather Rev. 101, 101 - 111.
- Joseph, J. H., Wiscombe, W. J. and Weinman, J. A., 1976: The Delta-Eddington Approximation for Radiative Flux Transfer. J. Atmos. Sci. 33, 2452 - 2459.
- Kraus, H. und Schaller, E., 1978: Steady-State Characteristics of Inversions Capping a Well-Mixed PBL. Bound.-Layer Meteorol. 14, 83 - 104.
- Randall, D. A., 1979: Entrainment into a Stratocumulus Layer with Distributed Cooling. Beitr. Phys. Atmosph. 52, 17 - 26.
- Schaller, E., 1979: A Delta-Two-Stream Approximation in Radiative Flux Calculations. Beitr. Phys. Atmosph. 52, 17 - 26.

EINIGE BEOBACHTUNGSERGEBNISSE ALS HILFSMITTEL  
ZUR MODELLIERUNG VON STRAHLUNGSNEBEL

Kurt Kohlsche

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Aus fünfjährigen Beobachtungen von Strahlungsnebel in Quickborn werden einige statistische Zusammenhänge erarbeitet. Die theoretische Ableitung eines Ausdrucks für die Abnahme der Taupunktsdifferenz vor Nebelbeginn ermöglicht eine Deutung der Ergebnisse. Eine besondere Rolle spielen Strahlungsbilanz, Windstärke, Taupunktsdifferenz und Ri-Zahl. Für Modellrechnungen ergibt sich, daß vor allem der geostrophische Wind und die Gegenstrahlung wichtig sind.

Die Bildung von Strahlungsnebel nimmt in groben Zügen meist folgenden Verlauf: Mit Beginn der langwelligen Ausstrahlung der Bodenoberfläche nach Sonnenuntergang (SU) kühlt sich die angrenzende Luft ab, bis der Taupunkt erreicht ist. In der überwiegenden Zahl der Fälle tritt vorher noch Taubildung ein. Da meist genügend Aerosol vorhanden ist, wird die 1 km-Grenze der Sichtweite im Mittel schon bei 95% rel. Feuchte erreicht. Bei weiterer Abkühlung wird der Nebel dichter und wächst nach oben.

In Bild 1 ist die mittlere Taupunktsdifferenz  $\delta\tau_1 = T_1 - \tau_1$  in 2 m bei Beginn der Ausstrahlung (BA) und die mittlere Temperaturabnahme  $\delta T_2$  von Beginn der Ausstrahlung bis zum Nebelbeginn (NB) für die einzelnen Monate aufgetragen.

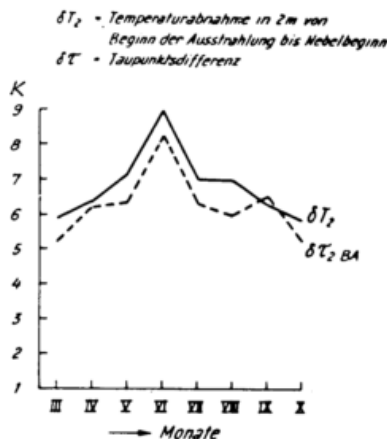


Bild 1

Beide Kurven haben einen Abstand von höchstens einem Grad. Die tatsächliche Temperaturabnahme bis zur Nebelbildung liegt in allen Monaten, außer im September, über der Taupunktsdifferenz. Es tritt offenbar nach SU nur noch eine unwesentliche Abnahme des Taupunktes ein, so daß  $\delta\tau$  bei BA ein angenähertes Maß für die zur Nebelbildung notwendige Abkühlung ist.

Wenn sich Nebel bilden soll, muß also  $\delta\tau$  von dem Anfangswert  $\delta\tau_{BA}$  bis zum Wert Null abnehmen. D.h. es muß gelten

$$\frac{\partial \delta\tau}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \tau}{\partial t} < 0 \quad (1)$$

Führen wir in (1) die Taupunktsformel und die Zustandsgleichung  $e = R_w a T$  für Wasserdampf ein, so erhalten wir

$$\frac{\partial \delta\tau}{\partial t} = \left[ 1 - \frac{c_1}{(c_2 + \ln a + \ln T)^2} \frac{1}{T} \right] \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{c_1}{(c_2 + \ln a + \ln T)^2} \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial t} \quad (2)$$

(a = absolute Feuchte;  $c_1, c_2$ : Konstanten). In (2) setzen wir die Differentialgleichungen für  $\partial T / \partial t$  und  $\partial a / \partial t$ ,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K \left( \Gamma + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] - \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial Q_L}{\partial z} \quad (2a)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K \frac{\partial a}{\partial z} \right], \quad (2b)$$

ein und erhalten

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta\tau}{\partial t} = & \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial Q_L}{\partial z} \left[ 1 - \frac{c_1}{(c_2 + \ln a + \ln T)^2} \frac{1}{T} \right] \\ & 1 \text{ Wärmequelle (Strahlungsdivergenz)} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[ K \left( \Gamma + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] \left[ 1 - \frac{c_1}{(c_2 + \ln a + \ln T)^2} \frac{1}{T} \right] \\ & 2 \text{ turb. Diffusion der Wärme} \\ & - \frac{\partial}{\partial z} \left[ K \frac{\partial a}{\partial z} \right] \frac{1}{a} \frac{c_1}{(c_2 + \ln a + \ln T)^2} \\ & 3 \text{ turb. Diffusion des Wasserdampfes} \end{aligned} \quad (3)$$

( $Q_L$  = langwellige Strahlungsbilanz  
K = turbulenter Diffusionskoeffizient).  
 $\partial \delta\tau / \partial t$  wird also vom turbulenten Wärme- und Wasserdampftransport und vom Energieaustausch durch Wärmestrahlung bestimmt. Während eine Änderung von  $\tau$  in erster Linie durch den turbulenten Transport des Wasserdampfes (Term 3 in (3)) hervorgerufen wird, erfolgt die Änderung von T außer durch turbulente Diffusion (Term 2) auch noch durch

Strahlungsdivergenz (Term 1).

Zum besseren Verständnis der Abnahme von  $\delta\tau$  nach (3) müssen wir noch etwas näher auf die langwellige Strahlungsbilanz  $Q_L$  und deren Divergenz  $\partial Q_L/\partial z$  eingehen. Wir beschränken uns auf den Wasserdampf und schreiben für  $Q_L$

$$Q_L = S_{L\downarrow} - S_{L\uparrow} = \sigma T_A^4 - \sigma T_B^4 \quad (4)$$

$S_{L\downarrow}$  und  $S_{L\uparrow}$  sind die langwelligen Strahlungsflüsse von oben und unten und  $T_A$  und  $T_B$  die ihnen zugeordneten "Strahlungstemperaturen". Für  $\partial Q_L/\partial z$  läßt sich folgende Beziehung ableiten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_L}{\partial z} &= \frac{\partial Q_L}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial z} = [\sigma T^4 - S_{L\downarrow} + \sigma T^4 - S_{L\uparrow}] \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial w}\right)_0 \cdot a \\ &= [2\sigma(T^4 - T_B^4) - Q_L] \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial w}\right)_0 \cdot a \\ &\approx \left[ -Q_L + 8\sigma T^3 (T - T_B) \right] \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial w}\right)_0 \cdot a \end{aligned} \quad (5)$$

( $\varepsilon$  = Emissionsfunktion f. Wasserdampf,  $w$  = Schichtdicke des Wasserdampfes,  $(\partial \varepsilon/\partial w)_0$  = Ableitung von  $\varepsilon$  nach  $w$  an der Stelle  $w = 0$ ,  $\partial w/\partial z = a$ ).

Welche Schlüsse lassen sich aus (3) und (5) ziehen? Die Entwicklung in der bodennahen Schicht spielt sich folgendermaßen ab: Durch starke Abstrahlung nach SU ist  $Q_L$  negativ, wobei sich die Bodenfläche am stärksten abkühlt. Wie stark die Abkühlung ist, bestimmt der Grad der turbulenten Durchmischung, der über den Wert von  $K$  in die Rechnung eingeht.  $K$  hängt u.a. von der Turbulenzenergie und damit von der Windstärke ab. Ist der Wind schwach, wird die am Boden abgestrahlte Wärme nur aus einer dünnen Luftschicht entnommen. Es kommt zu einem starken Temperaturrückgang mit kräftiger Inversion. Dadurch nehmen die  $K$ -Werte noch weiter ab, d.h. wir haben es mit einem Vorgang zu tun, der sich selber verstärkt. Die turbulenten Transporte von Wärme und Wasserdampf, Terme 2 und 3 in (3), verlieren dadurch immer mehr an Bedeutung gegenüber Term 1, der nur von der Strahlungsdivergenz herührt. Es ist somit v.a. die Strahlungsdivergenz, die bei geringer Turbulenz die Taupunktdifferenz in Bodennähe allmählich verschwinden läßt.

Nach (5) besitzt  $\partial Q_L/\partial z$  einen Anteil 1, der  $Q_L$  proportional ist. Bei Beginn der Ausstrahlung ist im wesentlichen nur dieser vorhanden. Zu dieser Zeit besteht nur ein unbedeutender Temperaturunterschied zwischen Bodenoberfläche und angrenzender Luftschicht, so daß Term 2 in (5) klein gegenüber Term 1 ist. Mit der Abkühlung der Bodenoberfläche sinkt aber  $T_B$ , und der Anteil 2 nimmt zu. Die anfänglich einseitige Strahlungsdivergenz nach oben wird zur doppelseitigen, indem auch eine Abstrahlung zum Boden stattfindet (s.(5), 1. Zeile). Letztlich verdankt der Strahlungsnebel seine Entstehung dem Umstand, daß Wärme - im Gegensatz zu Wasser-

dampf - nicht nur turbulent transportiert wird, sondern auch durch Strahlung. Auf diese Weise holt die Temperatur den Taupunkt ein.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß vor allem drei Größen für die Entstehung eines Nebels wichtig sind: Windstärke, Strahlungsbilanz und Taupunktdifferenz. Je stärker der Wind ist, umso dicker ist die abzukühlende Luftschicht. Umso größer muß also die Ausstrahlungssumme  $\Sigma = \int Q_L dt$  bis zu Beginn des Nebels sein. In Bild 2 ist die Beziehung zwischen Windstärke und  $\Sigma$ , die sich aus den Messungen ergeben hat, aufgetragen.

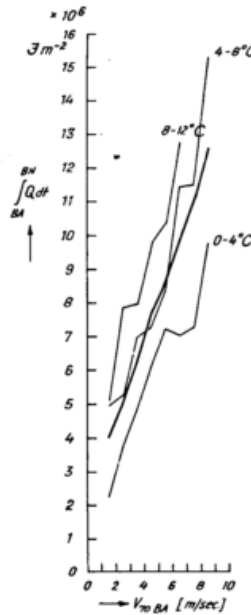


Bild 2

Die Beobachtungen wurden nach  $\delta\tau_{BA}$  in drei Klassen (0-4 °C, 4-8 °C u. 8-12 °C) zerlegt und diese wiederum nach der Windstärke in Klassen von 1 m s<sup>-1</sup>. Für alle Klassen wurden die Mittelwerte von  $\Sigma$  gebildet. Man erkennt den starken Anstieg der zur Nebelbildung erforderlichen Ausstrahlung mit der Windstärke. Gleichzeitig ist die Zunahme der Ausstrahlung mit  $\delta\tau_{BA}$  zu erkennen. Gliedert man das Material nur nach dem Wind, so erhält man die ausgezogene, fast gerade Kurve. Sie gibt die Zunahme der zur Nebelbildung erforderlichen Ausstrahlung mit der Windstärke an. Der Anstieg dieser Kurve beträgt etwa  $0,113 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-2}/\text{m s}^{-1}$ . Dieser Wert ist ein Maß für den Zusammenhang zwischen Wind und Strahlung, wenn Nebel entsteht. Ein ähnlicher Zusammenhang besteht zwischen  $\Sigma$  und  $\delta\tau_{AB}$ .

Als äußeren Randwert, der die Windverhältnisse in der Grenzschicht bestimmt, kann man den geostrophischen Wind  $v_g$  benutzen. Nimmt man  $v_g$  um 18h als Prediktor für einen Nebel Eintritt, so erhält man für die einzelnen Monate den in Bild 3 dargestellten Gewinn an Trefferprozenten gegenüber einer klimatologischen Vorhersage (das Verfahren ist in KOHLSCHE (1957) angegeben).

Windeinfluß

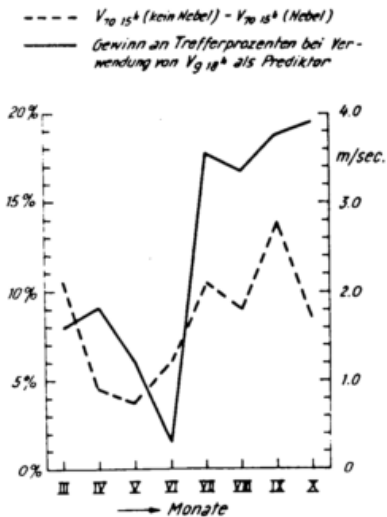


Bild 3

Es fällt auf, daß dieser Gewinn ab Juli wesentlich größer ist als vorher. Eine Erklärung hierfür könnte die folgende Darstellung liefern (Bild 4):

Geostrophischer Wind

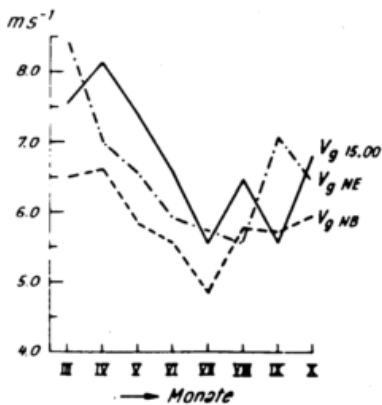


Bild 4

In den Monaten März bis Juni nimmt  $v_g$  vom Nachmittag bis zum Nebelbeginn im Mittel stärker ab als in den Monaten Juli bis September. (Von März bis Juni ist diese Annahme vermutlich mit ein Grund für die Nebelbildung überhaupt.) Bei dem obigen Vorhersageverfahren wird aber der Randwert  $v_g$  konstant gehalten, so daß bei einer größeren Veränderung von  $v_g$  im Vorhersagezeitraum mit einem schlechteren Ergebnis zu rechnen ist.

Nimmt man  $\delta\tau_{BA}$  als weiteren Prediktor hinzu, so wird man zunächst erwarten, daß sich die Zahl der Trefferprocente nicht unwesentlich erhöht, da ja die erforderliche Ausstrahlung mit  $\delta\tau_{BA}$  stark zunimmt. Es ergibt sich aber nur eine geringfügige Erhöhung von 3 bis 4 %. Dieses zunächst überraschende Ergebnis hat seinen Grund in einer positiven Korrelation zwischen  $\delta\tau$  und der Ausstrahlung. Hohe  $\delta\tau$ -Werte sind vor allem bei Trockenheit in der Atmosphäre vorhanden, und dann ist auch die

Ausstrahlung groß. Trockenheit behindert also die Nebelbildung nur geringfügig, und deshalb ist auch  $\delta\tau$  als Prediktor wenig geeignet.

Wie aus Bild 1 geschlossen werden kann, ändert sich - falls Nebel auftritt - der Taupunkt in 2 m Höhe nach SU nur noch wenig. Es kann also kein wesentliches turbulentes Diffundieren von Wasserdampf in die trockneren höheren Schichten stattfinden. Daraus folgt, daß K klein sein muß und damit Term 3 in (3). Ein Maß für die Schwächung der Turbulenz, mit der eine entsprechende Schwächung von K verbunden ist, ist die  $R_i$ -Zahl. In Bild 5 sind Medianwerte von  $R_i$  für die einzelnen Monate angegeben.

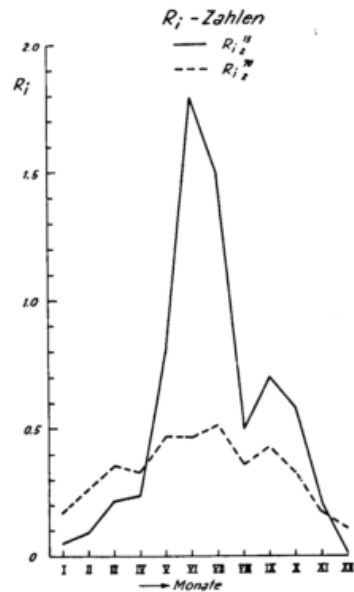


Bild 5

Es tritt im Juni und im September ein Maximum auf. Ebenfalls ein Maximum in diesen beiden Monaten ist bei der Abnahme der Feuchte mit der Höhe vorhanden.

Abnahme der rel. Feuchte von 2 bis 10 m bei Beginn des Nebels

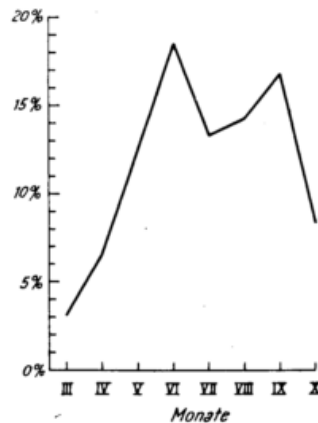


Bild 6

Diese Übereinstimmung läßt folgenden Schluß zu: In diesen großen  $R_i$ -Zahlen spiegelt sich die starke Dämpfung der Turbulenz wider, die eine Nebelbildung ermöglicht, obwohl diese durch die relative Trockenheit in der Höhe erschwert ist.

Die Überlegungen über die wichtigsten Vorgänge bei der Bildung von Strahlungsnebel und statistische Ergebnisse aus Quickborner Nebelbeobachtungen zeigen, daß Windstärke, langwellige Strahlungsbilanz und Taupunkt-differenz von besonderer Bedeutung sind und daß bestimmte Beziehungen zwischen diesen Größen bestehen, wenn es zur Nebelbildung kommt. Für Modellrechnungen heißt das, daß vor allem die Rand- und Anfangswerte, von denen diese Größen abhängen, möglichst genau erfaßt werden müssen. Bei den Randwer-

ten handelt es sich um den von der freien Atmosphäre der Grenzschicht aufgeprägten geostrophischen Wind und um die Gegenstrahlung, bei den Anfangswerten um die Temperatur- und Feuchteverteilung in der Grenzschicht. Die unterschiedlichen Werte von  $v_g$  am Nachmittag und zu Beginn und Ende des Nebels deuten darauf hin, daß man auch Veränderungen der Randwerte im Vorhersagezeitraum berücksichtigen muß.

Bild 7 gibt zum Schluß einen Überblick über die physikalischen Vorgänge in der Grenzschicht, die die Sichtweite  $V$  bzw. den Extinktionskoeffizienten beeinflussen. Die Beziehungen der Vorgänge und Feldgrößen zueinander sind durch Pfeile gekennzeichnet, wechselseitige Beziehungen durch Doppelpfeile.

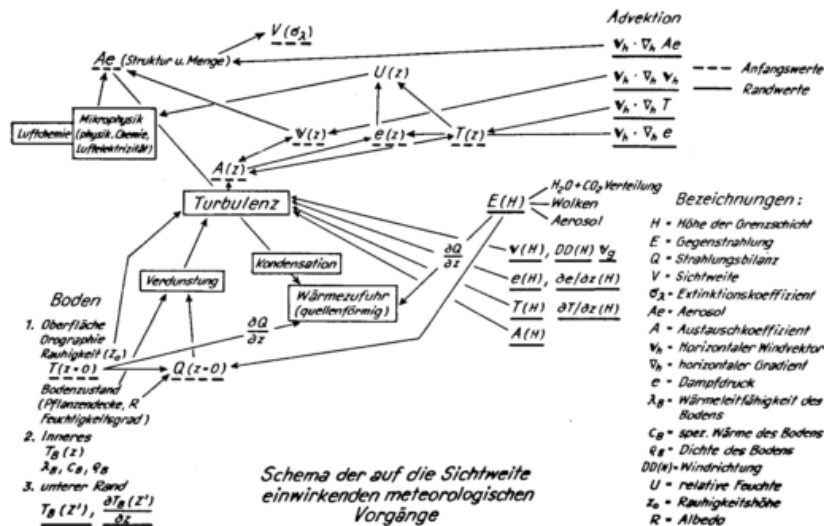


Bild 7

Literatur:

Kohlische, K.: Bemerkungen zur Verwendung des Begriffes der Informationsentropie für Vorhersageprobleme und Ableitung einer Beziehung zur Bewertung von Prediktoren. Zeitschrift für Meteorologie 11 (1957) S. 193-199.

DAS TROMBENRISIKO IN EUROPA NACH UNTERSUCHUNGEN ALFRED WEGENERS  
(SPOUT RISK IN EUROPE ACCORDING TO A. WEGENER'S STUDIES)

Gerhard Berz

Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft  
München 40, Postfach 401320

Kurzfassung/Abstract:

Alfred Wegener stellt in seinem 1917 erschienen Buch "Wind- und Wasserhosen in Europa" einen umfangreichen Katalog von Trombenbeobachtungen zusammen und versucht, ihn nach statistischen und physikalischen Gesichtspunkten auszuwerten. Dabei werden verschiedene Theorien über die Entwicklung und den Aufbau einer Trombe diskutiert. Jüngere Beobachtungen und Erkenntnisse werden Wegeners Arbeit gegenübergestellt. Sie bestätigen in mancher Hinsicht seine Vorstellungen über die Verbreitung von Tromben in Europa und ihren Aufbau.

In his book entitled 'Wind- und Wasserhosen in Europa' and published in 1917, Alfred Wegener compiled an extensive catalogue of spout observations in Europe. He also provided a statistical and physical evaluation of that catalogue and discussed several theories about the development and structure of a spout. Recent observations and results are compared with Wegener's findings and substantiate some of his ideas about the distribution of spouts in Europe.

1 EINFÜHRUNG

Bereits ein Jahr nach Erscheinen seines berühmten Werkes "Die Entstehung der Kontinente und Ozeane" stellte A. Wegener eine umfangreiche Arbeit mit dem Titel "Wind- und Wasserhosen in Europa" fertig (gewidmet W. Köppen zum 70. Geburtstag). Auf 300 Seiten enthält diese in der Reihe "Die Wissenschaft" erschienene Arbeit detaillierte physikalische und statistische Analysen zu dem Katalog von Trombenbeobachtungen, den Wegener zusammengestellt hatte. Wegener verfolgte mit seiner Untersuchung vor allem den Zweck, eine gegenüber älteren Studien physikalisch besser begründete Vorstellung über die europäischen Tromben zu entwickeln und sie den Erkenntnissen über die nordamerikanischen Tornados gegenüberzustellen.

2 TROMBENKATALOG

Der Katalog von Trombenbeobachtungen, den Wegener aus einer großen Zahl verschiedenartigster Quellen zusammengestellt hat, reicht bis zum Jahre 1456 zurück. Die insgesamt 258 Ereignisse, die hier aufgeführt sind, stammen zum überwiegenden Teil aus dem mitteleuropäischen Raum (176 Ereignisse), davon 79 aus Deutschland. Aus der Zeit vor dem 18. Jh. sind 11 Ereignisse, im 18. Jh. 47, im 19. Jh. 164 und von 1900-1916 36 Ereignisse beschrieben. Die größte jährliche Anzahl fällt mit 14 Beobachtungen auf

das Jahr 1886. Die von einem dichten Beobachtungsnetz in Holland erfaßten Trombenhäufigkeiten, die nicht im Katalog enthalten sind, liegen im Zeitraum 1888-1913 bei durchschnittlich 8 pro Jahr. Wegener schließt auf eine Häufigkeit in Europa von mindestens 100 Tromben im Jahr.

Der Jahresgang der Trombenhäufigkeit, wie er sich aus dem Katalog ergibt, zeigt ein deutliches Maximum im Sommer (58 % der Fälle in den Monaten Juni bis August) und ein ebenso deutliches Minimum im Winter (3% im Dezember bis Februar). Bezogen auf den Jahresgang der Gewitterhäufigkeit zeigt sich ein relativ großer Trombenreichtum der Herbst- und Frühwinter-Gewitter. Wegener betont hier den Unterschied zu Nordamerika, wo sowohl die Tornadohäufigkeit als auch der Tornadoreichtum der Gewitter ein deutliches Maximum in den Monaten April bis Juni aufweist. Auch wenn sich in den Vereinigten Staaten die Zahl der beobachteten Tornados von damals etwa 100 pro Jahr auf heute durchschnittlich 900 pro Jahr erhöht hat (den Rekord hält das Jahr 1973 mit 1109 beobachteten Tornados), so hat sich an den damaligen Erkenntnissen zum Jahresgang nichts geändert.

Der Tagesgang der Trombenhäufigkeit erreicht sein Maximum parallel zur Gewitterhäufigkeit am Nachmittag gegen 17 Uhr. Aus

dem relativ größeren Trombenreichtum der Vormittagsgewitter schließt Wegener, daß die Tromben sich vorwiegend im Anfangs- und Jugendstadium der Gewitter bilden. Die Tornados in USA weisen ebenfalls ein Häufigkeitsmaximum gegen 17 Uhr auf, sie sind jedoch stärker auf den Nachmittag konzentriert als die mitteleuropäischen Tromben (69 % zwischen 14 und 20 Uhr gegenüber 51 %).

Die Zugrichtung der Tromben, soweit sie sich aus den Beschreibungen entnehmen ließ, weist ein ausgeprägtes Häufigkeitsmaximum (52 %) aus SW bis W auf, sehr ähnlich demjenigen der Gewitterzugrichtungen. In USA, wo rund 2/3 aller Tornados aus SW kommen, ist dieses Maximum noch auffälliger.

Über Zuglänge, -geschwindigkeit und -dauer lag nur ein sehr beschränktes Beobachtungsmaterial vor. Es ergibt sich daraus eine mittlere Zuglänge von 36 km bei maximalen Zuglängen von 200 - 400 km. Mit Abstand am häufigsten sind Zuglängen von 1 - 10 km, die nur im Falle besonders starker Tromben überschritten werden. Die mittlere Zuggeschwindigkeit liegt bei etwa 25 km/h, die mittlere Lebensdauer bei etwa 20 min. Neuere Statistiken aus USA zeigen, daß dort die mittlere Tornado-Zuglänge bei 10 km und die häufigste bei 3.2 km, die mittlere Zuggeschwindigkeit bei 72 km/h und die mittlere Dauer bei 10 min liegen.

Die Breite des Zerstörungstreifens, des sog. Asgardswegs, variiert in Wegeners Katalog von 6 bis 2300 m mit einem Durchschnittswert von annähernd 200 m, wobei am häufigsten Werte zwischen 30 und 100 m beobachtet wurden. Die Tornadobreite in USA ist im Mittel 130 m mit dem häufigsten Wert bei 45 m, wobei allerdings vereinzelt auch Werte über 2000 m beobachtet werden.

Die geographische Verteilung der Trombenbeobachtungen läßt vor allem in den Ländern Frankreich und Deutschland, in denen umfangreiches Datenmaterial vorliegt, trombenreiche und trombenarme Gebiete erkennen. Diese Unterschiede lassen sich nur zum Teil durch unterschiedliche Bevölkerungs- bzw. Beobachtungsdichten erklären. Trombenreich sind offensichtlich vor allem Küstengebiete und Gebirgsränder, allgemein Gebiete mit einem starken Rauigkeitswechsel. Wegener verknüpft damit die Vermutung, daß starke vertikale Windscherungen bei der Trombenbildung eine Rolle spielen, er läßt dagegen den Aspekt Konvektionsverstärkung unerwähnt. Andererseits sieht er in der Wirbelablösung an orographischen Hindernissen einen wichtigen Auslösefaktor. Die große Beobachtungshäufigkeit von Wasserhosen (30 % der Beobachtungen) hält er für reell, teilweise jedoch für einen Effekt der günstigen Beobachtungsbedingungen.

Neuere Untersuchungen aus der Schweiz und England können als Bestätigung für die Existenz topographischer Effekte angesehen werden. Der englische Trombenkatalog, der 739 Ereignisse aus fast 1000 Jahren enthält

- 419 stammen aus dem 20. Jh. - , läßt anhand intensiver Beobachtungen in den letzten Jahren eine mittlere Häufigkeit von etwa 30 Tromben pro Jahr erwarten, sie könnte jedoch bei besserer Beobachtungsdichte noch höher liegen. Verlässlichere Werte liegen für Trombenereignisse, die zu schweren Gebäudeschäden führten, vor. Danach treten im langjährigen Mittel etwa 10 solche Ereignisse, die mit gutem Recht als Tornados bezeichnet werden können, pro Jahrhundert auf.

### 3 PHYSIKALISCHE ÜBERLEGUNGEN

Die zahlreichen Schadensbeschreibungen, die in dem Trombenkatalog enthalten sind, wurden von Wegener zu Aussagen über physikalische Merkmale der Tromben genutzt. So kommt er z.B. hinsichtlich der Windgeschwindigkeiten innerhalb der Trombe zu dem Ergebnis, daß alle beobachteten Trombenwirkungen durch Windgeschwindigkeiten von 50 bis 100 m/s zu erklären seien. Dazu wird auch eine Berechnung von Mohorovicic angeführt, der aus der Horizontalversetzung eines 13 t schweren Eisenbahnwaggon beim berühmten Tornado von Novska 1892 eine Windgeschwindigkeit von 100 m/s ermittelte. Heutige Schätzwerte für nordamerikanische Tornados größter Intensität reichen bis 150 m/s, während verschiedentlich zitierte Werte nahe der Schallgeschwindigkeit unrealistisch sind.

In unmittelbarem Zusammenhang mit der starken Rotationsbewegung steht die Druckerniedrigung im Inneren des Trombenrüssels. Wegener geht von einer Zerteilung des Wirbels aus: Innen ein starr rotierender Wirbel ( $v \sim r$ ), außen ein Bereich mit konstantem Rotationsmoment ( $v \sim 1/r$ ). Daraus resultiert eine radiale Geschwindigkeitsverteilung mit Maximum am Rande des inneren Bereichs und ein Luftdruck-Minimum im Zentrum des Rüssels, das nur noch von dieser Maximalgeschwindigkeit abhängt. Für eine Windgeschwindigkeit von 100 m/s folgt daraus ein Druckabfall zwischen 65 und 130 mb, für 150 m/s zwischen 150 und 300 mb, je nach Reifestadium der Trombe.

In den amerikanischen Bauvorschriften für Tornado-Schutzräume in Schulen ist mit 116 m/s ein Wert angesetzt, der nur von 2 % aller Tornados überschritten wird. Der Druckabfall wird zu 95 mb angesetzt und liegt damit etwa in der Mitte des von Wegener angegebenen Bereichs. Dächer und Dachverankerungen sind so ausgelegt, daß sie den daraus resultierenden Druckkräften widerstehen können. Das oft als Hauptgefahr beschriebene "Explodieren" kann nach neueren Untersuchungen zumindest für normale Wohngebäude als weniger kritisch angesehen werden, da die natürliche Undichtigkeit für einen ausreichend schnellen Druckausgleich sorgt. Darauf wies schon Köppen in seiner Beschreibung der Windhose von Oldenburg 1890 hin. Wegener schließt aus zahlreichen Beschreibungen, daß die Druckwirkungen doch in vielen Fällen zu einer erheblichen Verstärkung der Trombensschäden führen und oft

die alleinige Ursache sein müssen.

Der Rotationssinn der Tromben ist nach Wegener im allgemeinen zyklonal, es werden jedoch einige Fälle erwähnt, die auf antizyklonale Drehung schließen lassen. Es gilt heute als erwiesen, daß vereinzelt antizyklonale Tromben auftreten. Die Fallrichtung der Bäume beim Durchgang einer Trombe durch einen Wald führte lange Zeit zu Meinungsverschiedenheiten, da sie vorwiegend in Zugrichtung der Trombe weist. Wegener zeigt anhand einfacher physikalischer Überlegungen, daß dies nicht im Widerspruch zur Rotation des Trombenfußes steht. Besonders gut decken sich die Beobachtungen mit dem Modell eines spiraligen Einströmens der Luft in den Trombenkern.

Aus der Kondensation im Trombenrüssel, innerhalb dessen noch häufig ein kondensationsfreier Kern beobachtet werden kann, schließt Wegener auf eine vertikale Zirkulation in der Trombe, die aus starkem Aufsteigen am Rand des sichtbaren Rüssels und mäßigem bis schwachem Absinken im Kern bzw. außerhalb des Rüssels besteht. Größere Bodenreibung verstärkt diese Zirkulation und damit die energetische Kopplung zur Mutterwolke. Die oft über lange Strecken großer Reibung gleichbleibende Intensität von Tromben kann dadurch erklärt werden.

Die Ansichten über die Entstehung der Tromben waren bis ins 20. Jh. hinein teilweise recht abenteuerlich. Wegener erwähnt u.a. die vulkanische, die elektrische, die Platzregen- und die Wogentheorie, er setzt sich aber vor allem mit der thermodynamischen und der mechanischen Theorie auseinander. Nach seiner Ansicht ist die letztere, die das Entstehen der Rotation mechanisch bzw. hydrodynamisch erklärt, vorzuziehen. Danach stellt die Trombe lediglich das letzte Stück einer u.U. zehnfach längeren und überwiegend horizontalen Wirbelrolle dar, die im Wolkenniveau verläuft und mit der Böenrolle starker Gewitter identisch ist. Mit dieser Vorstellung steht Wegener in deutlichem Widerspruch zu heutigen Erkenntnissen, wonach es gerade die thermodynamischen Instabilitäten innerhalb grosser Gewitterzellen sind, die zum Entstehen der Tromben führen.

#### 4 TROMBENRISIKO

Die Schadenswirkungen europäischer Tromben bzw. Tornados waren in der Vergangenheit häufig katastrophal und standen denjenigen in Nordamerika nur an Häufigkeit nach. Besonders schwere Ereignisse waren die Tromben von Monville b. Rouen 1845, Novska 1892, Ecourt 1967 und Pforzheim 1968. Weitere Beispiele aus Deutschland sind die Tromben von Kiel 1973, von Recklinghausen 1978 und Cloppenburg 1979.

Berücksichtigt man die unzureichende Beobachtungsdichte, so läßt sich für Mitteleuropa eine Häufigkeit von etwa 10 Tromben pro Jahr mit Schadenswirkung ermitteln. Wegeners Schätzung von mindestens 100 Tromben

pro Jahr in Europa bezieht sich auf alle Trombenerscheinungen, also auch die ohne Schadenswirkung, und läßt sich durchaus mit der Schadenhäufigkeit vereinbaren.

Die von starken Tromben schadensmäßig betroffene Fläche ist in der Größenordnung  $20 \text{ km} \times 0.5 \text{ km} = 10 \text{ km}^2$  oder in ganz Mitteleuropa rund  $100 \text{ km}^2$  pro Jahr. Bezogen auf die gesamte Landfläche ergibt dies ein jährliches Schadenrisiko von etwa 1:10.000. Im Mittleren Westen der USA, dem sog. Tornado-Gürtel, liegen die vergleichbaren Werte (Windstärken ab Beaufort 12) ebenfalls bei etwa  $10^{-4}$ , sie variieren jedoch um etwa 2 Größenordnungen. Für eine ähnlich gesicherte Regionalisierung des Trombenrisikos in Europa fehlt eine entsprechende Datenbasis.

#### 5 LITERATURHINWEISE

Abbey, R.F.; Fujita, T.T.: Regionalization of the Tornado Hazard. Omaha: 10th Conf. Severe Local Storms 1977.

Flora, S.D.: Tornadoes of the United States. Norman: University of Oklahoma Press 1953.

Fujita, T.T.: Tornadoes Around the World. Weatherwise Vol. 26, No. 2, 1973.

Meaden, G.T.: Tornadoes in Britain: Their Intensities and Distribution in Space and Time. J. Meteorology Vol. 1, No. 8, 1976.

Minor, J.E.; McDonald, J.R.; Mehta, K.C.: Tornado: An Engineering-Oriented Perspective. NOAA Techn. Memo. ERL NSSL-82, 1977.

Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft: Sturmschäden in Europa. München 1973.

Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft: Weltkarte der Naturgefahren. München 1978.

Piaget, A.: A Descriptive Survey on Tornadoes in Switzerland. Interlaken: Proceedings Mountain Meteorology and Biometeorology 1976.

Schaefer, J.T.; Kelly, D.L.; Abbey, R.F.: Tornado Track Characteristics and Hazard Probabilities. Ft. Collins: 5th Int. Conf. Wind Engineering 1979.

Wegener, A.: Wind- und Wasserhosen in Europa. Braunschweig: Friedr. Vieweg & Sohn 1977.

## STATISTISCHE ÜBERSICHT NEOKLIMATISCHER SCHWANKUNGEN IN EUROPA

C.D. Schönwiese

München

### ZUSAMMENFASSUNG

Die neoklimatischen Datenreihen der bodennahen Lufttemperatur und des Niederschlages in Europa umfassen maximal ca. 300 Jahre. Varianzspektren zeigen Schwankungen in allen erfaßbaren Periodenbereichen (hier nur  $T > 1$  Jahr betrachtet), wobei jedoch einige Schwankungsanteile statistisch signifikant hervortreten. Die langjährigen Schwankungsanteile können mit Hilfe numerischer Tiefpaßfilter untersucht werden (hier  $T > 30$  Jahre). Ein einfaches statistisches Filtermodell ermöglicht die Abschätzung des Temperaturtrends der nächsten Jahre.

### 1 NEOKLIMATISCHE DATENERFASSUNG

Die längsten neoklimatischen d.h. auf direkten Messungen beruhenden Datenreihen betreffen die bodennahe Lufttemperatur, den Niederschlag und den bodennahen Luftdruck. Die 1659 beginnende Temperaturreihe von "Zentral-England" (Manley 1974) ist die längste Klimareihe überhaupt. Auch die längste Niederschlagsreihe stammt aus England: Kew bei London seit 1697 (Wales-Smith 1971). Der Luftdruck soll hier außer Acht bleiben.

Im folgenden werden nun die Ergebnisse statistischer Schwankungsuntersuchungen - basierend auf Jahresmittelwerten europäischer Temperatur- und Niederschlagsreihen - in zusammenfassender Weise bzw. Auswahl vorgestellt. Dabei liegt der Schwerpunkt der Betrachtung auf den genannten Reihen von "Zentral-England" und Kew. Wegen der Beschränkung auf Jahresmittelwerte ist nur der Periodenbereich  $T > 1a$  ( $a$ =Jahr) erfaßbar.

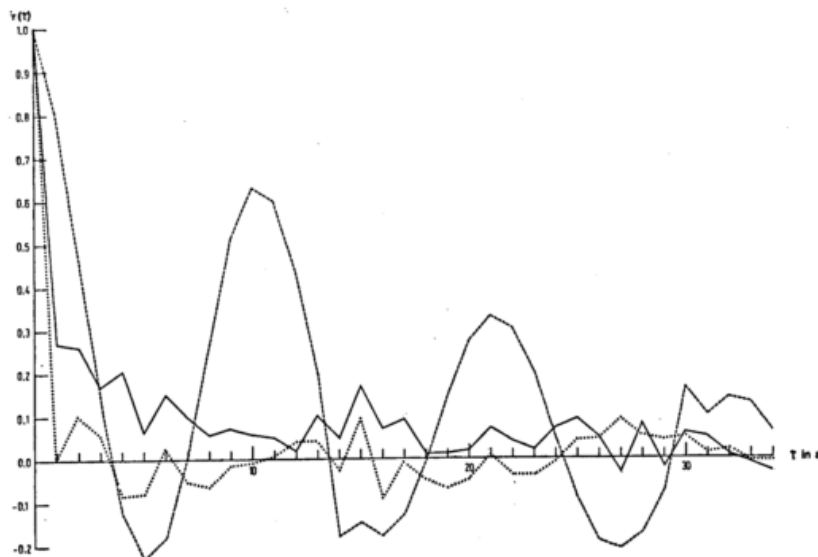


Abb. 1. Autokorrelationsfunktionen von Zufallsdaten (gepunktet), der Jahresmittel der Sonnenflecken-Relativzahlen (gestrichelt) und der Jahresmittel der Lufttemperatur von "Zentral-England" (ausgezogen), Zeitspanne 1660-1969 (Zufallsdaten entsprechende Anzahl), dargestellt bis zur Verschiebung  $\tau = 34a$  ( $a$ =Jahr).

## 2 AUPOKORRELATION UND SPEKTRALE VARIANZANALYSE

Die Autokorrelationsfunktion  $r_A(\tau)$  mit  $\tau = i\Delta t$  ( $i=1,2,\dots,m$ ;  $\Delta t$  ist das Zeitintervall der Zeitreihendaten) erlaubt die Abschätzung der Persistenz und gibt Hinweise darauf, ob die analysierte Zeitreihe zyklische Schwankungsanteile enthält (Panofsky and Brier 1953). In der Abb. 1 sind solche Autokorrelationsfunktionen für Zufallsdaten, die Sonnenflecken-Relativzahlen und die Temperaturreihe von "Zentral-England" dargestellt (jeweils beruhend auf Jahresmittelwerten 1660-1969 bzw. entsprechend viele Zufallsdaten).

Erwartungsgemäß enthält die Zufallsdatenreihe weder Persistenz noch deutliche Hinweise auf zyklische Schwankungen. Dagegen kommt im Fall der Sonnenflecken-Relativzahlen durch hohe positive  $r_A$ -Werte bei 10-11a sowie 21-22a sehr deutlich (bei  $\geq 30a$  weniger deutlich) der bekannte Sonnenfleckenzyklus zum Ausdruck.

Für Klimareihen, im vorliegenden Fall ist es die "Zentral-England"-Reihe, kann es als charakteristisch angesehen werden, daß sie im Gegensatz zu Zufallsdaten zwar deutlich die Eigenschaft der Persistenz aufweisen; ansonsten liegen die positiven  $r_A$ -Werte jedoch nur unwesentlich über denen der Zufallsdaten. Zyklische Schwankungsanteile, so könnte man daher meinen, sind falls überhaupt vorhanden weitgehend vom sogenannten Zufallsrauschen überdeckt.

Die Fouriertransformation der  $r_A(\tau)$ -Funktion, die zur spektralen Varianzanalyse führt (Blackman and Tukey 1953, Panofsky and Brier 1953, Mitchell et al. 1966), und insbesondere die zugehörigen auf dem  $\chi^2$ -Test

beruhenden Signifikanzprüfungen unter Berücksichtigung der Persistenz (Mitchell et al. 1966) führen jedoch zu dem Ergebnis, daß die Existenz zyklischer Schwankungsanteile zumindest nicht ausgeschlossen werden kann.

In den Abbildungen 2 und 3 sind die Varianzspektren der genannten Reihen von "Zentral-England" und Kew angegeben. Die dort nach Periodenintervallen  $\Delta T$  aufgeschlüsselte Varianz (P) überschreitet in einigen Bereichen das Signifikanzniveau (CL) von 90% (gleich Irrtumswahrscheinlichkeit 10%), wobei das sogenannte Rote Rauschen (R) als Modell der Hintergrundvarianz dient (R stellt eine Überlagerung von Zufallsrauschen und Persistenz dar; Schönwiese 1973a, 1973b).

Diese Hinweise auf zyklische Varianz werden durch zwei Befunde nachdrücklich gestützt: Erstens lassen sich in bestimmten Regionen Europas außerordentlich ähnliche Temperatur-Varianzspektren finden, die sich von den entsprechenden Spektren anderer Regionen charakteristisch unterscheiden (Schönwiese 1974, 1973c). Dies erlaubt die Errechnung mittlerer Regionalspektren mit hochsignifikanter Dominanz der Varianzanteile bestimmter Periodenbereiche. Zweitens zeigen adäquate numerische Bandpaßfilterungen (Brier 1961, Mitchell et al. 1966, Schönwiese 1974, 1975), daß diese Varianzanteile nicht auf seltene sondern permanente Schwankungsvorgänge mit hoher Regionalkorrelation zurückgehen (Schönwiese 1974, 1973a, 1979a). Dies gilt z.B. auch für Niederschlagsreihen der Tropen (Doberitz 1969, Fleer 1979).

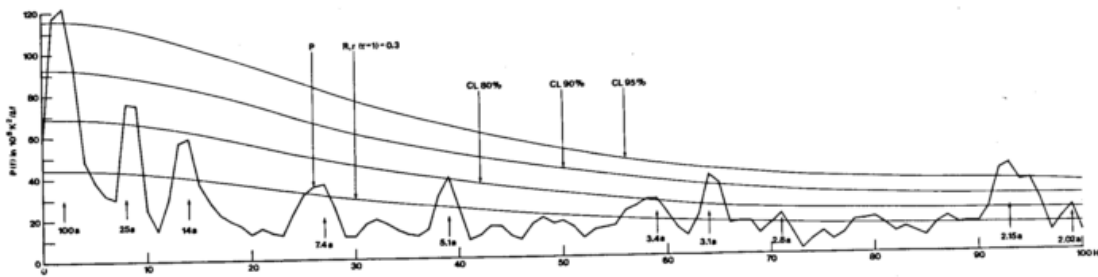


Abb. 2. Varianzspektrum der Jahresmittel 1660-1969 der Lufttemperatur von "Zentral-England". H bezieht sich auf die zeitlichen Verschiebungen der Autokorrelation ("harmonische Teilschwingungen", Name aus der Fourier-Analyse übernommen). P gibt die Verteilung der Varianz auf die Periodenintervalle an. R ist das "Rote Rauschen" (s. Text). CL sind die Signifikanzgrenzen.

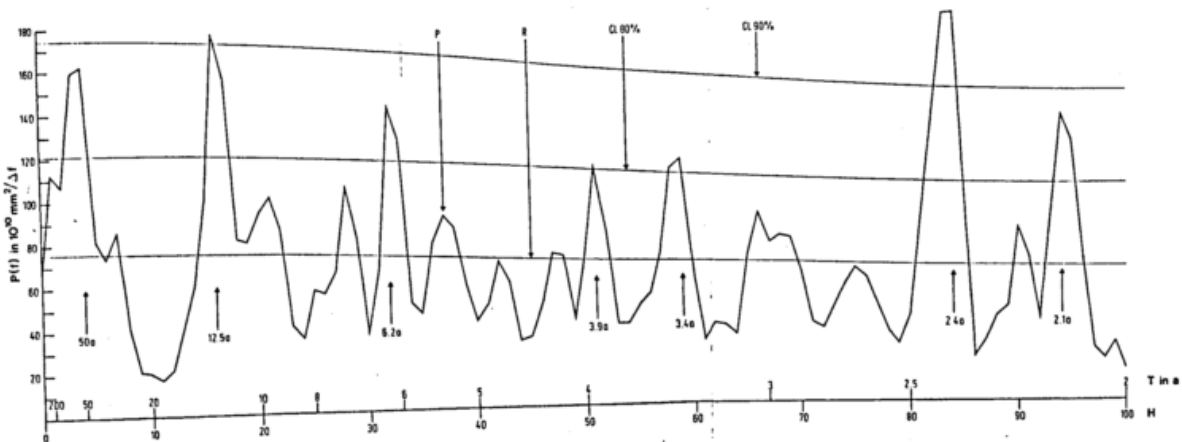


Abb. 3. Varianzspektrum der Jahressummen 1700-1969 des Niederschlages in Kew. Abkürzungen wie in Abb. 2.

### 3 NUMERISCHE FILTERUNGEN UND FILTERMODELLE

Die Gaußsche Tiefpaßfilterung (Mitchell et al. 1966), die wegen ihrer günstigen charakteristischen Filterfunktion der übergreifenden Mittelung vorzuziehen ist (Schönwiese 1973d), soll hier zur Analyse der langfristigen Schwankungsanteile  $T > 30a$  herangezogen werden, s. Abb. 4. Werden die auf diese Weise gefundenen Klimaepochen relativ geringer Temperatur "Pessima" und relativ hoher Temperatur "Optima" genannt (Schönwiese 1979b), so zeigt die Temperatur "Zentral-Englands" auffällige Pessima 1694 (nach Lamb 1977 das Ende der "Kleinen Eiszeit"), 1813, 1840 und 1887 (1770-1800), um 1820, insbe-

sondere um 1850 und um 1890 lassen sich diesen Pessima relativ hohe Gletscherausdehnungen in den Alpen zuordnen). Relative Optima sind um 1732, weniger deutlich um 1823 und 1867 sowie wieder deutlicher um 1946 ("Modernes Optimum") aufgetreten. Durch regional vergleichende Untersuchungen läßt sich ein früheres Eintreten des jüngsten Optimums in Nord- gegenüber Mitteleuropa nachweisen (Schönwiese 1973c, 1973d).

Ein ausgeprägtes relatives Niederschlagsmaximum zeigt sich in Kew 1822. Weitere weniger deutliche Maxima lassen sich um die Jahre 1771, 1879 und 1914 finden. Relative Minima zeigten sich um 1723, 1789, 1860 und 1948. Wie hier angezeigt fällt das jüngste

Optimum der Temperatur vielfach mit einer Epoche relativ geringer Niederschlagstätigkeit zusammen.

Die Superposition von Tief- und Bandpaßfiltern und daraus resultierende statistische Modelle, über die an anderer Stelle ausführlich berichtet werden soll, zeigen derzeit einen ansteigenden Temperaturtrend an.

+ + + +

Für die Unterstützung dieser Arbeit danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

#### LITERATUR

- Brier, G.W.: Ann. New York Ac. Sci. 95(1961), p.173-187.  
Blackman, R.B., and Tukey, J. W.: Measurement of Power Spectra. New York: Dover 1958.  
Doberitz, R.: Cross Spectrum and Filter Analysis of Monthly Rainfall and Wind Data in the Tropical Atlantic Region. Bonn: Meteorol. Abn. Heft 11, 1969.  
Fleer, H.: Spectral Analysis and Teleconnections of Rainfall Fluctuations in the Tropics. Bonn: Meteorol. Abh., in prep.  
Manley, G.: Quart. J.R.Met. Soc. 100(1974), p. 389-405  
Mitchell, J.M., et al.: Climatic Change. Geneva: WMO Tech. Note No. 79, 1966.  
Panofsky, H.A., and Brier, G.W.: Some Applications of Statistics to Meteorology. University Park: Pennsylvania State Univ. 1958.  
Schönwiese, C.D.: Schwankungsklimatologie im Frequenz- und Zeitbereich. München: Wiss. Mitt. Meteorol. Inst. Nr. 24, 1974.  
-: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A 24(1975), S.311-320.  
-: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B 26(1973a), S. 1-16.  
-: Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B 26(1973b), S. 105-120.  
-: Beitr. Phys. Atm. 51(1973c), S. 139-152.  
-: Meteorol. Rdsch. 31(1973d), S. 73-84.  
-: Beitr. Phys. Atm. 52(1979a), S. 136-146.  
-: Klimaschwankungen. Heidelberg Berlin New York: Springer 1979.  
Wales-Smith, B.G.: Met. Mag. 100 (1971), p.345-362.

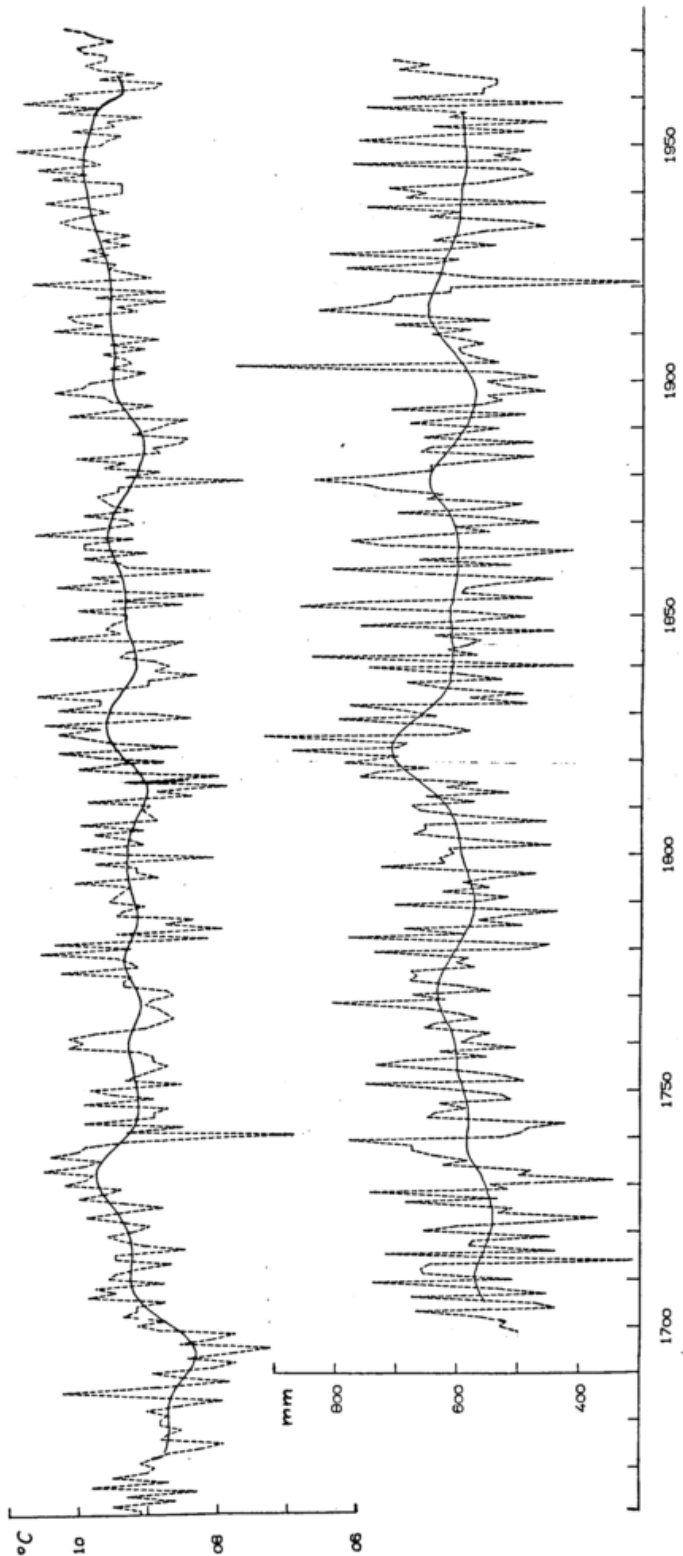


Abb. 4. Jahreswerte (gestrichelt) und mit einem Gaußschen Tiefpaß im Bereich  $T > 30\text{a}$  gefilterte Werte (ausgezogen) der Lufttemperatur von "Zentral-England" (oben) und des Niederschlages von Kew (unten).

## KLIMAMODELLE

Klaus Hasselmann

Max-Planck-Institut für Meteorologie

Ein Charakteristikum des globalen Klimasystems ist seine Zusammensetzung aus mehreren gekoppelten Untersystemen mit zum Teil sehr unterschiedlichen Zeitskalen. Hieraus ergeben sich mehrere Folgerungen, die sich einerseits auf die Struktur natürlicher Klimaschwankungen beziehen, andererseits Wege zur Konstruktion einfacher Klimamodelle aufzeigen. Nach einem Überblick über die statistischen Schwankungseigenschaften von gekoppelten Systemen unterschiedlicher Zeitskalen wird kurz auf das Problem der Konstruktion und Eichung von Klimamodellen anhand von Beobachtungsdaten eingegangen, wobei die unterschiedlichen Wechselwirkungszeiten der klimatischen Untersysteme als wichtiges Hilfsmittel zur Unterscheidung der Richtung der kausalen Rückkopplungsketten herangezogen wird.

Wird ein schnell veränderliches System (Atmosphäre), das aufgrund interner Instabilitäten zufällige (Wetter-)Schwankungen erfährt, an ein wesentlich trägeres System (Ozean und Kryosphäre) angekoppelt, so werden vom trägen System die kurzzeitigen Schwankungen des schnell veränderlichen Systems über längere Zeit aufsummiert. Diese Integration führt zu einer gewichtsmäßigen Verstärkung des langperiodischen Teils des Schwankungsspektrums mit dem Ergebnis, daß das ursprüngliche "weiße" Spektrum der atmosphärischen Anfachung in ein langperiodisches "rotes" Spektrum umgewandelt wird, das qualitativ viel Ähnlichkeit mit den Spektren beobachteter Klimaschwankungen aufweist. Quantitativ ergaben dann auch Modellrechnungen der Meerestemperaturschwankungen infolge einer stochastischen Anfachung durch die Atmosphäre eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Spektren der beobachteten Meerestemperaturschwankungen der letzten dreißig Jahre. Auch für längere Perioden bis zu einigen tausend Jahren konnte mit einem zonal gemittelten globalen Budyko-Sellers Klimamodell eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung zwischen der stochastischen Theorie und Beobachtungen erzielt werden. Allerdings sind die bestehenden globalen Klimamodelle für Untersuchungen von Klimaschwankungen über Zeiträume dieser Größenordnung wenig zuverlässig, da die einzelnen Unterkomponenten des Klimasystems hierin stark vereinfacht werden.

Für die zuverlässige Modellierung von Klimaschwankungen und Klimaentwicklungen über Perioden länger als einige Jahrzehnte müssen in erster Linie bessere Modelle der trägen Kompo-

nenten des Klimasystems entwickelt werden. Dies betrifft insbesondere die ozeanische Zirkulation und die Dynamik von Meereseis und Eisplatten. Eine wesentliche Vereinfachung der Modellierung der ozeanischen Zirkulation läßt sich durch eine konsequente Ausfiltrierung der für klimatische Zeitskalen unwesentlichen Bewegungsformen (interne Schwerewellen, barotrope Rossby-Wellen) erzielen. Ein Modell dieser Struktur wäre gut geeignet, die Wärmespeicherung und den Wärmetransport des Ozeans sowie auch die Rolle des Ozeans im CO<sub>2</sub>-Kreislauf zu beschreiben. Zur Dynamik von See-Eis und Eisplatten liegen zwar einige Modellvorstellungen vor, diese sind aber bisher noch nicht in geeigneter Form in einem Klimamodell inkorporiert worden. Zur Vervollständigung eines Modells des Langzeitverhaltens des Klimas muß schließlich die Rückkopplung der trägen Komponenten des Systems auf die Atmosphäre erfaßt werden. Die üblichen allgemeinen Zirkulationsmodelle der Atmosphäre sind hierfür wegen ihres großen Rechenaufwandes ungeeignet; benötigt werden vielmehr einfache (eventuell sogar linearisierte) Responsemodelle, die die quasi-stationäre Anpassung der Atmosphäre an die langsam veränderlichen Randwerte erfassen, die sich aus den Änderungen der trägen Komponenten des Klimasystems ergeben. Es sind zwar einige vereinfachte atmosphärische Responsemodelle dieser Art vorgeschlagen, aber bisher noch nicht anhand von Beobachtungsdaten hinreichend geprüft worden.

Ein alternativer Zugang zur Konstruktion gekoppelter Klimamodelle beginnt nicht bei der modellgemäßen Formulierung der dynamischen Struktur der Einzelsysteme, sondern versucht, die Wechselwirkungen innerhalb des Gesamtklimasystems durch systematische Analyse längerer Beobachtungsreihen, möglichst frei von physikalischen Hypothesen, direkt aus Beobachtungsdaten abzuleiten. Dieser systemanalytische Zugang bietet den großen Vorteil, daß bei genügend langen Zeitserien sämtliche Eigenschaften des Systems prinzipiell allein aus den Daten abgeleitet werden können. In Praxis ist jedoch die Aussagefähigkeit des Verfahrens mehr oder weniger stark begrenzt durch die Endlichkeit der verfügbaren Datensätze. Das eigentliche Problem der Methode liegt dann darin, den statistisch gesicherten Informationsgehalt des vorgegebenen Datensatzes exakt zu ermitteln und auszuschöpfen. Durch die Entwicklung einer geeigneten Modellierungsstrategie konnten in ersten Anwendungen des Verfah-

rens bereits einfache Modelle der Wechselwirkung der Meeresoberflächentemperatur und des Meereseises mit der Atmosphäre aus geeigneten Zeitserien abgeleitet werden, ohne Voraussetzung von Detailkenntnissen über die Prozesse in der obersten Deckschicht des Ozeans oder bei der Meereseisbildung. Die Unterschiedlichkeit

der Zeitskalen des atmosphärischen und des Ozean-Kryosphäre-Systems, die eine Beschreibung der wichtigsten Komponente der atmosphärischen Anfachung als weißes Rauschen erlaubt, ergab dabei eine wesentliche Erleichterung bei der Strukturanalyse.

EIN NEUES, EINFACHES KLIMAMODELL FÜR DIE GLOBALE ATMOSPHERE

Michael Hantel und Detlev Majewski

Meteorologisches Institut der Universität  
Auf dem Hügel 20, 5300 Bonn 1

ZUSAMMENFASSUNG: Das zonal-zeitlich gemittelte Klima der Atmosphäre mit Jahresgang wird betrachtet. Die Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Energie werden in den Koordinaten Zeit, Breite und Druck auf Orthogonalfunktionen projiziert. Das entstehende nichtlineare Gleichungssystem für den Klimapunkt im Phasenraum wird in seiner Reaktion (Response) bezüglich der Antriebsfunktionen untersucht. Die Response entspricht einer Taylorentwicklung um den Klimapunkt, d.h. der lineare Anteil des Klimatrends ist aus dem aktuellen Klima ableitbar. Antriebsfunktionen sind hier diabatische Heizung und alle Eddy-Flußkonvergenzen; der Klimapunkt hat keine Rückkopplung mit den Antriebsfunktionen (einfachstmögliche Schließungsannahme für die Eddies). Dieser Fall wird für ein System mit 54 Koeffizienten pro Feld betrachtet, die Daten gelten für das heutige Klima. Die Response ist sehr differenziert. Sie betrifft außer der Intensität der Zirkulation auch die Klimastruktur. Z.B. verschiebt eine Verstärkung der solaren Einstrahlung um 10% die Temperatur- und Windgürtel um 10° Breite. Das Modell kann auf Ansätze mit Schließungsannahmen verallgemeinert werden. Seine Grenzen werden kritisch diskutiert.

1 EINLEITUNG

Zeitspektren atmosphärischer Größen zeigen, daß die Varianz der Temperatur auf der Zeitskala der klassischen Klimadefinition (30 Jahre) von der Ordnung <math>1 K^2</math>, die Varianz der großen Klimaschwankungen (>10<sup>5</sup> Jahre) dagegen um 2 Ordnungen größer ist (z.B. [2]). Wir interessieren uns hier für die klassische Zeitskala und behandeln die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre als einen während dieser Zeit stationären Vorgang. Ein solches stationäres Modell für die mittleren Klimagrößen kann sich nur ändern bei Änderung der äußeren Parameter (Lorenz'sche Klimavorhersage 2. Art). Das Schwergewicht liegt dabei einmal in der Unterscheidung, was äußere Parameter (Antriebsfunktionen) und was innere Parameter (Responsefunktionen) sein sollen und zweitens in der quantitativen Angabe der Reaktion (Response) der Responsefunktionen bezüglich Änderungen der Antriebsfunktionen ([4],[5],[6]). Wir betrachten hier ein solches Modell [8] für die globale zonal gemittelte Zirkulation der Atmosphäre mit Jahresgang.

2 ZONAL GEMITTELTES ZIRKULATIONSMODELL

Das Modell geht aus von den Erhaltungsgleichungen für Impuls, Masse und Energie. Zur Illustration genügt es, nur die letzte zu betrachten. Der 1. Hauptsatz lautet in zonal-zeitlich gemittelter (Symbol  $\bar{\cdot}$ ) Form in Druckkoordinaten:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial v \bar{\theta} \cos \phi}{\partial q} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{\theta}}{\partial p} + n(\bar{\theta} - \bar{\theta}_r) = \bar{Q} \quad (2.1)$$

Die Symbole  $\theta$ ,  $v$ ,  $\omega$ ,  $t$ ,  $p$  haben ihre übliche Bedeutung,  $q = a \sin \phi$  ist Breitenkoordinate,  $\theta_r$  eine die Strahlung parametrisierende Referenztemperatur und  $n$  ein Newton'scher Abkühlungskoeffizient der Ordnung  $1/20 \text{ d}$  (vgl. [1]). In der diabatischen Heizung:

$$\bar{Q} \equiv \bar{Q}_C + \bar{E}_\theta; \quad \bar{E}_\theta \equiv - \frac{\overline{\partial v \theta^E \cos \phi}}{\partial q} - \frac{\overline{\partial \omega \theta^E}}{\partial p} \quad (2.2)$$

sind Kondensationsheizung  $\bar{Q}_C$  und die Konvergenz  $\bar{E}_\theta$  der Eddy-Temperaturflüsse zusammengefaßt; der obere Index  $E$  bezeichnet die Abweichung von  $\bar{\cdot}$  auf allen Skalen.

In zu (2.2) analoger Weise werden Gleichungen für  $\bar{u}$  und  $\bar{v}$  angeschrieben, wobei  $v$  und  $\omega$  durch die Massenstromfunktion  $\bar{\psi}$  ersetzt werden. Auch hier sind die Eddy-Flußkonvergenzen unabhängig vorzugebende Antriebsfunktionen auf den rechten Seiten der Gleichungen; wir bezeichnen sie als  $\bar{U}$  und  $\bar{V}$ . In der zweiten Bewegungsgleichung ist mit der statischen Grundgleichung das Geopotential durch die Temperatur ersetzt. Damit hat das Modell drei Gleichungen für die Responsefunktionen  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{\psi}$ , die von  $\bar{Q}$ ,  $\bar{U}$ ,  $\bar{V}$  angetrieben werden. Response- und Antriebsfunktionen hängen ab von  $t$ ,  $q$  und  $p$ .

3 PROJEKTION IN DEN PHASENRAUM

Die Responsefunktionen sind für das heutige Klima einigermaßen genau bekannt (z.B. [10], [11]). Für die Antriebsfunktionen gilt das nur mit Einschränkungen, weil  $\bar{Q}$ ,  $\bar{U}$  und  $\bar{V}$  die subskaligen Eddy-Vertikaltransporte enthalten, die nicht direkt beobachtbar sind (z.B. [10]); daher sind hier die Antriebsfunktionen als Residuum aus den Erhaltungsgleichungen bestimmt. Wir stellen alle Funktionen spektral dar mit Fourier-Funktionen für die Zeitkoordinate (3 Komponenten: Jahresmittel, Jahreswelle, Phase), mit Legendre-Funktionen für die meridionale Koordinate (6 Komponenten) und mit Bessel-Funktionen für die vertikale Koordinate (3 Komponenten). Dabei sind Randbedingungen am Ober- und Unter- rand der Atmosphäre sowie an den Polen zu beachten ([3],[13]); dies führt dazu, daß die Felder  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{Q}$ ,  $\bar{U}$ ,  $\bar{V}$  mit einem anderen Spektralsystem  $\theta_n^k$  (gewöhnliche Legendre-Polynome) dargestellt werden müssen als die Felder  $\bar{u}$ ,  $\bar{\psi}$  (Spektralsystem  $\chi_n^k$ : assoziierte Legendre-Polynome). Einige der Spektralfunktionen sind in Bild 1 wiedergegeben. Beispielsweise repräsentiert  $\theta_2^3$  eine global symmetrische Komponente des Temperaturfeldes und  $\chi_2^2$  eine asymmetrische Komponente des zonalen Windes. Pro Feld gibt es 54 Entwicklungskoeffizienten, d.h. das Klima wird durch 162 Antriebskoeff-

fizienten und durch ebenso viele Responsekoeffizienten dargestellt.

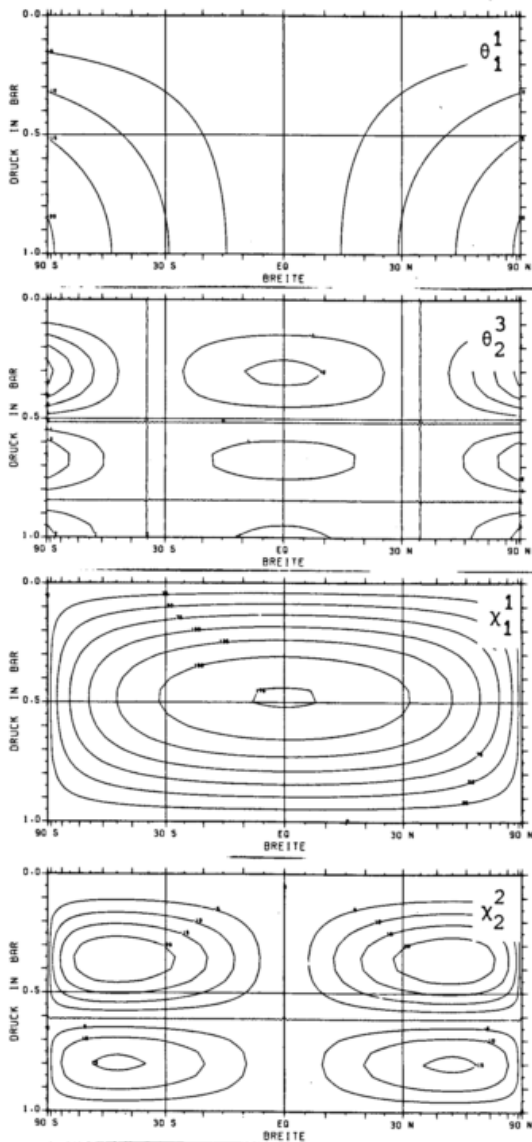


Bild 1 Einige Beispiele für die räumlichen Spektralfunktionen. Die Funktionensysteme  $\theta^k$  und  $x^k$  sind Produkte von Legendre-<sup>n</sup> und Besselfunktionen (vgl. Text).

Als Beispiel sind die Antriebsfunktionen  $\tilde{Q}$  und  $\tilde{U}$  im Jahresmittel (Bild 2) sowie die Responsefunktionen  $\tilde{\theta}$  (Bild 4) und  $\tilde{u}$  (Bild 5) für den Sommer gezeigt.  $\tilde{Q}$  wird weitgehend durch die Kondensationsheizung bestimmt und ist praktisch überall positiv.  $\tilde{U}$  zeigt in der oberen Troposphäre Divergenz des totalen Eddy-Impulstransports in den Tropen und Konvergenz in den Außertropen und in der unteren Troposphäre das umgekehrte Bild, in Übereinstimmung mit den Beobachtungen (vgl. z.B. [7]). Die Darstellung mit 54 Koeffizienten pro Feld erklärt mehr als 70% der beobachteten Varianz.

4 KLIMAHYPERFLÄCHE UND RESPONSE

Das Modell stellt nach Projektion in den Phasenraum ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem dar, das sich schematisch schreiben läßt:

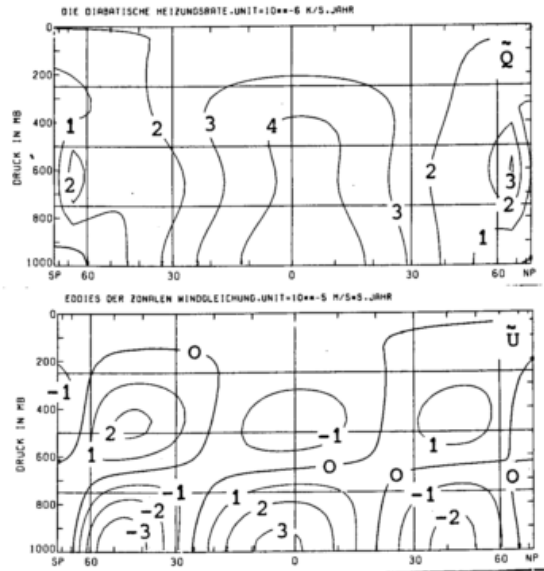


Bild 2 Spektrale Darstellung der Antriebsfunktionen  $\tilde{Q}$  (Niederschlagsheizung plus  $\theta$ -Eddies) und  $\tilde{U}$  ( $u$ -Eddies) für Jahresmittel; 54 spektrale Komponenten.

$$\left. \begin{aligned} F_1(x_1, x_2, \dots, x_N) - f_1 &= 0 \\ F_2(x_1, x_2, \dots, x_N) - f_2 &= 0 \\ &\vdots \\ F_N(x_1, x_2, \dots, x_N) - f_N &= 0 \end{aligned} \right\} (4.1)$$

$f_1, f_2, \dots, f_N$  sind die Antriebskoeffizienten ( $N=162$ ),  $x_1, x_2, \dots, x_N$  die Responsekoeffizienten. Die Funktionen  $F_1, F_2, \dots, F_N$  enthalten einen linearen und einen quadratischen Anteil. Bei Vorgabe der  $f_i$  läßt sich (4.1) für die  $x_i$  lösen, wenigstens im Prinzip und eventuell unter dem Auftreten von Verzweigungen und Mehrblättrigkeiten. Jede Lösung repräsentiert einen Klimapunkt  $P$  im  $2N$ -dimensionalen Phasenraum. Die Gesamtheit der Klimapunkte stellt eine Hyperfläche dar, die in Bild 3 schematisch angedeutet ist. Jedes wahre Klima liegt auf der Klimahyperfläche, da es ja die durch (4.1) dargestellten Erhaltungssätze erfüllen muß.

Wir nehmen nun an, daß es im Zeitspektrum der Klimaschwankungen ein Gap gibt, über das gemittelt werden kann. Ein schwaches Gap scheint bei 2-10 Jahren zu existieren [9]; dies ist mit dem Mittelungszeitraum unserer Daten von 5 Jahren [10],[11] in Einklang. Der Übergang zu einem anderen quasistationären Klima sollte stetig und differenzierbar erfolgen. Unter diesen Voraussetzungen kann zwar nicht der Weg bestimmt werden, den das Klima nehmen wird. Aber die Tangente an die Lösung von (4.1) repräsentiert den möglichen Klimatrend. Die Richtungskosinusse:

$$R_j^i \equiv (\partial x_i / \partial f_j)_{P^0}, \quad P^0 = \text{heutiger Klimapunkt} \quad (4.2)$$

sind die Komponenten einer Matrix (Responsematrix). Sie definiert die Tangentenfläche, d.h. die Taylorentwicklung von (4.1) um den Klimapunkt  $P^0$  und ist als Lösung eines linearen Gleichungssystems leicht zu bestimmen. In diesem Modell gibt es  $N^2=26244$  Komponenten der Responsematrix, die alle berechnet wurden. Damit sind die Komponenten des Klimatrends in jeder Richtung bestimmt.

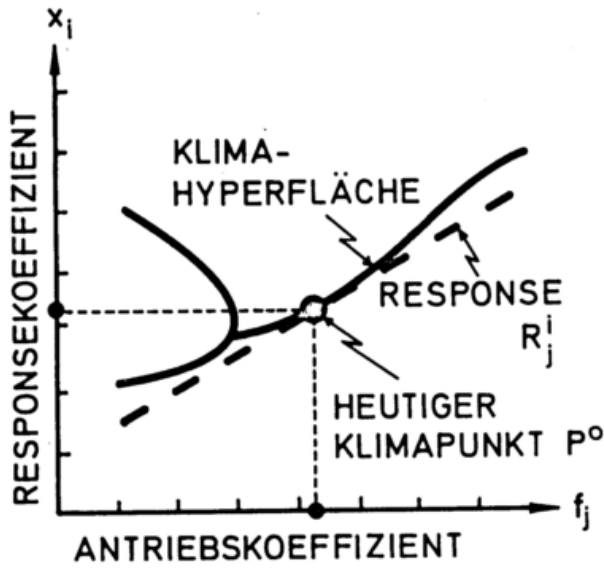


Bild 3 Schematischer Schnitt durch Phasenraum, der von Entwicklungskoeffizienten der Antriebs- und Responsefunktionen aufgespannt wird. Response ist Tangente an Klimahyperfläche.

5 ERGEBNISSE

Als erstes Beispiel vergleichen wir die Entwicklungskoeffizienten  $x_i^0$  des heutigen Klimapunktes  $P^0$  mit den Entwicklungskoeffizienten  $x_i$  eines Klimapunktes  $P$ , der als Lösung des Systems (4.1) unter der Annahme berechnet wurde, daß die Antriebskoeffizienten  $f_j$  sich von dem heutigen Klimas ( $f_j^0$ ) um 1% unterscheiden. Als Maß für den Unterschied wählen wir den "mittleren Trend", definiert durch:

$$\left\{ \frac{\sum_i (x_i - x_i^0)^2}{\sum_i (x_i^0)^2} \right\}^{1/2} \quad (5.1)$$

(4.1) wurde mit dem Newton-Verfahren gelöst. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 1. Danach ist der Ein-

Tabelle 1 Mittlerer Trend der Responsefunktionen  $\theta$ ,  $u$ ,  $\psi$  bei 1% Änderung der Antriebsfunktionen  $\bar{Q}$ ,  $\bar{U}$ ,  $\bar{V}$ ; Einheit  $10^{-2}$ .

	$\bar{Q}$	$\bar{U}$	$\bar{V}$
$\theta$	0.09	0.02	0.004
$u$	1.86	1.52	1.27
$\psi$	0.19	0.98	0.15

fluß von  $\bar{Q}$  auf die allgemeine Zirkulation durchwegs größer als der Einfluß der Eddy-Konvergenzen  $U$  und  $V$ ; einzige Ausnahme ist der Eins-zu-Eins-Zusammenhang zwischen  $\bar{U}$  und  $\bar{\psi}$ , der die näherungsweise Balance  $f_v \approx \partial u^E / \partial q$  verschiedener bisheriger Klimamodelle reproduziert [12]. Tabelle 1 zeigt weiter, daß  $\theta$  relativ träge auf Änderungen der Antriebsfunktionen reagiert,  $u$  dagegen am stärksten.

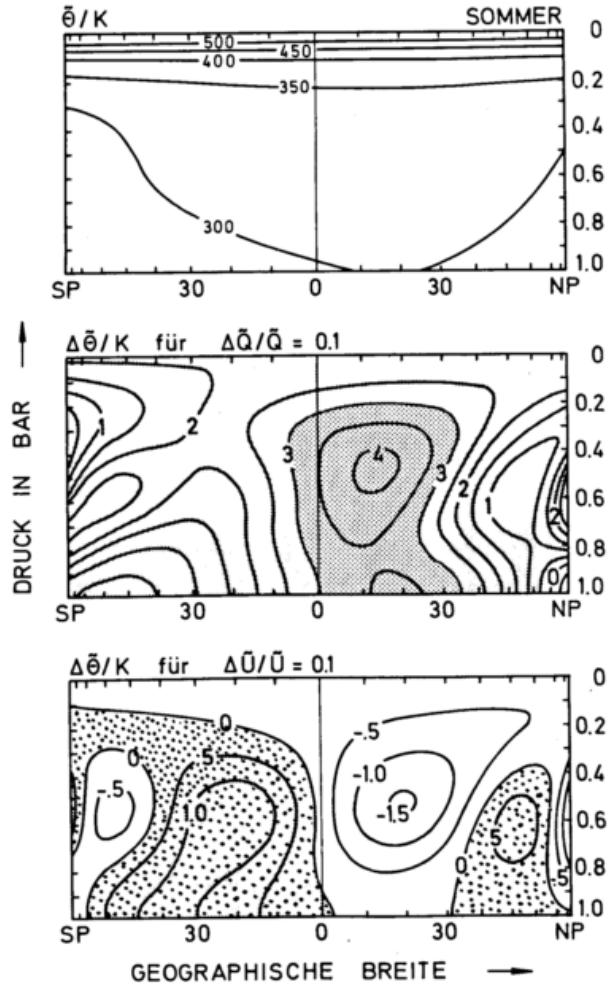


Bild 4 Oben: Zonal gemittelte potentielle Temperatur  $\bar{\theta}$  des heutigen Klimas. Darstellung mit 54 spektralen Komponenten, Reproduktion für den Nordsummer. Mitte: Zusatzfeld  $\Delta\bar{\theta}$  bei Zunahme der Kondensationsheizung um 10%. Unten:  $\Delta\bar{\theta}$  bei Zunahme der Impulseddies um 10%.

Als zweites Beispiel betrachten wir die Änderung der Responsefunktionen bei einer Änderung der Antriebsfunktionen. Bild 4 zeigt im mittleren Teilbild das Änderungsfeld  $\Delta\bar{\theta}$  für eine 10%-Zunahme von  $\bar{Q}$ . Dies bewirkt in der gesamten Atmosphäre Erwärmung mit Maximum von über 3 K in den Tropen der Nordhalbkugel (mit Ausnahme eines kleinen Gebiets nördlich von 70°N mit Abkühlung). Dies ist ein starker Effekt, wenn man bedenkt, daß dieses Modell die Response bezüglich  $\bar{Q}$  wegen der negativen Strahlungs-Rückkopplung systematisch unterschätzt. Das untere Teilbild zeigt  $\Delta\bar{\theta}$  für eine 10%-Zunahme der zonalen Eddies. Dies führt auf der Nordhalbkugel zu Abkühlung um ca. 1 K (mit Ausnahme der mittleren Breiten mit schwacher Erwärmung) und auf der Südhalbkugel zu Erwärmung.

Als drittes Beispiel betrachten wir den Einfluß einer 10%-Zunahme der Eddy-Antriebsfunktion  $\bar{U}$  auf  $u$ . Wenn man bedenkt, daß die interannuellen Schwankungen des meridionalen Eddy-Transports von Impuls 50-100% betragen [11], so erscheint eine 10%-Änderung von  $\bar{U}$  im Rahmen denkbarer Klimaschwankungen zu liegen. Wie Bild 5 zeigt, ändert sich der weltweite Mittelwert

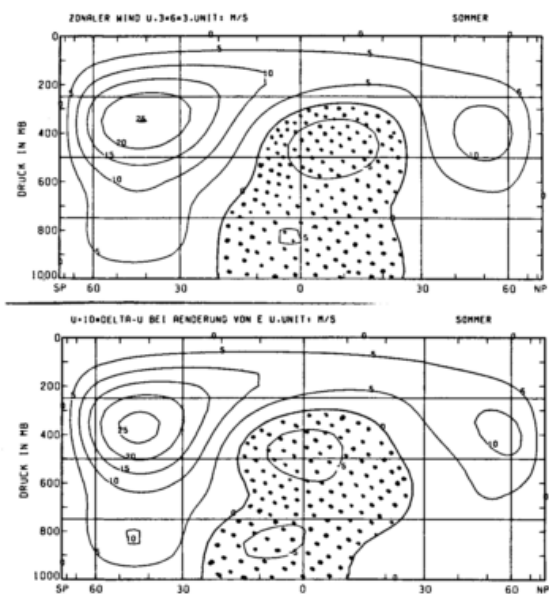


Bild 5 Oben: Zonal gemittelter Westwind  $\bar{u}$  für heutiges Klima. Darstellung mit 54 Komponenten, Responsefunktion für Nordsonner. Unten:  $\bar{u}$  bei Zunahme der Impulsedies um 10%.

des zonalen Windes dabei nicht, aber die Zirkulation wird intensiviert: Das Westwindband der Südhalbkugel verstärkt sich ebenso wie der niedertroposphärische Ostwind in den Tropen. Vor allem aber verschiebt sich das tropische Ostwindband an der Oberfläche nach Süden, um  $5^\circ$  auf der Südhalbkugel, um  $15^\circ$  auf der Nordhalbkugel. Dies wäre, ebenso wie die Strukturänderung von  $\theta$  in Bild 4, eine dramatische Klimaänderung.

#### 6 KRITIK UND AUSBLICK

Dieses Modell hat trotz seiner Allgemeinheit enge Grenzen. Zunächst ist es wegen der Stationaritätsannahme nicht für Vorhersagen brauchbar. Zweitens ist das Modell der Newtonabkühlung eine recht grobe Parametrisierung der Strahlung; sie überschätzt die negative Rückkopplung, was eine zu niedrige Temperatur-Response (Tab. 1) zur Folge hat. Vor allem aber ist drittens die freie Vorgabe der Eddies, ohne Rückkopplung an die mittleren Felder oder untereinander, eine willkürliche Modellannahme. Ihre Auswirkung läßt sich erkennen, wenn wir uns Bild 3 ins Mehrdimensionale fortgesetzt denken. Die in Wirklichkeit bestehenden Rückkopplungen der Antriebs- und Responsekoeffizienten haben zur Folge, daß das wirkliche Klima, selbst bei angenommenem stetigen Übergang von einem quasistationären Zustand in den anderen, bestenfalls entlang einer Raumkurve auf der Klimahyperfläche verläuft. Das wirkliche Klima kann gar nicht jeden Punkt der Klimahyperfläche erreichen; die Klimahyperfläche bildet eine um viele Dimensionen mächtigere Mannigfaltigkeit im Phasenraum als die Menge aller von einer Planetenatmosphäre je angenommenen Klimate. Es wäre daher physikalisch nicht sinnvoll, die Klimahyperfläche vollständig berechnen zu wollen. Die Responsematrix bietet hier insofern einen Ausweg, als sie die Tangente an die Klimahyperfläche festlegt. Der Trend hin zu einem anderen stationären Klima muß

entlang der Tangente erfolgen. Die Grenze dieses Konzepts liegt darin, daß es keine Auswahl in der Fülle der möglichen Trends bietet.

Trotz dieser Beschränkungen erscheint es nützlich, den hier gegebenen Ansatz weiter zu verfolgen. Das Modell sollte daraufhin überprüft werden, inwieweit es von vernünftigen Parametrisierungen der Eddies in den Grundgleichungen abhängt. Ferner ist die Abhängigkeit von dem gewählten Satz der Spektralfunktionen zu untersuchen. Die wichtigsten Ergebnisse sollten in beiden Fällen invariant sein.

#### 7 DANKSAGUNG

Diese Arbeit wurde vom Ministerium für Wissenschaft und Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen (Projekt Nr. II B 4 - FA 7906) finanziell gefördert. Frau C. Frese besorgte das Schreiben des Manuskripts.

#### 8 LITERATUR

- [1] Dickinson, R.E.: Analytic Model for Zonal Winds in the Tropics. I. Details of the Model and Simulation of Gross Features of the Zonal Mean Troposphere. *Mon. Wea. Rev.*, **99**, 501-510.
- [2] GARP: The Physical Basis of Climate and Climate Modelling. GARP Pub. Ser. **16**, 1974, WMO, 265 pp.
- [3] Hantel, M.: Polar Boundary Conditions in Zonally averaged Global Climate Models. *J. App. Meteorol.*, **13**, 1974, 752-759.
- [4] Hantel, M.: Ein spektrales, eddy-getriebenes Klimamodell. *Ann. Meteorol., N.F.*, Nr. **12**, 1977, 87-90.
- [5] Hantel, M.: A steady climate model driven by sun, rain and eddies. In: S. Jaffe, H. Fledel (Eds.): *Meteorology of Semi-Arid Zones. Selected Papers from AMS-IMS Conference*. Israel Met. Res. Paps., Vol. **II**, 1978, 136-162.
- [6] Hantel, M.: A Three-Component Global Climate Model. *Proceedings, International Conference, Nizza, Centre Nationale d'Etudes Spatiales, Toulouse, 1978*, 481-492.
- [7] Hantel, M., and J.M. Hacker: On the Vertical Eddy Transports in the Northern Atmosphere. II. Vertical Eddy Momentum Transport for Summer and Winter. *J. Geophys. Res.* **83**, 1978, 1305-1318.
- [8] Majewski, D.: Ein spektrales, zonal symmetrisches Klimamodell zur Berechnung der Empfindlichkeit der mittleren atmosphärischen Zirkulation. *Dipl.-Arb.*, Nr. **102**, 1979, Met. Inst. d. Univ. Bonn, 83 pp.
- [9] Mitchell, J.M.Jr.: An Overview of Climatic Variability and its Causal Mechanisms. *Quatern. Res.*, **6**, 1976, 481-493.
- [10] Newell, E.N., et al.: *The General Circulation of the Tropical Atmosphere and Interactions with Extratropical Latitudes*. MIT-Press, Cambridge, Mass., 1972, 258 pp.
- [11] Oort, A.H., and E.M. Rasmusson: *Atmospheric Circulation Statistics*. NOAA Prof. Pap. **5**, US Dept. of Comm., 1971, 323 pp.
- [12] Schneider, S.H., and R.E. Dickinson: *Climate Modeling*. *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **12**, 1974, 447-493.
- [13] Wergen, W.: Spektrale Lösung zonal und zeitlich gemittelter Klimagleichungen. *Ann. Meteorol., N.F.*, Nr. **9**, 1974, 33-36.

EXPERIMENTS WITH CLOUDS IN AN ENERGY BALANCE CLIMATE MODEL

H.M. van den Dool

Royal Netherlands Meteorological Institute, De Bilt, The Netherlands

ABSTRACT. With an Energy Balance Climate Model the influence of cloud amount on the climate is studied. Employing so-called zonal climatology we have incorporated both cloud amount and surface temperature in parameterizations for albedo and infrared radiation. It turns out that cloud amount has a very complex effect on the model's output. For present conditions a prescribed change in cloud amount leads to negligible global temperature change. However, this result quickly changes to a positive (negative) response on a globe that is cooler (warmer) than present. For larger perturbations in the solar constant the presence of clouds has a profound influence on the model's solution. For example deep freeze solutions become virtually impossible for realistic values of the solar constant because of the large absorption of the solar radiation by clouds especially at low latitudes.

1 INTRODUCTION

The role of clouds in the sensitivity of the earth's climate is almost unknown, but potentially clouds are very important. Clouds reflect a large fraction of the incoming solar radiation which, as such, cools the earth-atmosphere system. At the same time clouds absorb outgoing infrared radiation, which warms the system. It is of paramount importance to know the sign and magnitude of the imbalance of these two opposing effects. Therefore we need very accurate climatological data of cloud amount, cloud type, cloud height, albedo, infrared radiation etc.

Two questions have to be answered in particular:

- (i) What happens with clouds when the temperature changes? and
- (ii) What happens with the radiation balance when clouds change?

It is obvious that all kind of feedback loops in connection with clouds are possible. Many papers on this item have appeared, for example diagnostic studies employing so-called zonal climatology by Cess (1976) and Lian and Cess (1977), more theoretical studies like the one by Paltridge (1974) and simulations with general circulation models (Schneider et al., 1978).

In this paper we will investigate the behaviour of an EBCM (Energy Balance Climate Model) in which the cloud climatology of Berliand and Strokina (1975) is incorporated. In an earlier paper (Oerlemans and Van den Dool, 1978) we presented a one-dimensional EBCM in which the parameterizations of infrared radiation and albedo were based on a coherent set of satellite data

compiled by Ellis and Vonder Haar (1976). This model includes a realistic distribution of land and sea and topography while the energy balance requirement is fulfilled by a diffusive energy transport. The energy balance equation reads

$$Q(1 - \alpha) + D \nabla^2 T = I \quad (1)$$

where  $Q$  is the incoming solar radiation at the top of the atmosphere,  $\alpha$  is the planetary albedo,  $D$  is the diffusion coefficient for total energy,  $T$  is the sea level temperature and  $I$  is the outgoing infrared radiation at the top of the atmosphere.  $I$  and  $\alpha$  being expressed in  $T$ , we can compute the zonally and yearly averaged temperature for a given distribution of  $Q$ .

A serious deficiency of the parameterizations used is that clouds were not explicitly taken into account. For example the infrared radiation  $I$  was related to the surface temperature  $T_s$  by

$$I = I_0 + b T_s \quad (2)$$

where  $I_0 = 205 \text{ Wm}^{-2}$  and  $b = 2.23 \text{ Wm}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . This regression relation is derived from annual mean zonal climatology of  $I$  and  $T_s$ . Our value for  $b$  is rather large as compared to other studies. Cloud amount is a candidate to explain the large value of  $b$  in (2). Cloud amount generally increases with latitude, which helps to explain the decrease of infrared radiation with latitude. This means that the observed dependence of  $I$  on latitude should not be interpreted straightforwardly as a dependence on  $T_s$  alone.

Following Cess (1976), who expressed

I and  $\alpha$  in  $T_s$  and cloud amount, we will incorporate in our EBCM parameterizations for I and  $\alpha$  such that the role of cloud amount can be studied more clearly. The role of cloud height and cloud type, stratus versus cumulus mainly, will not be considered explicitly.

In sections 2 and 3 we will discuss the parameterization of infrared radiation and albedo. In section 4 we will test the sensitivity of solutions of the model for changes in cloud amount and incoming radiation. More details concerning the parameterizations and the results of the model can be found elsewhere (Van den Dool, 1980).

## 2 PLANETARY ALBEDO

The zonally and yearly averaged planetary albedo can formally be written as the resultant of a clear sky and cloudy sky albedo,

$$\alpha_p = \alpha_c A_c + \alpha_s (1 - A_c) \quad (3)$$

where  $A_c$  is cloud amount and the three albedos  $\alpha_c$ ,  $\alpha_s$  and  $\alpha_p$  refer to planetary, cloud and clear sky respectively. Of all variables in (3) we have at our disposal observations (zonal climatology) of  $\alpha_p$  (Ellis and Vonder Haar, 1976),  $A_c$  (Berliand and Strokin, 1975) and  $\alpha_s$  (Vonder Haar and Ellis, 1975). Therefore  $\alpha_c$ , the albedo of clouds, can be computed for each latitude. In Table 1 estimates for  $\alpha_c$  are given as well as the data on which the estimates are based. The annual mean cloud amount taken from Berliand and Strokin is computed as the average of the four mid-season values.

Table 1. Annual and zonal mean parameters needed for the computation of the albedo. Second column: clear sky albedo taken from Vonder Haar and Ellis (1975). Third column: cloud amount according to Berliand and Strokin (1975). Fourth column: planetary albedo taken from Ellis and Vonder Haar (1976). Last column: albedo of clouds computed according to (3).

Latitude	$\alpha_s$	$A_c$	$\alpha_p$	$\alpha_c$
-85 S	.59	.47	.62	.65
-75	.53	.58	.60	.66
-65	.34	.83	.51	.55
-55	.22	.80	.43	.48
-45	.16	.70	.36	.44
-35	.14	.59	.30	.40
-25	.14	.52	.25	.36
-15	.14	.55	.24	.31
-5	.14	.58	.24	.31
5	.15	.60	.25	.32
15	.14	.53	.25	.34
25	.17	.47	.27	.39
35	.18	.57	.31	.41
45	.20	.63	.36	.45
55	.23	.71	.41	.48
65	.30	.69	.45	.52
75	.41	.68	.54	.61
85 N	.52	.70	.59	.62

We now have determined  $\alpha_c$  as a function of latitude and we will interpret this as a zenith angle effect (Cess, 1976). This is an important assumption. We neglect any dependence of  $\alpha_c$  on  $T$  (via variations in cloud type, drop size etc.).

The albedo of the cloudy part of the atmosphere,  $A_c \alpha_c$ , determines to a large extent the increase of the planetary albedo with latitude. This is due to both an increase of cloud amount and cloud albedo. Only a small portion of the increase with latitude remains to be explained by snow and ice at the surface. The temperature-dependent changes of the planetary albedo are assumed to take place in the clear-sky part. For the clear-sky part, as measured by  $1 - A_c$ , distinction is made for the fractions of land ( $\Delta$ ) and sea ( $1 - \Delta$ ). Cloud amount is specified for land and sea separately. The values are given in Table 2, the source is Berliand and Strokin (1975). The clear-sky albedo for land and sea is computed according to the scheme used by Oerlemans and Van den Dool (1978). In this scheme a gradual increase of snow and ice cover is assumed to take place with decreasing surface temperature.

Table 2. Annual and zonal mean parameters needed for the computation of albedo and infrared radiation. In the second and third columns cloud amount is given for land and sea separately (Berliand and Strokin (1975)). Annual mean values are taken as the average of the four mid-season months. The fourth column gives surface temperatures. They are derived from 1000 mbar temperatures as compiled by Oort and Rosenstein (not published) for the period 1968-73; a correction of  $0.6 \cdot$  the height of the land is applied to obtain surface temperatures.

Latitude	$A_{cl}$	$A_{cs}$	$T_s$
-85 S	.47	**	-29.3
-75	.58	**	-21.2
-65	***	.84	-8.8
-55	***	.81	1.4
-45	.54	.70	8.7
-35	.42	.62	14.1
-25	.37	.57	19.1
-15	.52	.55	23.1
-5	.63	.57	24.6
5	.62	.59	24.9
15	.44	.56	24.3
25	.36	.56	19.6
35	.46	.61	13.0
45	.55	.73	6.2
55	.66	.78	0.4
65	.68	.70	-5.2
75	.65	.71	-13.4
85 N	**	.70	-18.8

The planetary albedo finally reads:

$$\alpha_p = \alpha_c A_c + \alpha_{sl} \Delta (1 - A_{cl}) + \alpha_{ss} (1 - \Delta) (1 - A_{cs}) \quad (4)$$

where  $A_{cl}$  and  $A_{cs}$  are cloud amount for land and sea, see Table 2,  $\alpha_{sl}$  and  $\alpha_{ss}$  are the clear-sky albedos for land and sea and  $\Delta$  is the fraction land. Or to summarize,  $A_c$ ,  $A_{cl}$ ,  $A_{cs}$ ,  $\alpha_c$  and  $\Delta$  are prescribed fixed functions of latitude whereas  $\alpha_{sl}$  and  $\alpha_{ss}$  are controlled by  $T_s$ . Constants involved in the computations are  $\alpha_{land} = .22$ ,  $\alpha_{sea} = .13$ ,  $\alpha_{snow} = .61$  and  $\alpha_{ice} = .56$ .

The albedo computed according to (4) for present values of  $T_s$ , see Table 2, is given as the upper curve in Fig. 1. The agreement with the observed values is favourable. The lower curve represents the clear-sky albedo, which is computed here as  $\alpha_{sl} \Delta + \alpha_{ss} (1-\Delta)$ . Differences between both hemispheres are very clear. In the northern hemisphere the clear-sky albedo starts to increase at such low latitudes as  $30^\circ$  N, where a small fraction of land is covered by snow.

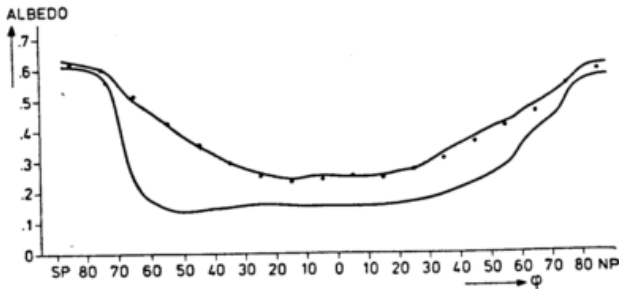


Fig. 1. The planetary albedo as computed by the model for present temperatures (upper curve) and the clear-sky albedo (lower curve). Dots represent observed values of the planetary albedo (Ellis and Vonder Haar, 1976).

### 3 INFRARED RADIATION

The infrared radiation can be parameterized straightforwardly in  $T_s$  and  $A_c$  with regression methods. Using infrared data given by Ellis and Vonder Haar (1976), cloud data by Berliand and Strokina (1975) and surface temperatures derived from the 1968-73 data set processed by Oort and Rosenstein (see Table 2), the regression line is

$$I = 233 + 2.04 T_s - 38.8 A_c \text{ Wm}^{-2} \quad (5)$$

where  $T_s$  is expressed in  $^\circ\text{C}$  and  $A_c$  as a fraction ( $0 < A_c < 1$ ). As stated in the introduction, the inclusion of cloud amount lowers the proportionality constant  $b$ , namely from 2.23 to 2.04. A similar expression was used by Cess (1976); a discussion of (5) is given by Van den Dool (1980).

Fig. 2 shows the performance of the infrared parameterization for present values of  $T_s$  and  $A_c$ . There is, of course, a reasonable agreement with the observations. The maximum of the infrared radiation is broad and flat. This feature can

be explained from the fact that, compared to the subtropics, the equatorial zone is characterized by both higher temperatures and more clouds.

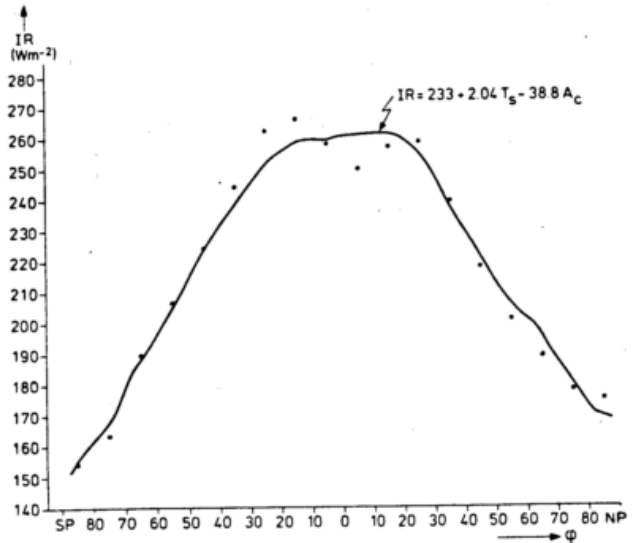


Fig. 2. The infrared emission at the top of the atmosphere as computed by the model for present temperatures. Dots represent observed values taken from Ellis and Vonder Haar (1976).

Although an expression like (2) ( $I = I_0 + b T_s$ ) also gives a reasonable fit to the observations, an expression including cloud amount has to be preferred. For varying solar constant (2) implies that clouds move North or South as much as isotherms do. This is certainly not a good implicit assumption, because the circulation, that produces the clouds, is at least as much fixed to latitude as to isotherms.

### 4 RESULTS

With the parameterizations discussed in the previous sections we can run the model for present conditions (solar constant  $S = 1365 \text{ Wm}^{-2}$ ). The latitudinal distribution of the observed temperature can be reproduced with an accuracy of about 1 K (not shown). Of course we can also change the solar constant or cloud amount by some small fraction. In all runs the diffusion coefficient  $D$  is taken as  $0.7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . Table 3 gives the globally averaged temperature  $\bar{T}$  for nine of such runs of the model.

From Table 3 we can conclude that  $\partial\bar{T}/\partial S$ , keeping cloud amount fixed, amounts to 1.45 K for a 1% change in  $S$ . If the snow-ice albedo feedback did not exist,  $\partial\bar{T}/\partial S$  would be less, 1.15 K. With reduced cloudiness  $\partial\bar{T}/\partial S$  becomes larger, because snow and ice can be "seen" better from space. The runs with fixed solar constant but different cloud amount indicate a negative value for  $\partial\bar{T}/\partial A_c$  of the order of  $-0.10 \text{ K}$ . Apparently in our model the increase of the albedo with increasing cloud

Table 3. The global mean sea level temperature computed by the model for different values of the normalized solar constant and normalized cloud amount. The fifth row and the fifth column give the global temperature change for a 1% change in cloud amount and solar constant respectively.

$A_c \backslash S$	0.99	1.00	1.01	$\partial \bar{T} / \partial S$
0.95	12.9°C	14.4	15.9	1.5
1.00	12.4	13.9	15.3	1.45
1.05	11.9	13.3	14.7	1.4
$\partial \bar{T} / \partial A_c$	-0.10	-0.11	-0.12	

amount is stronger than the IR-trapping. In the light of uncertainties in the empirical constants, the value of -0.1 K is insignificant. However, this does not imply that clouds are unimportant in the climate system.

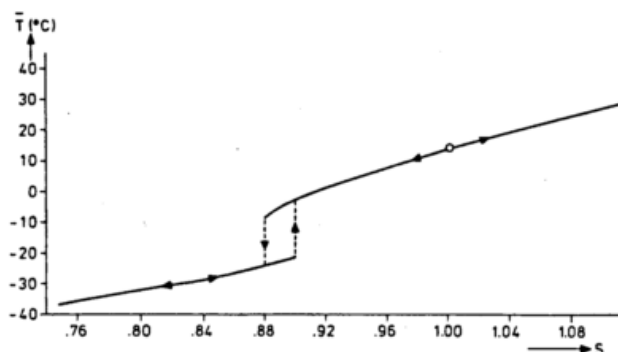


Fig. 3. Solution of the model, represented by the global mean temperature, for a wide range of normalized solar constants.

In Fig. 3 we have drawn in a solution diagram the globally averaged temperature for a large range of normalized solar constants. The influence of clouds is profound now. In the earlier version of the model (Oerlemans and Van den Dool, 1978) a deep freeze solution existed for solar constants up to 110%. In the present experiment the deep freeze solution exists only for solar constants up to 90% of the present value. The reason for that is quite clear: due to low cloud albedos at low latitudes the absorption of solar radiation is too high to maintain a completely ice-covered earth. So clouds have a stabilizing effect on the climate for large perturbation in S. This stabilizing effect disappears only when cloud amount is reduced at all latitudes by at least 15%. Nobody knows whether such large changes are possible.

So far we have changed cloud amount completely independent from changes in S (and T). But suppose that cloud amount were to increase with decreasing temperature, as is the case in the observed zonal climatology, then cloud amount provides an additional positive feedback for small perturbances in the solar constant, i.e.  $d\bar{T}/dS > \partial \bar{T} / \partial S = 1.45$  K.

Although we do not know the sign of  $\partial A_c / \partial T$  with any confidence, we can of course investigate the sensitivity  $d\bar{T}/dS$  for certain choices of  $\partial A_c / \partial T$ . In Fig. 4 two solution diagrams are given for  $\partial A_c / \partial T = \pm 0.4\%$  per 1 K temperature change.  $\partial A_c / \partial T$  is taken the same at all latitudes. The difference between the two runs is pronounced for low values of the solar constant. The lower the value of  $\partial A_c / \partial T$  the more the hysteresis loop shrinks and moves to the left. The explanation of this large difference is quite clear. Because a larger cloud cover guarantees a larger absorption of solar radiation, deep freeze solutions are more difficult to maintain for  $\partial A_c / \partial T < 0$ . Also, the reduction of the solar constant necessary to reach a deep freeze solution becomes larger in case  $\partial A_c / \partial T < 0$ .

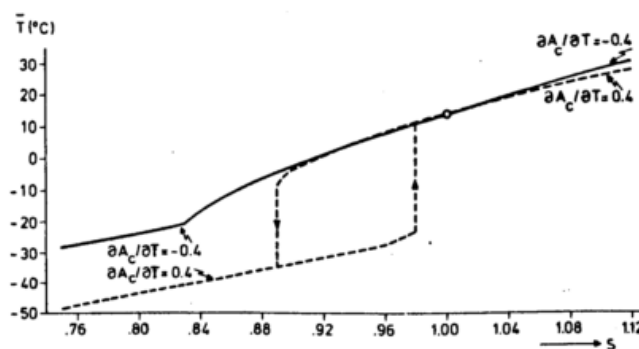


Fig. 4. Solutions diagrams for two cases where cloud amount depends on temperature:  $\partial A_c / \partial T = -0.4\%$  (solid line) and  $\partial A_c / \partial T = +0.4\%$  (dot-dashed line).

REFERENCES

Berliand, T.G., and L.A. Strokina, 1975: Cloud regime over the globe. *Proc. Main Geophys. Obs. (GGO, Leningrad)*, 338, 3-20. (In Russian).  
 Cess, R.D., 1976: Climatic change: an appraisal of atmospheric feedback mechanisms employing zonal climatology. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1831-1843.  
 Coakley, J.A., 1979: A study of climate sensitivity using a simple energy balance model. *J. Atmos. Sci.*, 36, 260-269.  
 Dool, H.M. van den, 1980: On the role of clouds in energy balance climate model. Submitted to *J. Atmos. Sci.*  
 Ellis, J.S., and T.H. Vonder Haar, 1976: Zonal average earth radiation budget measurements from satellites for climate studies. *Atmos. Sci. Pap. No. 240*, Colorado State University, 46 pp.  
 Lian, M.S., and R.D. Cess, 1977: Energy balance climate models: A reappraisal of ice-albedo feedback. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1058-1062.  
 Oerlemans, J., and H.M. van den Dool, 1978: Energy balance climate models: Stability experiments with a refined albedo and updated coefficients for infrared emission. *J. Atmos. Sci.*, 35, 371-381.  
 Paltridge, G.W., 1974: Global cloud cover and earth surface temperature. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1571-1576.  
 Schneider, S.H., W.M. Washington and R.M. Chervin, 1978: Cloudiness as a climatic feedback mechanism: Effects on cloud amounts on prescribed global and regional surface temperature changes in the NCAR GCM. *J. Atmos. Sci.*, 35, 2207-2221.  
 Vonder Haar, T.H., and J. Ellis, 1975: Albedo of cloud free earth-atmosphere system. Preprints, 2nd Conf. Atmospheric Radiation, Arlington, VA., Amer. Meteor. Soc., 107-110.

INVERSE MODELLIERUNG VON MEERESOBERFLÄCHENTEMPERATUR-  
ANOMALIEN DES NORDPAZIFIKS

K. Herterich

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

**Kurzfassung:** Die Technik der Inversen Modellierung wird am Beispiel von NORPAX-Daten der Variation der Meeresoberflächentemperaturen des Nord-Pazifik demonstriert. Dabei testen wir die Modellvorstellung, daß der Ozean schnell veränderliche Wärmeflüsse aus der Atmosphäre aufintegriert und so langsam veränderliche Schwankungen der Meeresoberflächentemperaturen auftreten. Der statistische Modelltest zeigt, daß diese Modellvorstellung mit den Daten verträglich ist. Insbesondere läßt sich die atmosphärische Anregung als weißes Rauschen behandeln. Die im Modell auftretenden Parameter wie u.a. die Advektion und Diffusion stellen sich auf eine Größenordnung ein, die in guter Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen ist.

1 EINLEITUNG

Den Meeresoberflächentemperaturen, die generell zu den Polen hin abnehmen und von den Meeresströmungen beeinflusst werden sind unregelmäßig verteilte Anomalien überlagert mit Abweichungen vom Jahresgang bis zu einigen Grad Celsius. Da das Wetter mit von den Meeresoberflächentemperaturen abhängt sind auch Meteorologen an der Klärung der Ursachen der Anomalien und an ihrer Vorhersage interessiert.

Eine Modellvorstellung für die Entstehung der Anomalien ist, daß atmosphärische Wärmeflüsse in den Ozean, mit Zeitskalen von Tagen, vom Ozean aufintegriert werden und so Schwankungen der Meeresoberflächentemperaturen mit Zeitskalen von Monaten und länger auftreten (Frankignoul und Hasselmann, 1977). Da die Zeitskala der atmosphärischen Wärmeflüsse klein ist gegen die Zeitskala der Schwankungen der Meeresoberflächentemperaturen selbst, wird die atmosphärische Anregung als stochastisch, vereinfacht sogar als weißes Rauschen behandelt.

Als zu modellierende Daten existieren z.B. NORPAX-Daten der Monatsmittel der Meeresoberflächentemperaturen der Jahre 1947 bis 1975 für ein 5° x 5° Gitter des Nord-Pazifik (siehe Abb. 1). Reynolds (1977) hat diese Daten bereits benutzt, um die zugehörigen Autospektren der einzelnen Gitterpunkte zu modellieren. Er erreichte gute Modellanpassung im Inneren des Nord-Pazifik dagegen schlechtere Anpassung in Küstennähe und in Gebieten mit stärkeren Meeresströmungen. Da sich der Effekt der Meeresströmungen gerade in den Kreuzspektren ausdrückt, sollen hier neben dem Autospektrum eines Zentralpunktes auch die Kreuzspektren mit den 8 nächsten Nachbarn modelliert werden.

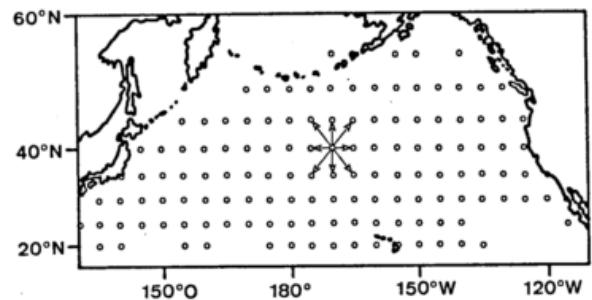


Abb. 1: Lage der Meßpunkte der NORPAX-Daten im Nord-Pazifik. Bildmitte: Zentralpunkt mit 8 nächsten Nachbarn

2 MODELL

2.1 Modellgleichungen

Um die Kreuzspektren  $F_{ik}(\omega_\ell)$  der Daten zu modellieren, benötigt man ein Modell, aus dem die zugehörigen Modell-Kreuzspektren  $F_{ik}(\omega_\ell)$  abgeleitet werden können. Hier bezeichnen  $i$  und  $k$  die Gitterpunkte deren Kreuzspektrum gebildet werden soll und  $\omega_\ell$  eine diskrete Frequenz. Wir nehmen an, daß die zeitliche Änderung der Temperatur der Meeresoberfläche einer Transportgleichung genügt:

$$\frac{\partial}{\partial t} T' + \underline{v} \cdot \nabla T' - D \nabla^2 T' = -\lambda T' + n' \quad (1)$$

Hier ist  $T' = T - T_0$  die Abweichung der Temperatur vom mittleren Jahresgang  $T_0$ ,  $\underline{v}$  die Advektion

und D der Diffusionskoeffizient. Der Term  $-\lambda T'$  beschreibt die Rückwirkung des Ozeans auf die Atmosphäre und  $n'$  ist proportional zum rasch fluktuierenden atmosphärischen Wärmefluß in den Ozean. Durch zeitliche und räumliche Diskretisierung und anschließender Fourier-Transformation von (1) erhält man:

$$\frac{e^{i\omega_1 \Delta t} - 1}{\Delta t} T_i(\omega_1) + v_i \cdot \nabla T_i(\omega_1) - D_i \nabla^2 T_i(\omega_1) = -\lambda_i T_i(\omega_1) + n_i(\omega_1) \quad (2)$$

Der Zeitabstand  $\Delta t$  in der Zeitserie ist 1 Monat. Der Index  $i$  bezeichnet einen bestimmten Punkt im Meßgitter. Für die Ableitungen von  $T_i$  werden zentrale Differenzen benützt. Der Ausdruck  $\partial T_i / \partial x$  geht dann über in  $(T_{i+1} - T_{i-1}) / 2\Delta x$  wobei  $T_{i+1}$  und  $T_{i-1}$  die entsprechenden Werte von  $T$  der nächsten Nachbarn zu  $T_i$  in  $x$ -Richtung sind. Der Gitterabstand  $\Delta x$  beträgt 5°.

Gleichung (2) gilt für jeden Gitterpunkt  $i$ . Sind  $\underline{T}$ ,  $\underline{n}$  die Vektoren mit den Werten von  $T_i$  bzw.  $n_i$  als Komponenten kann (2) in Matrix-Form gebracht werden:

$$C \underline{T} = \underline{n} \quad (3)$$

Die Elemente der Matrix C werden aus den in (2) auftretenden Koeffizienten  $v$ ,  $D$ ,  $\lambda$  gebildet und hängen dazu von der Nummerierungsweise im Meßgitter ab. Gleichung (3) kann nach  $\underline{T}$  aufgelöst,

$$\underline{T} = C^{-1} \underline{n} \quad (4)$$

und die Kreuzspektralmatrix  $\hat{F}$  des Modells berechnet werden:

$$\hat{F} := \langle \underline{T} \underline{T}^+ \rangle = C^{-1} \langle \underline{n} \underline{n}^+ \rangle (C^{-1})^+ \quad (5)$$

In Gleichung (5) bedeuten die spitzen Klammern den Erwartungswert und das Zeichen (+) die Operation: transponiert und konjugiert-komplex.

Die Kreuzspektralmatrix  $\hat{F}$  ist eine Funktion der Frequenz  $\omega$  und hängt zusätzlich von den Parametern  $v$ ,  $D$ ,  $\lambda$  und  $\hat{N} = \langle \underline{n} \underline{n}^+ \rangle$ , der Kreuzspektralmatrix der atmosphärischen Anregung ab. Durch eine bestimmte Wahl der Parameter läßt sich damit eine optimale Anpassung der Modellspektren  $\hat{F}$  an die Spektren  $F$  der Daten erreichen.

### 2.2 Modelltest

Zur Vereinfachung der weiteren Darstellung bilden wir die Kreuzspektralmatrix  $F$  auf einen Vektor  $\underline{f}$  ab, der als Komponenten die Elemente von  $F$  enthält (analog für  $\hat{F}$ ). Mit  $\underline{x} = \underline{f} - \hat{F}$ , der Differenz zwischen dem Datenvektor  $\underline{f}$  und dem entsprechenden Modellvektor  $\hat{F}$ , kann ein "Abstand"  $\epsilon$  zwischen den Daten und dem Modell definiert werden:

$$\epsilon = \underline{x}^+ M \underline{x} \quad (6)$$

Die Matrix  $M$  muß positiv definit sein, damit immer  $\epsilon \geq 0$ . Anpassung des Modells an die Daten bedeutet dann, die Parameter in (5) so zu wählen, daß  $\epsilon$  minimal wird.

Im Modell wurde angenommen, daß die atmosphärische Anregung  $n$  ein stochastischer Prozess ist. Damit wird auch  $\epsilon$  eine stochastische Größe. Falls die Daten eine Gaußsche Verteilung haben, ist  $\epsilon$   $\chi^2$ -verteilt. Setzt man für die Matrix  $M$  in Gleichung (6) die Inverse der Kovarianzmatrix der Daten  $\langle \delta F \delta F^+ \rangle^{-1}$  ein, ergibt sich für den Erwartungswert des Minimums von  $\epsilon$ :

$$\langle \epsilon_{\min} \rangle = m - q \quad (7)$$

wobei  $m$  die Zahl der angepaßten Datenpunkte und  $q$  die Zahl der benötigten Parameter ist. Wird nun bei einem Anpassungsversuch  $\epsilon_{\min} \gg \langle \epsilon_{\min} \rangle$  muß man wohl schließen, daß die Abweichungen zwischen den Daten und dem Modell größer sind, als man es von der Statistik der Daten her erwartet hätte. Solch ein Modell würde man dann als ungeeignet für die Beschreibung der Daten ablehnen.

### 3 ERGEBNISSE

Abb. 2 zeigt anschaulich, daß in der Tat die Annahme eines weißen Rauschens für die atmosphärische Anregung mit der Statistik der Daten und den übrigen Modellannahmen verträglich ist. Weißes Rauschen bedeutet in unserem Modell, daß die Kreuzspektralmatrix der atmosphärischen Anregung  $\hat{N}$  unabhängig von der Frequenz  $\omega$  ist und der Imaginärteil von  $\hat{N}$  verschwindet. Um diese Modellannahme mit "Daten" direkt vergleichen zu können wurde in Gleichung (5) statt  $\hat{F}$  das Spektrum der Daten  $F$  eingesetzt und dann nach den neuen "Daten"  $N$  aufgelöst.

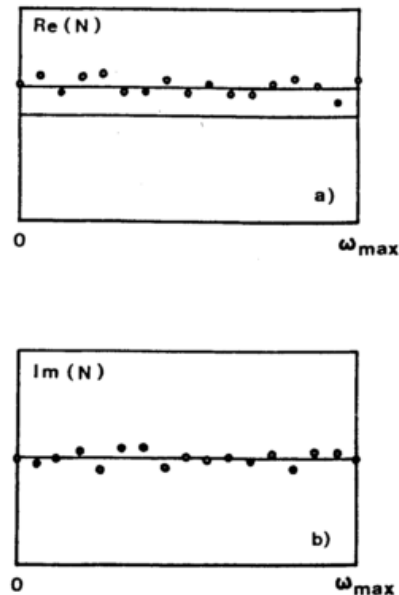


Abb. 2: Vergleich von Daten (o) und Modell (—) für ein typisches Kreuzspektrum der atmosphärischen Anregung  $N$  (relative Einheiten).  
a) Realteil von  $N$   
b) Imaginärteil von  $N$

Durch die Modellanpassung erhalten die Parameter  $n$ ,  $\lambda$ ,  $\underline{v}$  und  $D$  ganz bestimmte Werte. Ist das Modell akzeptiert, würde man erwarten, daß auch die Werte der Parameter, entsprechend ihrer physikalischen Bedeutung in das allgemeine Bild passen, das man vom System Ozean-Atmosphäre hat. In Abb. 3 ist als Beispiel die räumliche Verteilung des Parameters, der das Autospektrum der atmosphärischen Anregung  $N$  beschreibt und in Abb. 4 die Modelladvektion  $\underline{v}$  dargestellt.  $N$  ist entsprechend der Hoch- und Tiefdrucktätigkeit in mittleren Breiten am stärksten und nimmt von Westen nach Osten ab. Die Modelladvektion  $\underline{v}$  stimmt in etwa mit der bekannten großräumigen Zirkulation der Meeresoberflächenströmung überein.

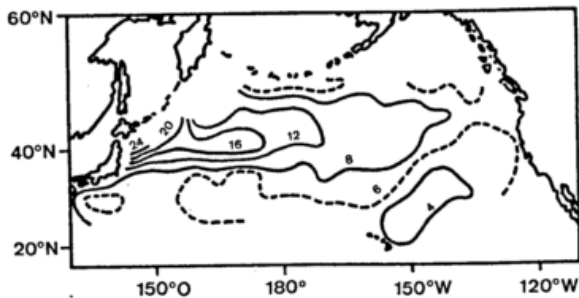


Abb. 3: Geographische Verteilung des Autospektrums der atmosphärischen Anregung des Modells (relative Einheiten).

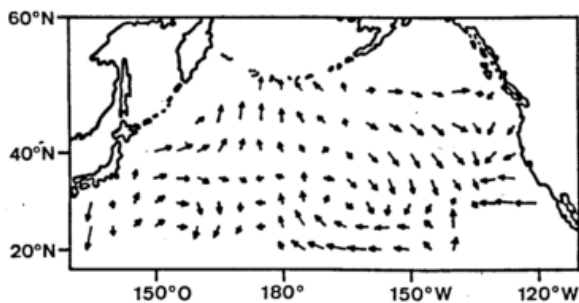


Abb. 4: Geographische Verteilung der Modelladvektion (geglättet).

Der absolute Betrag von  $\underline{v}$  liegt im Bereich von 1 bis 10 cm/sec. Der Modellparameter  $\lambda$  entspricht einer Relaxationszeit der Temperatur-Anomalien von 2 bis 6 Monaten. Der (isotrope) Diffusionskoeffizient  $D$  stellt sich auf die Größenordnung  $10^8$  cm<sup>2</sup>/sec ein.

#### 4 ZUSAMMENFASSUNG

Die hier am Beispiel der Modellierung von Meeresoberflächentemperatur-Anomalien beschriebene Inversmethode hat im wesentlichen zwei Aspekte.

Der eine Aspekt betrifft die Frage: Welches Modell ist am besten geeignet, bestimmte Daten zu beschreiben? Wenn die Modellklasse festliegt (hier die Klasse der Modelle die einer Transportgleichung genügen), bleibt noch offen, wieviel Parameter das Modell enthalten soll. Der Modelltest wird schlecht ausfallen, wenn die Zahl der Parameter zu klein ist um auch nur grob den Daten folgen zu können. Der Mo-

delltest fällt ebenfalls schlecht aus, wenn das Modell bei zu vielen Parametern auch die statistischen Fehler der Daten nachbildet. Man möchte also aus einer Hierarchie von Modellen mit wachsender Zahl von Parametern das Modell identifizieren, das möglichst viel physikalische Details beschreiben kann und trotzdem noch den Modelltest besteht. Diese Aufgabe wird durch die Inversmethode gelöst.

Der zweite Aspekt betrifft die Werte der Parameter selbst, wie sie sich bei der Anpassung an die Daten einstellen. Ist das Modell mit den Daten verträglich können die Werte der Parameter wertvolle Information über die mit ihnen verbundenen physikalischen Größen geben. Z.B. stellt hier der Parameter der Modelladvektion eine Geschwindigkeit des Wärmetransports dar, gemittelt über die Länge der Zeitserien (27 Jahre) und integriert über die Tiefe der ozeanischen Deckschicht. Man könnte also, ausgehend von den Meeresoberflächentemperaturen, die relativ einfach gemessen werden können und mit der Hilfe eines Modells eine andere Größe bestimmen, die einer direkten Messung weniger gut zugänglich ist.

#### 5 LITERATURHINWEISE

- FRANKIGNOUL, C. und HASSELMANN, K. (1977): Stochastic climate models, Part 2. Application to sea surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus* 29, 289-305.
- REYNOLDS, R.W. (1978): Sea surface temperature anomalies in the North Pacific Ocean. *Tellus* 30, 97-103.

ÜBERPRÜFUNG EINES EINFACHEN MODELLS FÜR DIE OZEANISCHE  
DRUCKDIFFERENZ IM ÄQUATORIALEN PAZIFIK

Hans-Dieter Heinz und Günter Warnecke

Institut für Geophysikalische Wissenschaften  
Freie Universität Berlin

Eine von McWilliams & Gent (1978) im Rahmen eines einfachen Modells für das ozeanisch-atmosphärische Bjerknes-Walker-System im Pazifischen Ozean vorgeschlagene Beziehung für die Einwirkung des zonalen Windschubs am Äquator auf die öst-westliche, ozeanische Druckdifferenz wird in bezug auf die Modellparameter und die Modellstruktur mit Hilfe der Modellfehlermethode an Hand von Meßdaten in Form monatlicher Mittelwerte überprüft. Die Simulationsergebnisse zeigen, daß zwar die Zahlenwerte für die Impulsverlustrate und das Verhältnis der Geschwindigkeiten von Rossby- und Kelvin-Wellen gut reproduzierbar sind, jedoch die Analyse der Residuen ergibt, daß das Modell nicht adäquat ist. Ein lineares Modell dritter Ordnung beschreibt die Daten besser.

1 MODELL FÜR DIE OZEANISCHE DRUCKDIFFERENZ IM ÄQUATORIALEN PAZIFIK

McWilliams & Gent (1978) haben eine mathematische Formulierung des ozeanisch-atmosphärischen Bjerknes-Walker-Systems für den tropischen Pazifik in Gestalt eines Satzes von gekoppelten gewöhnlichen, deterministischen Differentialgleichungen vorgeschlagen, von dem im folgenden die Beziehung für die ozeanische Druckdifferenz in bezug auf die theoretisch ermittelten Modellparameter und die Modellstruktur untersucht werden soll. Die Gleichung lautet

$$\dot{\Delta p} = -2R\Delta p + \Omega^2 (\varepsilon\tau - \Delta p). \quad (1)$$

Hirin stellt  $\tau$  den entlang des Äquators gemittelten, zonalen Windschub,  $\Delta p$  die zonale, ozeanische Druckdifferenz und  $R$  die Impulsverlustrate dar. Die Anpassungsrate  $\Omega$  ist gleich der inversen Transitzeit für barokline Wellen zur Durchquerung des Ozeans. Sie hängt ab von der Fortpflanzungsrichtung der Welle, so daß

$$\Omega = \begin{cases} \Omega_R = \pi C_R / L_0 & \text{für } \Delta p > \varepsilon\tau \\ \Omega_K = \pi C_K / L_0 & \text{für } \Delta p < \varepsilon\tau \end{cases} \quad (2)$$

mit der Wellengeschwindigkeit  $C_R$  für die sich nach Westen fortpflanzenden Rossby-Wellen und der Wellengeschwindigkeit  $C_K$  für die nach Osten laufenden Kelvin-Wellen.  $L_0$  ist die effektive zonale Erstreckung des Ozeans am Äquator. Für die Beziehung zwischen Windschub  $\tau$  und Windgeschwindigkeit  $W$  wird vereinfachend angesetzt

$$\tau = C_D (\rho_a / \rho_o) W_S W, \quad (3)$$

wobei  $C_D$  der Dragkoeffizient ist,  $\rho_a$  und  $\rho_o$  die Referenzdichten für die Atmo-

sphäre und den Ozean darstellen und  $W_S$  eine mittlere Windgeschwindigkeit ist. Nach McWilliams & Gent (1978) ergeben sich die Zahlenwerte für die Koeffizienten zu

$$\begin{aligned} R &= 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1} & L_0 &= 1,2 \cdot 10^9 \text{ cm} \\ C_R &= 67 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} & C_K &= 201 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \\ \Omega_R &= 1,75 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} & \Omega_K &= 5,25 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \\ C_D &= 1,5 \cdot 10^{-3} & \rho_a / \rho_o &= 1,2 \cdot 10^{-3} \\ W_S &= 400 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

Das linearisierte Modell ergibt sich aus (1) bzw. (2), indem man für  $\Omega^2$  schreibt

$$\Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_n^2 \operatorname{sgn}(\varepsilon\tau - \Delta p) \quad (4)$$

mit  $\Omega_1^2 = \frac{1}{2}(\Omega_R^2 + \Omega_K^2)$  und  $\Omega_n^2 = \frac{1}{2}(\Omega_K^2 - \Omega_R^2)$ ; das Modell lautet dann

$$\dot{\Delta p} = -2R\Delta p + \Omega_1^2 (\varepsilon\tau - \Delta p), \quad (5)$$

wobei  $\Omega_1 = 3,9 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  ist.

2 DISKRETISIERUNG

Um das Modell an Hand von Meßdaten in Form monatlicher Mittelwerte überprüfen zu können, sind die Beziehungen (1) und (5) zu diskretisieren. Zunächst wird der lineare, zeitinvariante Fall gemäß Gleichung (5) betrachtet.

Ein lineares, kontinuierliches und zeitinvariantes Übertragungssystem läßt sich im Zustandsraum beschreiben durch

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= Fx(t) + Gu(t) & x_o &= x(0) \\ y(t) &= Cx(t) + Du(t), \end{aligned} \quad (6)$$

wobei angenommen wird, daß die Eingangsgröße  $u(t)$  und die Ausgangsgröße  $y(t)$  skalar sind. Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung lautet

$$x(t) = \phi(t-\tau)x(\tau) + \int_{\tau}^t \phi(t-\eta)Gu(\eta)d\eta, \quad (7)$$

wobei die Transitionsmatrix  $\phi(t)$  Lösung der folgenden Matrix-Differentialgleichung ist

$$\dot{\phi}(t) = F\phi(t), \quad \phi(0) = I \quad (8)$$

mit der Einheitsmatrix  $I$ , so daß

$$\phi(t) = e^{Ft}.$$

Führt man in (7) eine gleitende Mittelung über das Intervall  $T$  durch - hier gilt  $T=1$  Monat - und setzt  $\tau=t-T$ , ergibt sich

$$\bar{x}(t) = \phi(T)\bar{x}(t-T) + \int_{t-T}^t \phi(t-\eta)Gu(\eta)d\eta, \quad (9)$$

wobei die Querstriche zeitlich gleitend gemittelte Größen kennzeichnen. Schaltet man am Eingang statt des gemittelten Signals  $\bar{u}(t)$  die Abtastsignale

$$\bar{u}(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \delta(t-kT), \quad k=0,1,\dots \quad (10)$$

-  $\delta(t)$  stellt die Dirac-Funktion dar - auf, erhält man nach Freeman (1965) folgende Beziehungen zu den Abtastzeitpunkten  $kT$ ,  $k=0,1,\dots$

$$\begin{aligned} \bar{x}(kT+T) &= \phi(T)\bar{x}(kT) + \phi(T)G\bar{u}(kT) \\ \bar{y}(kT) &= C\bar{x}(kT) + D\bar{u}(kT) \end{aligned} \quad (11)$$

Die Differentialgleichung (11) beschreibt exakt das Verhalten eines kontinuierlichen Systems zu äquidistanten Zeitpunkten  $kT$  bei Aufschaltung des gleitend gemittelten und abgetasteten Signals  $\bar{u}(kT)$ .

Überführt man die Beziehung (5) in eine Zustandsdarstellung gemäß (6) und diskretisiert gemäß (11), so erhält man nach der Rückführung in die Eingangs-Ausgangsdarstellung die Differenzgleichung

$$\begin{aligned} \Delta p(k) - 2\alpha \cos(\beta) \Delta p(k-1) + \alpha^2 \Delta p(k-2) \\ = \frac{\Omega_1^2 T}{\beta} \alpha \sin(\beta) \varepsilon \tau(k-1) \end{aligned} \quad (12)$$

mit  $\alpha = e^{-RT}$  und  $\beta = \sqrt{\Omega_1^2 - R^2} T$ . Im Argument von  $\Delta p$  und  $\tau$  ist die Abtastzeit unterdrückt.

Um die Modellbeziehung (1) diskretisieren zu können, wird  $\Omega^2$  gemäß (4) als zeitabhängiger Parameter aufgefaßt  $\Omega^2 = \Omega^2(t)$ . Man kann zeigen, daß eine Diskretisierung in ähnlicher Weise wie oben auf folgende Darstellung führt

$$\begin{aligned} \Delta p(k) - 2\alpha \cos(\beta(k-1)) \Delta p(k-1) + \alpha^2 \Delta p(k-2) \\ = \frac{\Omega^2(k-1)T}{\beta(k)} \alpha \sin(\beta(k-1)) \varepsilon \tau(k-1) \end{aligned} \quad (13)$$

mit  $\alpha = e^{-RT}$ ,  $\beta(k) = \sqrt{\Omega^2(k) - R^2} T$  und  $\Omega^2(k) = \Omega_1^2 + \Omega_n^2 \operatorname{sgn}(\varepsilon \tau(k) - \Delta p(k))$ .

### 3 MODELLFEHLERMETHODE

Die deterministischen Modellbeziehungen (12) und (13) gelten nicht exakt aufgrund des stark vereinfachten Zusammenhangs, in dem verschiedene Einflußgrößen für die ozeanische Druckdifferenz nicht mit einbezogen sind. Weiter-

hin ist zu berücksichtigen, daß bei der Überprüfung der Beziehungen anhand von Meßdaten Meßfehler einen erheblichen Einfluß haben können. Es liegt daher nahe, den Modellansatz dahingehend zu erweitern, daß die nicht berücksichtigten und nicht meßbaren Größen in der Gestalt von stochastischen Prozessen in das Modell einbezogen werden. Ein allgemeines lineares, zeitinvariantes und zeitdiskretes stochastisches Modell  $n$ -ter Ordnung in Zustandsdarstellung ist dann

$$\begin{aligned} x(k+1) &= Ax(k) + Bu(k) + w(k) \quad x_0 = x(0) \\ y(k) &= Cx(k) + Du(k) + v(k). \end{aligned} \quad (14)$$

$\{w(k)\}$  und  $\{v(k)\}$  sind skalare, weiße, stationäre und unkorrelierte stochastische Prozesse mit den Erwartungswerten Null.

Es erweist sich im Zusammenhang mit der unten erläuterten Modellfehlermethode als nützlich, den Modellsatz (14) in die sog. Innovationsdarstellung zu überführen (s. z.B. Aström (1970) und Kwakernaak & Sivan (1972)):

$$\begin{aligned} \hat{x}(k+1) &= A\hat{x}(k) + Bu(k) + Kz(k) \\ y(k) &= C\hat{x}(k) + Du(k) + z(k), \end{aligned} \quad (15)$$

wobei der Spaltenvektor  $K$  aus den Modellparametern und den Varianzen der Störprozesse bestimmt wird. Der Innovationsprozeß  $z(k)$  hat die Eigenschaft, daß sein bedingter Erwartungswert für gegebene  $y(k-1)$ ,  $y(k-2)$ , ... und  $u(k)$ ,  $u(k-1)$ , ... Null ist. Dies bedeutet insbesondere, daß der Innovationsprozeß unkorreliert ist mit in der Vergangenheit liegenden Werten der Eingangs- und der Ausgangsgröße.

Da die Modellgleichungen in Eingangs-Ausgangsform vorliegen, wird die Beziehung (15) in diese Darstellungsweise gebracht. Mit Hilfe des Shiftoperators  $q$ , der definiert ist durch  $qy(k) = y(k+1)$ , läßt sich (15) schreiben als

$$A^*(q^{-1})y(k) = B^*(q^{-1})u(k) + C^*(q^{-1})z(k) \quad (16)$$

mit den Polynomen

$$\begin{aligned} A^*(q^{-1}) &= 1 + a_1 q^{-1} + \dots + a_n q^{-n} \\ B^*(q^{-1}) &= b_0 + b_1 q^{-1} + \dots + b_m q^{-m} \\ C^*(q^{-1}) &= 1 + c_1 q^{-1} + \dots + c_n q^{-n}. \end{aligned} \quad (17)$$

Die Polynome  $A^*(q^{-1})$ ,  $B^*(q^{-1})$  und  $C^*(q^{-1})$  werden aus (15) gewonnen über die Korrespondenzen

$$\begin{aligned} A^*(q^{-1}) &= q^{-n} \det(qI - A) \\ B^*(q^{-1}) &= q^{-n} \operatorname{Cadj}(qI - A) B + q^{-n} \det(qI - A) D \end{aligned} \quad (18)$$

$C^*(q^{-1}) = q^{-n} \operatorname{Cadj}(qI - A) K + q^{-n} \det(qI - A) D$ , wobei  $\det(\cdot)$  die Determinante und  $\operatorname{adj}(\cdot)$  die Adjunkte kennzeichnen. Eine andere Darstellungsweise für (16) lautet

$$y(k) = x(k) + e(k) \quad (19)$$

$$\text{mit } x(k) = \frac{B^*(q^{-1})}{A^*(q^{-1})} u(k) \quad (20)$$

gleich mit den in Abschnitt 2 angegebenen Zahlenwerten zeigt, daß die Impulsverlustrate  $R$  sehr gut mit dem theoretisch ermittelten Wert übereinstimmt; jedoch weicht die inverse Transitzeit um ca. 50% von der theoretisch bestimmten ab und liegt daher am äußersten Rande des von McWilliams & Gent (in press) angegebenen Toleranzbereichs. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen die normierten Kreuzkovarianzfunktionen (KKF) der Residuen mit dem Modellausgang und dem Eingang. Gestrichelt sind hier und in allen folgenden Abbildungen die 95%-Konfidenzintervalle für Unkorreliertheit eingezeichnet. Da in beiden Abbildungen für positive Verschiebungen Werte außerhalb der Konfidenzintervalle auftreten, ist das Modell nicht adäquat.

Die Ergebnisse für die Modellgleichung (23) lauten

$$S=21,0 \%, \quad R=2,7 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$$

$$\Omega_K=2,8 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}, \quad \Omega_R=1,0 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (25)$$

In diesem Fall wurden die deterministischen Anteile aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs nicht ausgefiltert. Die Impulsverlustrate ist identisch mit der aus dem Modell (22). Das Verhältnis der Wellengeschwindigkeiten von Kelvin- und Rossby-Wellen von 3/1 wird mit 2,8/1 mit einer Abweichung von 7% reproduziert. Jedoch weichen auch hier die einzelnen Anpassungsraten um ca. 45% von den in Abschnitt 2 angegebenen Werten ab. Die in den Abbildungen 3 und 4 dargestellten KKF's zeigen, daß das Modell nicht akzeptabel ist.

Versuche mit linearen, zeitinvarianten Modellen gemäß (19) und (20) führen schließlich auf folgendes Modell dritter Ordnung, wobei die Daten wiederum vorher gefiltert wurden:

$$(1-0,40q^{-1})(1-1,75q^{-1}+0,77q^{-2})x(k) \\ =Kq^{-1}(1-1,05q^{-1})u(k) \quad (26)$$

$$\Delta p(k)=x(k)+e(k)$$

mit  $S=36,1\%$ ;  $K$  ist ein Normierungsfaktor. Den Abbildungen 5 und 6 ist zu entnehmen, daß für dieses Modell die KKF's zwischen Residuen und Modellausgang bzw. Eingang für positive Verschiebungen innerhalb des 95%-Konfidenzintervalls liegen. Das Modell (26) beschreibt die Daten also besser als das nichtlineare Modell.

## 5 LITERATURVERZEICHNIS

- Aström, K.J.: Introduction to Stochastic Control Theory. New York: Academic Press 1970.  
 Caines, P.E.: Stationary linear and nonlinear system identification and predictor set completeness. IEEE Trans. Auto. Contr. AC-23 (1978), pp. 583-594.  
 Freeman, H.: Discrete Time Systems. New York: Wiley 1965.  
 Kwakernaak; Sivan: Linear Optimal Control Systems. New York: Wiley 1972.

McWilliams, J.C.; Gent, P.R.: A coupled air and sea model for the tropical Pacific. J. Atm. Sci. 35 (1978), pp. 962-989.

McWilliams, J.C.; Gent, P.R.: Corrigendum to "A coupled air and sea model for the tropical Pacific". J. Atm. Sci. (in press).

Norris, D.O.; Snyder, L.E.: Consistency of least squares estimates used in linear system identification. SIAM J. Control 13 (1975), pp. 1183-1193.

und 
$$e(k) = \frac{C^*(q^{-1})}{A^*(q^{-1})} z(k) \quad (21)$$

wobei der Prozeß  $\{e(k)\}$  den Modellfehler repräsentiert. Für die in (19), (20) und (21) angegebene Modellstruktur haben Norris und Snyder (1975) gezeigt, daß die Minimierung der Varianz des Modellfehlers in Abhängigkeit von den Parametern in  $A^*(q^{-1})$  und  $B^*(q^{-1})$  zu stark konsistenten Schätzwerten für die Parameter führt. Caines (1978) hat dieses Ergebnis verallgemeinert und die starke Konsistenz der Parameterschätzwerte für eine weite Klasse von nichtlinearen Modellstrukturen zwischen  $u(k)$  und  $y(k)$  nachgewiesen unter der Voraussetzung, daß der Modellfehler ein stationärer Prozeß ist. Die oben angegebenen Eigenschaften des Innovationsprozesses übertragen sich auf den Modellfehlerprozeß in der Weise, daß der Modellfehler unkorreliert ist mit in der Vergangenheit liegenden Werten der Eingangsgröße  $u(k)$  und der Modellausgangsgröße  $x(k)$ . Dieses Kriterium wird weiter unten ausgenutzt zur Bestimmung der Modellordnung.

4 SIMULATIONSERGEBNISSE

Aufgrund der Ergebnisse von Abschnitt 4 gehen die Modellansätze (12) und (13) unter Berücksichtigung von (3) über in

$$x(k) - 2\alpha \cos(\beta)x(k-1) + \alpha^2 x(k-2) = \frac{\sqrt{2}T}{\beta} \alpha \sin(\beta) u(k-1) \quad (22)$$

$\Delta p(k) = x(k) + e(k)$

und

$$x(k) - 2\alpha \cos(\beta(k-1))x(k-1) + \alpha^2 x(k-2) = \frac{\sqrt{2}(k-1)T}{\beta(k)} \alpha \sin(\beta(k-1)) u(k-1) \quad (23)$$

$\Delta p(k) = x(k) + e(k)$

mit  $u(k) = \varepsilon C_D(\rho_a/\rho_0) W_S W(k) - d$ . In  $d$  ist die nicht genau bekannte Differenz der Mittelwerte von  $\varepsilon T(k)$  und  $\Delta p(k)$  berücksichtigt.

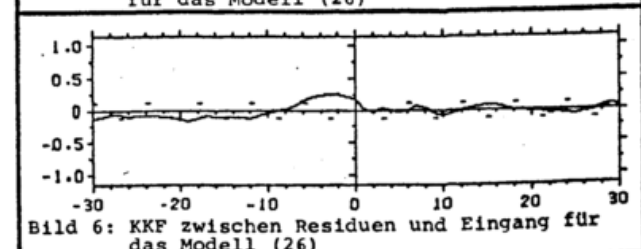
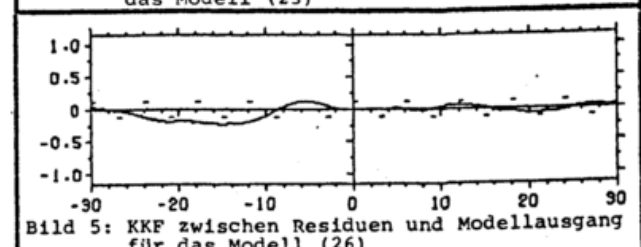
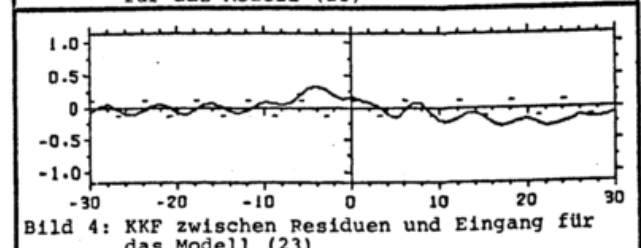
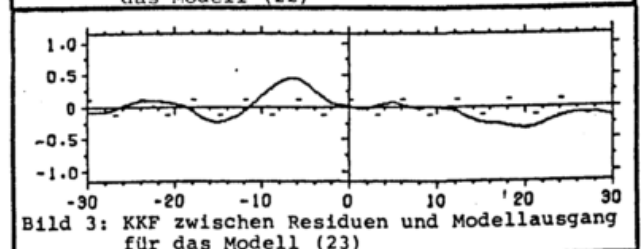
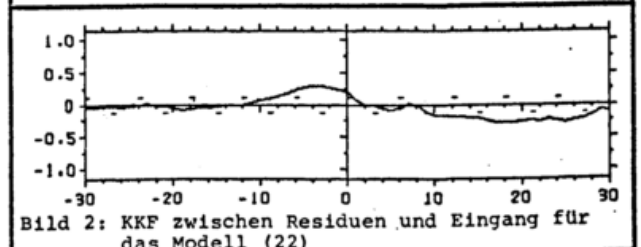
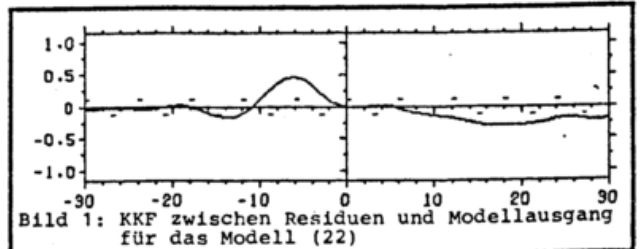
Für die zonale Windkomponente wird das Gebiet 100W-160E/5S-5N ausgewählt. Die Daten wurden aus Schiffsbeobachtungen aufbereitet, wie sie in dem "Marine Deck" (TDF 11) von NORPAX zusammengefaßt sind. Die monatlichen Mittelwerte für die "sea-level"-Daten wurden uns freundlicherweise von K. Wyrтки zugänglich gemacht. Zur Bildung der ozeanischen Druckdifferenz  $\Delta p$  wurde die Differenz der "sea level"-Werte aus dem Mittel der an der südamerikanischen Küste gelegenen Stationen Talara, La Libertad, Tumaco und Buenaventura und dem Mittel der im westlichen, äquatorialen Pazifik liegenden Stationen Guam, Truk, Eniwetok und Kwajalein verwendet. Die so gewonnenen Zeitreihen umfassen den Zeitraum Jan. 1950-Dez. 1972 mit jeweils 276 Messungen.

Für die Simulation der Modellbeziehung (22) werden aus den Daten zunächst die Jahresfrequenz und deren ganzzahlige Vielfache ausgefiltert. Die Minimierung der Varianz der Residuen bringt folgende Resultate

$$S = 18,1 \%, \quad \Omega_1 = 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}, \quad (24)$$

$$R = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}.$$

$S$  ist die in Prozent angegebene Differenz der Varianzen von Ausgangsgröße und Residuen bezogen auf die Varianz der Ausgangsgröße und stellt ein Maß für die Güte des Modells dar. Ein Ver-



## DER EINFLUSS DER SONNENAKTIVITÄT AUF DIE HOCHATMOSPHÄRE

H. Volland

Radioastronomisches Institut der Universität Bonn

Es ist heute üblich, die Atmosphäre gemäß der Eigenart ihres mittleren Temperaturprofils in insgesamt drei Stockwerke zu unterteilen:

1. Untere Atmosphäre, gemeinhin Troposphäre genannt. Sie reicht bis zur Tropopause, dem ersten Temperaturminimum in etwa 12 bis 18 km Höhe.
2. Mittlere Atmosphäre. Sie schließt die Stratosphäre und die Mesosphäre ein und reicht bis zur Mesopause, einem relativen Temperaturminimum in etwa 85 km Höhe.
3. Hochatmosphäre, auch Thermosphäre genannt. Sie ist gekennzeichnet durch eine kontinuierlich ansteigende Temperatur von etwa 200 K in Mesosphärenhöhe bis zu einer sich asymptotisch nähernden Temperatur von ca. 1 000 bis 2 000 K in 300 km Höhe. Oberhalb dieser Höhe ist der vertikale Temperaturgradient praktisch Null.

In einem Koordinatensystem mit dem Druckgradienten als vertikaler Koordinate würde das Gebiet der Hochatmosphäre etwa die letzten  $10^{-3}$  % (oder  $10^{-5}$  der gesamten Höhenkoordinate) ausmachen. Für das Wetter auf der Erde dürfte deshalb alles, was sich in jenem Höhenbereich abspielt, vollkommen irrelevant sein. Die Hochatmosphäre hat jedoch praktische Bedeutung dadurch gewonnen, daß der dort vorhandene Restanteil des atmosphärischen Gases immerhin noch ausreicht, Erdsatelliten auf ihrer Bahn so zu bremsen, daß sie schließlich abstürzen und verglühen. Das Verhalten der Hochatmosphäre sollte deshalb so gut bekannt sein, daß Unfälle wie die des letzten Skylab-Absturzes vermieden werden können. Daneben ist jedoch die Hochatmosphäre ein interessantes Studienobjekt per se. Sie ist ein Gemisch von Neutralgas und Plasma und besitzt zum Teil völlig andere Eigenschaften als die untere Atmosphäre. Weiterhin ist die von der Sonne gelieferte und in der Hochatmosphäre absorbierte Energiezufuhr im höchsten Grade variabel.

Die Gesamtstrahlung der Sonne, die Solarkonstante, ist, über einen Zeitraum von Jahren betrachtet, mindestens bis auf 0,1 % konstant. Die Oberfläche der Sonne, die Photosphäre, befindet sich jedoch in einem Zustand dauernder Unruhe, die durch das Auftreten von Sonnenflecken (relativ dunklen und kalten Gebieten auf der Sonnenoberfläche) und Fackeln (relativ heißen Gebieten in der Chromosphäre) manifestiert wird. Sonnenflecken stehen im Zusammenhang mit dem allgemeinen Magnetfeld der Sonne. Die Polarität dieses solaren Magnetfeldes ändert alle elf Jahre ihr Vorzeichen und bestimmt dadurch den Elfjahres-Zyklus der Sonnenflecken. Ein Teil dieses Magnetfeldes wird

vom radial ausströmenden Gas der Sonne (dem Sonnenwind) in den interplanetaren Raum getragen. Dieses interplanetare Magnetfeld besitzt eine Sektorstruktur mit in der Regel zwei, manchmal vier, Sektoren unterschiedlicher Polarität. Die Sektoren rotieren nahezu starr mit der Sonne mit einer synodischen Periode von 27 Tagen.

Der Sonnenwind mit seinem mitgeschleppten Magnetfeld ist ein Transportvehikel, das Sonnenenergie zur Erdatmosphäre bringen und dort in andere Energieformen (z. B. Wärme) umsetzen kann. Aber auch die EUV- und Röntgenstrahlung der Sonne, die aus Bereichen oberhalb der Photosphäre kommt, kann in Verbindung mit dem Auftreten von Sonnenflecken sowohl kurzzeitig (z. B. während einer Sonneneruption mit Lebensdauern von Minuten) als auch langfristig (27-Tage-Variation; 11-Jahres-Zyklus) um Größenordnungen schwanken. Es ist diese Strahlungskomponente der Sonne, die vollkommen in der Hochatmosphäre absorbiert und dort zum Teil für die Erzeugung des ionosphärischen Plasmas, zum Teil zur Aufheizung des Neutralgases verwandt wird. Die Variabilität der solaren EUV- und Röntgenstrahlung wie auch des Sonnenwindes wird pauschal als Sonnenaktivität bezeichnet.

Während die solare EUV-Strahlung innerhalb der Hochatmosphäre direkt absorbiert und über dem Umweg der Ionisation und Dissoziation des Neutralgases schließlich in Wärme umgewandelt wird, ist die Transformation der kinetischen Energie des Sonnenwindes in Wärme des Neutralgases ein umständlicher Prozeß. Das Magnetfeld der Erde hindert die elektrisch geladenen Protonen und Elektronen des Sonnenwindes daran, direkt in die Hochatmosphäre einzudringen. Der vom Erdmagnetfeld freigehaltene Raum in der Umgebung der Erde, in den kein Sonnenwind eindringen kann, heißt Magnetosphäre. Die Magnetosphäre ist jedoch ein begrenztes Gebilde, an dessen Rändern sich elektrische Raumladungen ausbilden können. Das dabei entstehende elektrische Feld, das von der Morgen- zur Abendseite weist, ist gerade so beschaffen, daß es dem Sonnenwind teilweise Zugang zur polaren Magnetosphäre ermöglicht. Das elektrische Feld treibt andererseits einen elektrischen Strom von etwa 1 MA Stärke, der entlang der Kraftlinien des Erdmagnetfeldes auf der Morgenseite in die Hochatmosphäre fließt, innerhalb der Hochatmosphäre zur Abendseite strömt und von dort wiederum entlang den Kraftlinien des Erdmagnetfeldes in die Magnetosphäre zurückfließt. Das System Sonnenwind-Magnetosphäre-Hochatmosphäre verhält sich deshalb wie ein riesiger magnetohydrodynamischer Generator, der kineti-

sche Energie eines Plasmastroms in elektrischen Strom umwandelt. Innerhalb der Hochatmosphäre fließt der elektrische Strom in einem Höhenbereich von etwa 100 bis 150 km. Die dabei entstehende Ohm'sche Wärme wird dem Neutralgas zugeführt. Die dem Sonnenwind unter normalen Bedingungen entzogene Leistung, die zur Aufrechterhaltung der Magnetosphäre gebraucht wird, ist etwa 1 GWatt. Davon werden vielleicht 10 bis 20 % in Ohm'sche Wärme umgesetzt. Die von der EUV- und Röntgenstrahlung der Sonne gelieferte Leistung, die oberhalb von 120 km Höhe absorbiert wird, beträgt ebenfalls etwa 1 GWatt.

Fluktuiert die Stärke des Sonnenwindes, insbesondere die Vertikalkomponente des interplanetaren Magnetfeldes, dann werden im Schweif der Magnetosphäre auf der Nachtseite durch heute noch nicht im einzelnen geklärte Vorgänge Störungen hervorgerufen, die unter anderem einen Einfall von hochenergetischen Elektronen in die Polarlichtzonen verursachen. Dieser Korpuskeleinfall wird als Polarlicht in höheren Breiten sichtbar. Das elektrische Feld wird dabei erhöht und die elektrische Leitfähigkeit innerhalb der Polarlichtzonen verstärkt. Die bei starker Sonnenaktivität verstärkte zugeführte Ohm'sche Wärme kann mehrere GWatt betragen und somit den Anteil der solaren EUV-Strahlung übertreffen.

Zum Verständnis des Verhaltens der Hochatmosphäre bei Sonnenaktivität noch ein paar Bemerkungen über die Unterschiede im dynamischen Verhalten von Hochatmosphäre und Troposphäre. Entscheidend für die Dynamik der Hochatmosphäre ist die Wirkung molekularer Dissipation, verursacht durch Wärmeleitung, Viskosität und Stöße zwischen Neutralteilchen und dem Plasma der Ionosphäre, sowie das Fehlen von Turbulenz und von latenter Wärme. Dissipationsvorgänge sorgen dafür, daß der Einfluß der Corioliskraft abgeschwächt wird (ageostrophische Winde) und daß die der Troposphäre eigene Labilität aufgehoben wird. Die Hochatmosphäre verhält sich wie ein stabiler, linearer Übertrager mit Tiefpaßcharakteristik, der im wesentlichen auf langperiodische (Perioden größer als 10 Stunden) und großräumige (Wellenzahlen kleiner als 3) Störungen mit größerer Zeitkonstante reagiert und nach Ende der Störung abklingt. Ein weiteres Kennzeichen der Hochatmosphäre ist das Überwiegen gezeitenartiger Schwingungsvorgänge, bedingt durch die relativ reguläre Verteilung der Wärmequellen (keine latente Wärme; kein Einfluß des Ozeans). Schließlich befindet sich die Hochatmosphäre im Mittel im Zustand des diffusen Gleichgewichts. Jede Gaskomponente folgt ihrer eigenen barometrischen Höhenformel. Allerdings wird dieses diffusive Gleichgewicht bei langsamen Störungsvorgängen aufgehoben, z. B. beim regulären Jahresgang oder beim irregulären, Tage andauernden, Aktivitätseffekt. Es tritt dann der eigenartige Zustand ein, daß diejenigen Gaskomponenten, die leichter als  $N_2$  sind (He, O), ein Dichteminimum im Gebiet größten Temperaturzuwachses besitzen.

Wegen der Tiefpaßwirkung der Hochatmosphäre beeinflussen kurzzeitige Störungen der Sonnenstrahlung (z. B. während einer Sonneneruption)

kaum ihr dynamisches Verhalten. Allerdings wird das ionosphärische Plasma insbesondere in der D- und E-Schicht im Höhenbereich um 100 km stark gestört. Eine 27-Tage-Variation der Sonnenstrahlung oder der 11-Jahres-Zyklus führen zu relativ einfachen Modulationen der mittleren Temperatur- und Dichte der Hochatmosphäre.

Von wesentlich größerem Interesse sind die von Fluktuationen des Sonnenwindes verursachten Aktivitätseffekte in der Hochatmosphäre. Unter ruhigen Bedingungen treibt das oben erwähnte elektrische Feld einen elektrischen Strom innerhalb der Hochatmosphäre, der Wärme insbesondere den Gebieten höherer geographischer Breiten zuführt. Eine solche polare Wärmequelle treibt einen großräumigen meridionalen thermischen Wind von den Polen zum Äquator. Das Zentrum dieser Zirkulation befindet sich in etwa 130 km Höhe in der Nähe des Maximums des Wärmeinputs. Wird das elektrische Feld durch den fluktuierenden Sonnenwind verstärkt, dann erhöht sich auch die Stärke des elektrischen Stromes und somit die Wärmequelle. Dauert die Fluktuation nur Stunden an (magnetosphärischer Teilsturm), dann werden lediglich lokal begrenzte kurzperiodische Schwerewellen relativ kleiner Amplitude erzeugt. Diese wandern äquatorwärts und klingen bald ab. Dauert die Störung jedoch Tage an, dann spricht man von einem magnetischen Sturm. In diesem Fall bildet sich ein verstärktes thermisches Windsystem, das auf die Sonnenwindfluktuation mit einer Zeitkonstante von mehreren Stunden reagiert. Interessant ist die Wirkung des Korpuskeleinfalls in die Polarlichtzonen. Die vergrößerte elektrische Leitfähigkeit in diesem Gebiet in Verbindung mit der erhöhten elektrischen Feldstärke ermöglicht einen extrem intensiven elektrischen Stromfaden von 1 MA Stärke und mehr, der auf die Polarlichtzonen konzentriert ist und polarer Elektrojet genannt wird. Seine magnetische Wirkung am Erdboden ist beträchtlich. Sein Beitrag zur Aufheizung der Hochatmosphäre ist dagegen gering, da es sich im wesentlichen um einen Blindstrom (Hall-Strom) handelt.

Die Dichte der leichten Gase wie Sauerstoff oder Helium nimmt im Gebiet größter Aufheizung ab, die Dichte von molekularem Stickstoff  $N_2$  nimmt dagegen zu. Nun beginnt die Dichte von atomarem Sauerstoff O in etwa 200 km Höhe über der von  $N_2$  unter normalen Bedingungen zu dominieren. Es tritt dadurch der seltsame Zustand ein, daß während einer vom Sonnenwind verursachten Störung der Hochatmosphäre sich ein starker meridionaler Temperaturgradient, verbunden mit der Ausbildung eines thermischen Windsystems mit Windgeschwindigkeiten von etwa 100 m/s, bildet, daß jedoch die Gesamtdichte, also  $N_2 + O$ , ziemlich konstant bleibt.

Das elektrische Feld magnetosphärischen Ursprungs treibt aber noch ein weiteres Windsystem an. Die Ionen des ionosphärischen Plasmas driften unter dem Einfluß dieses Feldes und übertragen durch Stöße mechanischen Impuls an das Neutralgas. Der dabei entstehende Wind ist ein quellenfreier Wind mit nur geringer Vertikalbewegung und kleinen Druckschwankungen. Lokal kann er Windgeschwindigkeiten von mehreren

100 m/s erreichen; sein Einfluß auf die Komposition ist dagegen gering.

Die Abnahme des Verhältnisses  $O/N_2$  in höheren Breiten während eines Aktivitätseffektes ist die Ursache für die Verringerung der Elektronendichte im Höhenbereich um 250 km. Die ionosphärische F2-Schicht, die ihr Maximum in diesem Höhenbereich besitzt, nimmt an Mächtigkeit ab und verschiebt sich zu größeren Höhen (Ionosphärensturm). Ein auf Hochfrequenz (3 - 30 MHz) basierendes Nachrichtensystem kann dadurch empfindlich gestört werden. Denn diese Wellen werden normalerweise an der F2-Schicht reflektiert, und die F2-Schicht verliert ihr Reflexionsvermögen solchen Wellen gegenüber, wenn ihre Elektronendichte abnimmt.

BEDEUTUNG NEUERER MESSERGEBNISSE DER  $O_2$  ( $^1\Delta_g$ ) UND  
 $OH^*$  EMISSION FÜR DIE PHYSIK DER HOHEN ATMOSPHERE

W. Bangert<sup>1)</sup>, R. Scheidle<sup>2)</sup> und H.-J. Bolle<sup>3)</sup>

1) Fa. Kayser u. Threde GmbH, München

2) Fa. Siemens, München

3) Institut für Meteorologie und Geophysik  
der Universität Innsbruck

Aus gemessenen Vertikalprofilen der  $O_2$  ( $^1\Delta_g$ )-Emission lassen sich bei bekannter Vertikalverteilungen der Dichte (Temperatur) sowie von O,  $O_2$  und  $N_2$ -Konzentrationen auf Grund bekannter photochemischer Reaktionsgleichungen die Profile von  $C_3$ , H, CH,  $HO_2$  und  $H_2O_2$  ableiten. Dabei ist die Bestimmung der Wasserstoffverbindungen mit einem relativ großen Fehler behaftet, der durch eine zusätzliche  $OH^*$ -Messung reduziert werden kann.

Bisher war es nur in unabhängigen Experimenten möglich, die über die mittlere Atmosphäre integrierte  $OH^*$  Emission vom Ballon aus zu bestimmen. Dabei gelang erstmals eine Absolutbestimmung der Strahldichte der  $OH$  Grundschwingungsbande. Außerdem konnte das Vorhandensein eines theoretisch geforderten zweiten Produktionsprozesses für  $OH$  durch die Reaktion  $HO_2 + O \rightarrow OH + O_2$  experimentell quantitativ belegt werden. Es zeigte sich dabei, daß diese Reaktion während der Nacht 40 % der  $OH$  Radikale liefert und tagsüber den überwiegenden Teil von etwa 70 % der angeregten  $OH$  Radikale.

Beide Emissionserscheinungen sind mit Transportphänomenen in der Atmosphäre korreliert. Die Bedeutung einer absoluten Messung der Himmelstrahldichte für die Energetik der Mesosphäre wird kurz diskutiert.

SIMULATION OF EDDY DIFFUSION PROCESSES IN THE MESOSPHERE AND LOWER THERMOSPHERE  
(SIMULATION VON AUSTAUSCHPROZESSEN IN DER MESOSPHERE UND UNTEREN THERMOSPHERE)

A. Ebel

Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln

**Abstract** - A short outline is given of the formulation of two-dimensional models of eddy diffusion parameters for the upper part of the middle atmosphere. The K-theory approach is used. The K-values are derived from a set of parameters connecting the spatial structure of the eddy diffusion coefficients with mean fields of measured meteorological quantities.

## 1 INTRODUCTION

In spite of the fact that eddy diffusion plays a dominant role for the transport of matter and other properties of the atmosphere around mesopause heights, our knowledge about the physical mechanisms of eddy generation, about eddy statistics and the phenomenology of turbulent transport in this region is still surprisingly incomplete. Better understanding of the middle atmosphere (the layers between 20 and 120 km height) requires better insight into eddy diffusion processes. Diagnostic and model studies of the middle atmosphere as planned in the Middle Atmosphere Program (MAP) evidently depend on suitable parameterization schemes for eddy diffusion estimates. Such schemes have proven extremely valuable for a great variety of studies of the stratospheric structure and its variations (Danielson 1975). For upper mesosphere and lower thermosphere heights, a very simple approach is normally used for the simulation of transport processes. In most cases this approach is made by adopting a single eddy diffusion coefficient for vertical eddy fluxes and by neglecting horizontal turbulent transport as well as transports due to winds.

Such a procedure may have some justification in the lowest thermosphere where vertical eddy diffusion appears to be the most prominent process for transport of matter. On the other hand, prominent phenomena are known (e.g. the winter anomaly of ionospheric absorption and its relationship to nitric oxide transport (Lauter et al. 1976)) which can only be explained by a more detailed examination of atmo-

spheric transport processes. Furthermore, horizontal eddy diffusion becomes increasingly important with decreasing height in the mesosphere.

The aim of this short paper is a concise description of an attempt to develop a flexible two-dimensional model of eddy diffusion coefficients which is able to simulate temporal, vertical, and latitudinal changes of turbulent transports in the mesosphere and lower thermosphere. The model is still in a preliminary state - due to the very incomplete knowledge about the relevant eddy diffusion mechanisms. It is therefore constructed so as to allow for easy improvement and adjustment to the needs of future diagnostic and numerical model studies. In its present state it has successfully been applied to the study of some principal climatological problems like nitric oxide distributions, the formation of NO minima and the relative importance of eddy and convective transports at different levels (which will not be discussed in this paper).

## 2 METHOD OF PARAMETERIZATION

Rind (1977) has reviewed the typical time and length scales of wind perturbations in the lower thermosphere. He has identified three types of prevailing fluctuations: (1) Isotropic microscale perturbations with length scales  $L$  around 10 - 100 m and time scales around 50 sec, (2) small-scale eddies in the transition region from isotropic to anisotropic motions with  $L \approx 100 - 1000$  m and  $T \approx 100$  sec, (3) anisotropic large-scale eddies with vertical scales  $L \approx 1 - 5$  km, and horizontal scales  $L \approx 10 - 1000$  km,  $T \approx 1000 - 10000$  sec.

This means that large-scale horizontal eddies are the most important perturbations for horizontal eddy transport. They also play a dominant role for vertical eddy diffusion, but small-scale eddies significantly contribute to this process. The effectivity of planetary-scale disturbances (L a few thousands kilometers) with respect to meridional eddy transport appears to be of the same magnitude as that of large-scale perturbations.

Considering the contribution of anisotropic large-scale wind fluctuations towards eddy diffusion, it can be expected that vertical and horizontal eddy diffusivities are correlated. Furthermore, if the direction of wind fluctuations is inclined against a horizontal plane by a fluctuating angle  $\alpha$  (slant convection), horizontal eddy transports depend on the vertical structure of the field of transported properties and, vice versa, vertical transports on horizontal structures. Reed and German (1965) and Louis (1974) have treated a similar situation in the stratosphere. They developed a two-dimensional set of eddy diffusion coefficients on the basis of the so-called K-theory (which, as a closure hypothesis of turbulence, relates eddy diffusion to the gradient of the transported property) and the idea of slant convection. This study follows Reed's and German's approach with slight modifications resulting from the special data situation in the upper mesosphere and lower thermosphere.

Eddy fluxes of an averaged quasi-conservative property  $n$  are given by  $\bar{F} = -g(K) \nabla(n/g)$  in the framework of the K-theory ( $g$ : neutral air density).  $(K)$  is the two-dimensional eddy diffusion tensor with

$$K_{yy} \approx K, \quad K_{yz} \approx \bar{\alpha} K,$$

$$K_{zz} \approx K_v + (\bar{\alpha}^2 + \overline{\alpha'^2}) K \\ = (\bar{\alpha}^2 + \overline{\alpha'^2}) K$$

( $y$ : northward direction,  $z$ : positive upwards).  $\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'$  represents the angle of inclination of wind perturbations, with fluctuations  $\alpha'$  around the mean  $\bar{\alpha}$ .  $K$  is the principal eddy diffusion coefficient in a plane with an inclination of  $\bar{\alpha}$  against the horizontal,  $K_v$  is an additional eddy diffusivity resulting from other processes than large-scale eddy activity. Its contribution is included in the "variance"  $\overline{\alpha'^2}$ .

The idea of the simulation concept for eddy diffusion is to relate the parameters  $K$ ,  $\bar{\alpha}$  and  $\overline{\alpha'^2}$  to mean fields of measured meteorological quantities. Following Taylor's (1921) statistical theory of turbulence it may be argued

that  $K$  is proportional to the variance of the mean meridional wind ( $v'^2$ ),  $K = \tau v'^2$ .  $\tau$  is taken to be constant at latitudes greater than  $25^\circ$  and constant height. It changes towards the equator to meet the conditions of the other hemisphere (with seasons shifted by 6 months).  $\bar{\alpha}$  is related to the angle of isentropic surfaces  $\bar{\alpha}$  by  $\bar{\alpha} = s n$  (Reed and German 1965).  $\overline{\alpha'^2}$  is calculated for a given height and latitude from an adopted pair of values  $K_{yy}$ ,  $K_{zz}$  and then continued to other points using fixed relative height profiles for  $K_{zz}$  and for  $K_{yy}$  at the equator. Evidently, this type of parameterization predominantly relates the latitudinal changes of  $(K)$  to that of relevant meteorological fields.

### 3 EXAMPLES AND CONCLUDING REMARKS

Figures 1 - 3 show a set of  $K$ -values for three seasons. The  $(K)$ -fields are based on the following assumptions and data:  $K_{yy} = 15/6.5/1.5 \times 10^9$  cm<sup>2</sup>/s for winter/spring/summer;  $K_{zz} = 8.65/4.5/1.7 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/s at  $50^\circ N$  and 100 km height (seasonal changes of  $(K)$  according to Ebel (1978));  $s = 1$ ; relative vertical profile of  $K_{zz}$  according to a theoretical study of Gavrilov and Shved (1975), similar to an experimental profile of Justus (1973); slight decrease of  $K_{yy}$  at the equator from 50 to 100 km height by a factor of 0.5; random meridional windfield  $v'$  from Justus and Woodrum (1972); isentropic surfaces from the pressure and temperature model of Groves (1971).

The extrapolation of the  $(K)$ -fields from mesopause to stratopause heights shows that they can well be combined with stratospheric models by proper choice of model parameters. As pointed out by Louis (1974) for the modelling of stratospheric eddy diffusivities it is necessary to do this in close accordance, with the modelling of the mean wind fields. Comparative studies of convective and eddy transports at mesopause heights show that this statement is even more true for this part of the atmosphere.

This work was started during a visit to the National Center of Atmospheric Research, Boulder, Colorado. I gratefully acknowledge valuable help and stimulating discussions with many colleagues at the NCAR, especially from the Upper Atmosphere Group. The study was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

4 REFERENCES

Danielson, E.: Methods for deriving a two-dimensional transport model. Contract Rep. for CIAP; Part II, in "Final Rep. to the Dep. of Transportation, Accelerated Research on the Stratosphere", National Center of Atmospheric Research, Boulder, Colorado (1975).

Ebel, A.: Estimate of macroturbulent scales in the atmosphere around 100 km altitude. Beitr. Phys. Atm./Contr. Atmos. Phys. 51 (1978), 31-43.

Gavrilov, N.M.; Shved, G.M.: On the closure of equation system for the turbulized layer of the upper atmosphere. Ann. Geophys. 31 (1975), 375-388.

Groves, G.V.: Atmospheric structure and its variations in the region from 25 to 120 km. AFCRL-71-0410, Environm. Res. Papers 368 (1971).

Justus, C.G.: Upper atmosphere mixing by gravity waves. AIAA/AMS International Conference on the Environmental Impact of Aerospace Operations in the High Atmosphere, AIAA Paper No. 73-495 (1973).

Justus, C.G.; Woodrum, A.: Revised perturbation statistics for the global scale atmospheric model. NASA-Contr. Rep. 120611 (1975).

Lauter, E.A.; Taubenheim, J.; Entzian, G.; Bremer, J.; v.Cossart, G.; Klein, G.: Middle atmosphere processes and lower ionosphere in winter. HHI-STP-Report 7, Berlin (1976).

Louis, J.-F.: A two-dimensional transport model of the atmosphere. Thesis, University of Colorado, Boulder, 1974.

Reed, R.J.; German, K.E.: A contribution to the problem of stratospheric diffusion by large-scale mixing. M. Wea. Rev. 93 (1965), 313-321.

Rind, D.: Heating of the lower ionosphere by the dissipation of acoustic waves. J. Atmos. Terr. Phys. 39 (1977), 445-456.

Taylor, G.I.: Diffusion by continuous movements. Proc. London Math. Soc. 2, 20 (1921), 196-202.

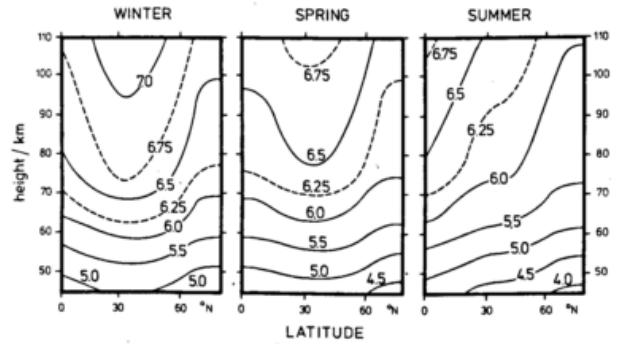


Fig. 1: Vertical eddy diffusion coefficient for northern latitudes. The contours show  $\log_{10}(K_{zz})$ ,  $K_{zz}$  in units of  $\text{cm}^2/\text{s}$ .

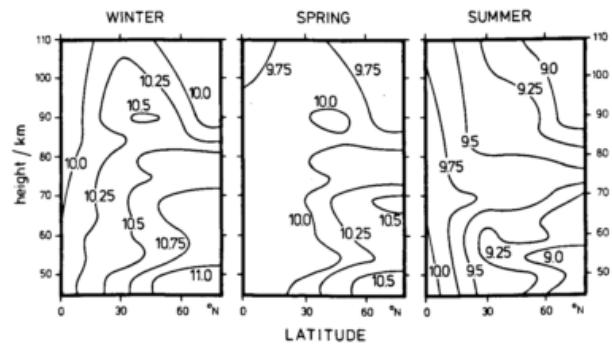


Fig. 2: Horizontal eddy diffusion coefficient  $K_{yy}$  ( $\text{cm}^2/\text{s}$ ) for northern Latitudes. Contours:  $\log_{10}(K_{yy})$ .

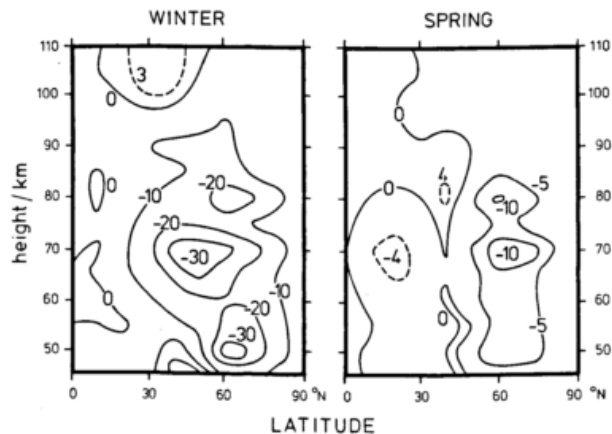


Fig. 3: Eddy diffusion coefficient  $K_{yz}$  in units of  $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$ .

## GIBT ES EINEN ZUSAMMENHANG ZWISCHEN DER SONNENFLECKENRELATIVZAHL, DER RICHTUNG DES INTERPLANETAREN MAGNETFELDES UND PLANETAREN WELLEN IN 500-MB FLÄCHE?

Josef Schäfer

Radioastronomisches Institut der Universität Bonn, 5300 Bonn

### 1 EINLEITUNG

Die Frage, ob der ca. 11-jährige Zyklus der Sonnenfleckentätigkeit und die ca. 27-tägige Rotation der Sonne einen Einfluß auf irdische Wettervorgänge haben, wird seit langem, mit zeitweise unterschiedlicher Heftigkeit, diskutiert. Unbestritten ist, daß das in hohem Maße variable Sonnenspektrum im Röntgen- und Ultraviolettbereich sowie auch die variable Korpuskularstrahlung der Sonne (Sonnenwind) einen großen Einfluß auf die Hochatmosphäre oberhalb von ca. 70 km Höhe ausüben. Eine Beeinflussung der Stratosphäre oberhalb von ca. 15 km Höhe ist dagegen weniger deutlich nachzuweisen und zweifelhaft.

Über einen Zusammenhang zwischen Vorgängen in der Troposphäre, jener von ca. 12 km Höhe bis zum Erdboden reichenden und dort der direkten Beobachtung zugänglichen Schicht der Atmosphäre, in der sich das eigentliche Wetter abspielt, und Vorgängen auf der Sonne liegen eine Unmenge von alten und neuen Untersuchungen jeglicher Art vor. Der menschliche Wunsch, durch Beobachtungen und Vorausberechnungen von solaren und auch stellaren Einflüssen das Wetter vorhersagen zu können, ist sicher ein wesentlicher Antrieb für Forschungen auf diesem Gebiet, und er mag auch mitunter zu voreiligen Schlüssen über die Realität solcher Zusammenhänge geführt haben und noch führen.

Bei einer Analyse der riesigen Literaturmenge zum Thema Sonne-Wetter zeigt sich, daß bisher keine Übereinstimmung in irgendeinem Einzelfeld besteht und nicht ein einziger, allgemein akzeptierter Zusammenhang zwischen troposphärischen und solaren Parametern aus den Meßdaten abgeleitet werden konnte. In einer Übersichtsarbeit berichtet Pittock (1978) recht kritisch über eine große Anzahl von Veröffentlichungen, insbesondere zu Langzeit (11 Jahre) Sonne-Wetter Beziehungen. Er zeigt, daß sich die Autoren teilweise widersprechen (z. B. bezüglich Druckvariationen, Gewittern, Tropopausenhöhe) oder auch den gerade passenden Zeitabschnitt herausuchen und eine passende Glättung benutzen. Ebenso zweifel-

haft und widersprüchlich scheinen die Untersuchungen über Variationen in der Wasserführung von Flüssen, in der polaren Zirkulation, in der Stärke tropischer Zyklonen, in der Wasserhöhe des Viktoriasees oder in der Dicke von Baumringen, um nur einige Beispiele zu nennen. Im Bereich der kurzzeitigen atmosphärischen Druckvariationen in Verbindung mit Sonnenflecken steht eine Arbeit von King et al. (1977) im Vordergrund. In ihr behaupten die Autoren, daß die Höhe der troposphärischen 500 mb - Fläche in enger Verbindung mit der 27-tägigen Wiederholungsneigung der Sonnenflecken, in Abhängigkeit von der Position im 11-jährigen Zyklus, stehe, wobei gewisse planetare Wellen niedriger Ordnung angeregt werden sollen.

Hier soll nun die Realität dieser behaupteten Sonne-Wetter Beziehung anhand von drei Zeitreihen überprüft werden. Zwei von ihnen enthalten die solaren Parameter Sonnenfleckenzahl (SSN) und interplanetare Magnetfeldrichtung (IMF). Meistens enthält das IMF eine Struktur mit zwei Sektoren - Magnetfeld zur Sonne hin bzw. von der Sonne weg gerichtet -, die quasi starr mit der solaren Rotationsperiode von 27 Tagen mitrotiert. Auch die SSN zeigt eine deutliche, mit der Sonnenrotation verbundene, 27-Tages-Periodizität, sie unterliegt darüber hinaus dem bekannten 11-jährigen Aktivitätszyklus. Das Datenmaterial besteht aus den täglichen Werten der Sonnenfleckenzahl und der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes für den Zeitraum von 1926 bis 1975 (über 18000 Tage). Die dritte Datenreihe besteht aus täglichen Gitterpunktwerten der 500-mb-Höhe (ca. 5.5 km). Die Gitterpunkte haben einen Abstand von  $10^{\circ}$  in Länge und  $5^{\circ}$  in Breite und überdecken die gesamte Nordhemisphäre beginnend bei  $15^{\circ}$ N. Da die 500 mb-Fläche einerseits weit genug oberhalb der untersten turbulenten Luftschichten liegt, so daß die meisten kleinräumigen Wetterfluktuationen nicht mehr spürbar sind, und da sie andererseits nicht zu hoch liegt, um noch merklich vom Wetter und von der allgemeinen Zirkulation beeinflusst zu werden, müßten sich durch solare Effekte beeinflusste troposphärische Wetter- und Zirkula-

tionsvorgänge in charakteristischen Schwankungen dieser Druckfläche bemerkbar machen.

## 2 LANGZEITEFFEKTE

Da eine 11-jährige Variation in der Druckhöhe über einzelnen Gitterpunkten nicht zu beobachten ist, muß eine Aufarbeitung und Zusammenfassung der einzelnen Meßdaten erfolgen, um geeignete Parameter zu erhalten, die einen möglichen solaren Einfluß am besten widerspiegeln. Berechnet man nun die zonalen Fourier-Koeffizienten der 500 mb-Höhe für jeden einzelnen Tag, so erhält man für jede zonale Wellenzahl  $m$  und für jeden Breitenkreis (von  $15^{\circ}\text{N}$  bis  $85^{\circ}\text{N}$ ) zwei neue Zeitreihen (Amplitude und Phase der Modenkoeffizienten). So stellt z. B. die Koeffizientenreihe für die zonale Wellenzahl  $m=0$  den Verlauf der mittleren 500 mb-Höhe über einen Breitenkreis von Tag zu Tag dar. Da bei der Berechnung der niedrigen zonalen Modenkoeffizienten über einen größeren longitudinalen Bereich gemittelt wird, beschreiben sie das von kleinräumigen Schwankungen (die als "Rauschen" angesehen werden können) befreite Globalverhalten der Atmosphäre. Wenn es einen Einfluß der Sonnenrotation oder des 11-Jahres-Zyklus auf die Troposphäre gibt, muß sich dieser wegen seiner großräumigen Einwirkungsmöglichkeiten am ehesten in Variationen der Modenkoeffizienten niedriger Ordnung bemerkbar machen.

Vergleicht man jedoch über den gesamten Meßzeitraum den Verlauf der einzelnen Modenkoeffizienten (jährliche Mittelwerte) mit dem der solaren Parameter SSN und IMF, so stellt man keine systematische Übereinstimmungen fest. Auch Kreuzkorrelationsanalysen zwischen den solaren und den Druckparametern liefern keinen Hinweis auf eine Korrelation im 11-Jahres-Bereich. Immerhin kann die Größenordnung von zufälligen Schwankungen der Modenamplituden (wiederum jährliche Mittel) bis zu 100 gpm betragen, so daß ein zu kurzer Datenzeitraum einen Korrelationseffekt vortäuschen kann, der jedoch auf lange Sicht nicht vorhanden ist.

Es bleibt zusammenfassend zu sagen, daß die jährlichen und auch die jahreszeitlichen Mittelwerte der 500 mb-Höhe in allen untersuchten Breiten ebenso wie die Mittelwerte der zonalen Modenkoeffizienten statistischen Schwankungen beachtlichen Größe ausgesetzt sind, daß sie jedoch, im Rahmen der Größenordnung dieser Fluktuationen, nicht einem dem solaren 11-Jahres-Zyklus synchronen Gang unterliegen. Angemerkt sei noch, daß wie in der Einleitung erwähnt, bei Verwendung der passenden Länge eines gleitenden Mittels ein solcher Gang vorgetäuscht werden kann, was mit realen Periodizitäten aber nichts zu tun hat.

## 3 KURZZEITEFFEKTE

Zur Untersuchung von Kurzzeiteffekten, also Variationen im Bereich um 27 Tage, wurden verschiedene Methoden angewandt. Während eine Spektralanalyse der solaren Zeitreihen eindeutig die starke 27-Tages Variabilität hervorbringt, liefert die gleiche Analyse der 500 mb-Höhe an einzelnen Gitterpunkten keine Leistungsspitzen in diesem Spektralbereich. Als Ursache für das Fehlen der Spitzen könnte man wieder das durch das kleinräumige Wetter verursachte "Rauschen" vermuten. Um diesen Effekt auszuschließen oder zu vermindern, wurden die 36 Gitterpunktdaten für jeden Breitenkreis wiederum in zonale Moden aufgespalten. Eine Spektralanalyse der Reihen mit den täglichen Amplitudenwerten der Modenkoeffizienten liefert dann allerdings auch keine zusätzlichen Leistungsspitzen im Periodenbereich um 27 Tage. Daher liegt es nahe anzunehmen, daß planetare Wellen von der Sonnenrotation nur getriggert werden. Um dies zu untersuchen, wurde die Überlagerungsmethode (Buys-Ballot-Schema) angewandt, die z. B. auch von King et al. (1977) benutzt wurde. Eine Analyse der Variationen in der 500 mb-Fläche mit Hilfe von Stichtagen, die entweder in konstantem Abstand liegen oder aus den SSN- bzw. IMF-Daten berechnet wurden, liefert Ergebnisse, die zwar auf den ersten Blick einen Zusammenhang zwischen der Sonnenrotation und Bewegungen in der 500 mb-Fläche zu bestätigen scheinen, die jedoch bei genauerem Hinsehen lediglich auf statistischen Fluktuationen und Ähnlichkeiten in der Persistenzcharakteristik der 27-tägigen Strukturen beruhen. Die zufälligen statistischen Fluktuationen von bis zu 100 gpm und darüber sind daher völlig unabhängig von den Variationen in den Zeitreihen der solaren Parameter. Die King'schen Analysen sind damit zumindest hinsichtlich der von ihm angegebenen Größenordnung (bis 100 gpm) widerlegt. Die Amplituden von solar angeregten planetaren Wellen müßte also wesentlich kleiner sein.

Da einerseits der bei der zonalen Fourier-Analyse der 500 mb Daten erhaltene Phasenwert für jede Mode bisher noch nicht berücksichtigt worden ist, und andererseits diejenigen Variationen in den Modenkoeffizientenreihen, die nicht zu planetaren Wellen gehören, die also auch nicht von der Sonne generiert werden können, noch nicht abgetrennt worden sind, wurde ein Verfahren entwickelt, das es erlaubt, die Spektren von west- oder ostwärts laufenden Wellen sowie von stehenden Wellen, in Abhängigkeit von der Breite und der zonalen Wellenzahl, zu bestimmen sowie das inkohärente "Rauschen" zu eliminieren. Dies ist eine erweiterte Version der sogen. Wellenzahl-Frequenz-Analyse (Schäfer, 1979a). Für die Wellenzahlen  $m=1$  bis  $m=6$  und die gesamte Nordhemisphäre nördlich von  $15^{\circ}\text{N}$  wurden die Spektren der westwärts und ostwärts (oder lau-

fenden und stehenden) Wellen, sowohl für den gesamten Zeitraum, als auch für die Sommer- und Winterhalbjahre getrennt, berechnet. Es ergaben sich zwei getrennte Bereiche mit starken laufenden Wellen: bei niedrigen Moden und in niedrigen Breiten dominieren westwärts laufende Wellen mit Perioden um 5 bzw. 18 Tage, bei höheren Moden und in höheren Breiten dominieren ostwärts laufende Wellen in einem breiten Periodenband. In diesem Zusammenhang ist der Periodenbereich von ca. 10-50 Tagen bei den Moden  $m=1$  und  $m=2$  und Breiten zwischen  $50^{\circ}\text{N}$  und  $75^{\circ}\text{N}$  von Interesse. Dort treten westwärts laufende Wellen mit großer Amplitude auf. Die Breite dieser Bande sowie die Lage der maximalen Amplituden läßt jedoch schon darauf schließen, daß eine Anregung dieser Wellen durch die Sonne unwahrscheinlich ist und daß vielmehr interne turbulente Prozesse in der Atmosphäre für deren Anregung verantwortlich sind.

Es besteht darüber hinaus die Möglichkeit, die direkt mit SSN bzw. IMF korrelierten planetaren Wellen zu berechnen. Dazu geht man bei der Bestimmung der Wellenspektren nicht direkt von den Modenkoeffizienten aus, sondern berücksichtigt die Kreuzspektren zwischen den Modenkoeffizienten und SSN bzw. IMF. Es zeigte sich auch hier, daß auf den ersten Blick "signifikante" Zusammenhänge bei näherer Untersuchung lediglich auf ein statistisch ähnliches Verhalten bezüglich der Erhaltungsneigung der 27-tägigen Strukturen zurückzuführen sind, so daß ein physikalisch sinnvoller Zusammenhang zwischen den solaren Parametern und der Erzeugung und Ausbreitung planetarer Wellen in der 500 mb-Fläche ausgeschlossen werden muß (Schäfer, 1979b).

Die Gründe für die Fehlinterpretationen der statistischen Fluktuationen und internen Variabilitäten in den Zeitreihen, die zu der Vermutung einer Sonne-Wetter-Beziehung geführt hatten, sind in der zufälligen Koinzidenz zu suchen, daß in zwei völlig unabhängigen Systemen persistente Wellenstrukturen mit ähnlichen Perioden und Lebensdauern durch interne turbulente Prozesse generiert werden. Wenn man beide Systeme nur über ein Zeitintervall, das nicht sehr lang verglichen mit der Erhaltungsdauer der persistenten Strukturen ist, beobachtet, und wenn man normale statistische Methoden für unabhängige, nicht autokorrelierte Variablen benutzt, liefern die Resultate den falschen Eindruck einer realen physikalischen Korrelation, die in Wirklichkeit nicht existiert (Volland und Schäfer, 1979).

Diese Ergebnisse wurden durch theoretische Berechnungen untermauert. Im Prinzip ist eine Anregung von planetaren Wellen durch eine, im 27-Tages-Rhythmus, veränderliche Solarkonstante (Leuchtturmeffekt) zwar möglich. Eine detaillierte Berechnung der möglichen Wellenamplituden unter Zugrundelegung

der heute als Obergrenze angesehenen Variation der Solarkonstanten von höchstens 0.1% liefert jedoch nur Werte von allenfalls 0.5 gpm, die einerseits viel zu klein wären, um in dem vorliegenden Datenmaterial von den statistischen Fluktuationen getrennt werden zu können, und die andererseits auch für meteorologische Betrachtungen irrelevant sind (Volland, 1979).

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Amplituden von Schwingungen in der 500 mb-Fläche, die durch die Sonnenrotation angeregt würden, eine Höhe von wenigen geopotentiellen Metern wesentlich übersteigen müßten, um von den intern angeregten planetaren Wellen unterschieden werden zu können. Dies ist aber offensichtlich nicht der Fall. Damit ist auch die meteorologische Relevanz dieses Sonne-Wetter-Mechanismus ausgeschlossen. Die Mißverständnisse und Fehlinterpretationen, die zu der Vermutung eines Zusammenhanges zwischen planetaren Wellen und der Sonnenrotation führten, und die lediglich aus einem statistisch ähnlichen Verhalten in den zeitlich begrenzten Zeitreihen resultieren, können in einem Satz zusammengefasst werden, der aus einer Arbeit von Flohn aus dem Jahre 1951 stammt:

"Immerhin muß erwähnt werden, daß es auch reelle Luftdruckschwankungen offenbar terrestrischer Entstehung gibt, die in gewissen Zeitabschnitten eine solare Abhängigkeit vortäuschen können".

#### 4 LITERATURHINWEISE

Flohn, H.: Solare Vorgänge im Wettergeschehen. In: Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie A, Band III, Springer Verlag, Wien 1951.

King, J. W., Slater, A. J., Stevens, A. D., Smith, P. A., Willis, D. M.: Large-amplitude standing planetary waves induced in the troposphere by the sun. *J. Atmos. Terr. Phys.* 39 (1977), S. 1357-1367.

Pittock, A. B.: A critical look at long term sun-weather relationships. *Rev. Geophys. Space Phys.* 16 (1978), S. 400-420.

Schäfer, J.: A space time analysis of tropospheric planetary waves in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.* 36 (1979a), S. 1117-1123.

Schäfer, J.: The evaluation of solar induced planetary waves at the 500 mb level. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 13 (1979b), S. 263-272.

Volland, H.: Possible mechanisms of solar activity-weather effects involving planetary waves. In: *Solar-Terrestrial Influence on weather and climate*. Eds.: B. M. McCormac and T. A. Seliga, D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht 1979.

Volland, H., Schäfer, J.: Cause and effect in some types of sun-weather-relationship. *Geophys. Res. Lett.*, 6 (1979), S. 17-20.

OBSERVATIONS OF TROPOSPHERIC-STRATOSPHERIC EXCHANGE IN THE  
POLAR REGIONS

Elmer Robinson, Professor and Research Meteorologist, Washington State University, Pullman, Washington, USA 99164

The transport of tropospheric air into the stratosphere is an important aspect of atmospheric motions and provides a mechanism by which long-lived air pollutants may reach the stratosphere. In the stratosphere important impacts on the ozone layer may occur because of the introduction of chlorofluoromethanes and other similar compounds. One mechanism by which air from the troposphere enters the stratosphere is in the circulation around the polar jet stream. Air sampling in the upper troposphere and lower stratosphere over Alaska by Washington State University shows periodic impulses of tropospheric air in the lower stratosphere where the tropospheric air can be identified by its trace pollutant concentrations. In the Antarctic similar exchange processes can be inferred on the basis of air samples taken in the upper troposphere and within the tropopause zone. This paper will present the results of several field expeditions into the Arctic and Antarctic regions during which the mixing of tropospheric air into the lower stratosphere was documented.

OSCILLATIONS OF SOLAR ACTIVITY DUE TO THE SUN'S ROTATION AND  
RELATED EFFECTS IN THE MIDDLE STRATOSPHERE

(OSZILLATIONEN DER SOLAREN AKTIVITÄT DURCH DIE SONNENROTATION  
UND IHR EINFLUSS AUF DIE MITTLERE STRATOSPHERE)

A. Ebel

Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln

K. Labitzke

Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin

**Abstract** - Oscillations of the 10-mb heights and of 10-mb circulation indices with periods near 27.2 d (solar rotation period) and 13.6 d (first harmonic) are investigated with respect to their correlation with solar activity changes. Highly significant coherency values are obtained especially for the 10-mb indices at periods near 13.6 d and for the amplitudes of the zonal harmonic wave with wave number 1 near the periods 25 and 13.6 d. Most of the 25-d perturbation of wave number 1 can be ascribed to a standing wave depending on solar activity and probably seasonal circulation changes. It is likely that the index oscillations near  $p = 13.6$  d and the wave number 1 oscillations near  $p = 25$  d are morphologically (and dynamically) related to each other.

## 1 . INTRODUCTION

The problem of the influence of solar activity on the weather and climate of the lower atmosphere has been widely discussed in the recent literature. Conflicting results about probable sun-weather relationships and a great variety of hypotheses concerning the physical mechanism of such relationships have been presented. They have been critically reviewed by Pittock (1978). In contrast to the lower atmosphere case it is generally agreed that solar activity changes cause a great deal of the variability of the upper atmosphere at least down to the mesopause around 80 km height. Rocket measurements of temperature indicate solar activity effects even further down to 60 km altitude (Ramakrishna and Seshamani 1974, Seshamani 1977). Furthermore, strong evidence exists that solar proton events may perturb the ozone distribution in the upper stratosphere (Heath et al. 1977) and, as a consequence, the circulation at these heights.

It is an interesting question and also an essential one with respect to understanding the physical mechanisms of solar activity effects in the middle and lower atmosphere, how deep such effects penetrate into the stratosphere and, possibly, into the troposphere and

how they can be identified. This study is mainly devoted to the analysis of quasi-periodic oscillations in the middle stratosphere which are strongly correlated with solar activity changes due to the sun's rotation (period approximately 27 d). Such oscillations are thought to be a suitable "tracer" for the future investigation of the downward penetration of solar activity signals to lower atmospheric layers. These signals are relatively weak as compared to normal atmospheric noise. Therefore, statistical methods have to be applied for extracting solar activity effects from meteorological observations. These methods, in turn, require "long enough" (compared to the period of the phenomenon) time series of data to get results of reasonable statistical significance. Meteorological observations which are available for the free atmosphere can well be used for studies of quasi-periodicities up to a few weeks for low signal to noise ratios and up to, say, five years for very high ratios. They are certainly not sufficient for statistical studies of solar cycle effects with periods of 11 or 22 years. On the other hand, the identification of atmospheric responses to solar activity variations with medium periods as generated, for instance,

by the sun's rotation, lends support to the hypothesis, that long-term changes may also be induced by solar activity. Regarding the stratosphere, the topic of this paper, such long-term correlations might exist as shown by Naujokat (1978) referring to the same data set as partially applied in this study.

## 2 DATA, METHOD OF ANALYSIS

Temporal and spatial variations of the height of the 10-mb level in the northern hemisphere are compared with solar activity changes as monitored by the flux of the solar 10.7-cm radiation (hereafter briefly S10.7). The observation period Nov. 1964 - Oct. 1971 has been investigated applying statistical spectral analysis methods to time series with daily values of various parameters derived from the 10-mb heights. These heights are available as grid point values obtained from daily 10-mb maps (Labitzke et al. 1972) for a 10 x 10 degree grid between 10 and 70°N (20° step at 80°N). The following parameters will be discussed in the next sections: (1) A circulation index  $I(\varphi_1, \varphi_2)$  defined as the difference between the zonal mean of the 10-mb heights at latitudes  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  where  $\varphi_2 - \varphi_1 = 20^\circ$ ; (2) the amplitudes A1 (of the cosine term) and B1 (sine term) of the zonal harmonic wave with wave number 1. Auto- and cross spectra have been calculated leading to squared coherency ( $K^2$ ) phase and spectral variance ( $S^2$ ) estimates for selected frequencies (corresponding to roughly the solar rotation period and its first harmonic). From these values "amplitudes" Q have been estimated for that fraction of atmospheric changes which is correlated to the solar activity applying the definition  $Q^2(f) = K^2(f) \cdot S^2(f) \cdot \Delta f$  ( $K^2$ : squared coherency for solar activity and selected parameter;  $f$ : frequency of quasi-periodic variation;  $\Delta f$ : estimate of the half-width of the line corresponding to this variation). Significance tests of the coherency estimates are carried out for the 95%-level for prior selection (further details: Ebel, Bätz (1977)).

## 3 RESULTS AND DISCUSSION

A surprising result of the first statistical studies was that only weak correlations between 10-mb index changes and the strong signal in S10.7 around the rotation frequency  $1/27.2 \text{ d}^{-1}$  could be found whereas high coherency estimates were obtained for twice the rotation frequency ( $1/13.6 \text{ d}^{-1}$ ) in all latitude belts except the belt 40 - 60°N. The latitudinal dependence of the resulting amplitude Q - in terms of zonal wind perturbation (Ebel 1979) - is demonstrated in Fig.1. The curve resembles those obtained for oscillations of a rotating sphere (with zonal wave number 0) as found by

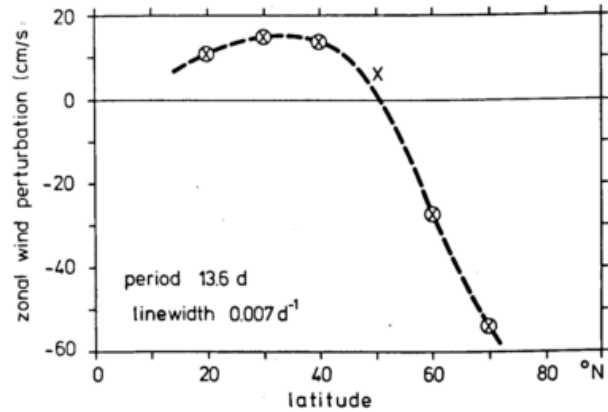


Fig. 1: Estimate of the perturbation of the mean zonal component of geostrophic wind correlated with solar activity oscillations at frequency  $1/13.6 \text{ d}^{-1}$ . Encircled crosses: Coherency estimate exceeds 95%-confidence limit. Wind osc. with pos. and neg. amplitude exhibit phase differences of approximately  $180^\circ$ . After Ebel (1979).

Longuet-Higgins (1968). The autospectra of the 10-mb indices all show a strong (in several cases significant) deficit of spectral energy around  $f = 1/27.2 \text{ d}^{-1}$ . Exceptional behaviour is found for the autospectrum of the index at 40 - 60°N where the deficit is also apparent at the higher harmonics of the solar rotation frequency. This is especially true for the low activity period 12/64 - 11/67 (Fig.2) indicating strong temporal changes of the spectral characteristics of the 10-mb "system" in frequency bands with a width corresponding to the sun's rotation period. This coincidence - accidental or not - is not yet understood.

A 13.6-day oscillation of zonal means as indicated in Fig.1 could result from a 27.2-day oscillation of a special system of 10-mb height perturbations in the following way (Ebel, Bätz 1977): A belt of positive or negative height deviations with an extremum at roughly 50°N (average position) and an antisymmetric component in the latitudinal variation of its amplitude, deviates from its average position in the north-south direction as  $\Delta \varphi \sim \cos n(\lambda - \lambda_0)$  at longitude  $\lambda$  ( $n$ : zonal wave number) with a period of 27.2 d. Then zonal averaging would lead to a period of 13.6 d due to the antisymmetric component. It is expected from such a simple morphological model that at least one zonal harmonic wave shows a strong correlation with solar activity at the frequency  $f_0 = 1/27.2 \text{ d}^{-1}$  and only weak coherence for the frequency  $2f_0$ .

The results of the analysis of the zonal wave amplitudes are in principal agreement with this conclusion, yet interesting deviations from the simple

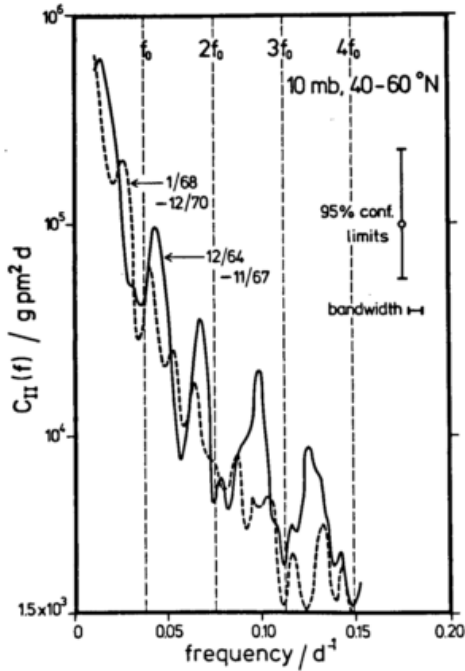


Fig. 2: Autospectra ( $C_{II}$ ) of the 10-mb index for 40-60° N. Period of low solar activity 12/64-11/67. Period of higher solar activity 1/68-12/70.  $f_0$ : Solar rotation frequency,  $1/(27.2 \text{ d})$ . After Ebel (1979).

model are found. First of all, the zonal harmonic wave of 10-mb heights with wave number one is significantly correlated with S10.7 at all latitudes from 10 to 80°N. Yet the frequency is somewhat shifted from  $f_0 = 1/27.2 \text{ d}^{-1}$  to  $1/25 \text{ d}^{-1}$ . This may be due to a better response of the 10-mb system near  $f = 1/25 \text{ d}^{-1}$  to the relatively broad line of solar activity oscillations around  $f_0$ . Or the frequency shift results from a modulation of the expected wave by an oscillation with a period of approximately one year. Apparently, this can be expected from the seasonal change of stratospheric variability (Labitzke et al. 1972). A seasonal modulation is also evident in the 13.6-day oscillation of the 10-mb ind.- (Ebel, Bätz 1977). An interesting fact is that a significantly coherent 13.6-day oscillation is also present in the zonal wave one amplitudes at most latitudes, indicating that the morphological model outlined above needs some modification. Significant correlation with S10.7 is occasionally also found for zonal wave numbers greater than 1 for frequencies  $f_0$  and  $2f_0$ . The dependence of this correlation has still to be investigated.

In the case of wave number 1 most of the perturbation in the latitude range 40 - 70 N can be attributed to a standing wave with its maximum oscillation near 0° and 180°E. Relatively large westward propagating modes seem to exist at the other latitudes. A systematic shift of the phase angle between

S10.7 and amplitude A1 oscillations with latitude is apparent from the numbers in Fig. 3 which also shows the variation of  $\sqrt{K^2 S^2}$  or the height perturbation in A1 for an adopted halfwidth of  $0.005 \text{ d}^{-1}$  of the spectral "line".

The phase relationship means that the maximum of the oscillation around 180°E lags roughly 40 degrees or three days behind the 25-day oscillation in the solar activity data between 40 and 70°N

#### 4 CONCLUDING REMARKS

The position of the maximum of the oscillation in the first zonal harmonic wave correlated with solar activity corresponds to the (longitudinal) phase of the stationary part of this wave which is also approximately 180°E at middle latitudes (van Loon et al. 1973). Thus the oscillation may be the result of the modulation of the stationary wave with wave number one due to solar activity. The amplitude estimate in Fig. 3 is roughly 5% of the stationary wave amplitude. Speculations about the physical mechanisms of the discussed sun-atmosphere relationships are out of the scope of this short paper. It is hoped that this and similar morphological studies will help to clarify and improve ideas for the development of relevant theories in this field.

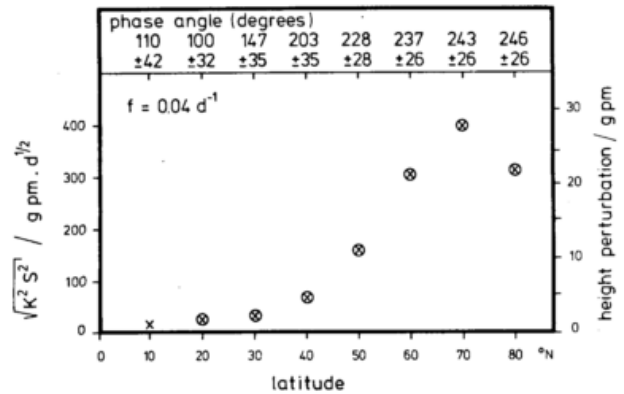


Fig. 3: Values  $\sqrt{K^2 S^2}$  for the coefficient A1 of the zonal harmonic wave with wave number one derived from 10-mb heights. Oscillation frequency  $1/25 \text{ d}^{-1}$ . Phase angle (upper part): Solar activity oscillation leads if the angle is positive. The estimate of the height perturbation is based on the halfwidth of the spectral line of  $0.005 \text{ d}^{-1}$ . Encircled x:  $K^2$  exceeds the 95%-significance level.

5 REFERENCES

- Ebel, A.: The 13.6-day oscillation in the stratosphere. Solar-Terrestrial Prediction Proc. 4 (1979), in press.
- Ebel, A.; Bätz, W.: Response of stratospheric circulation at 10-mb to solar activity oscillations resulting from the sun's rotation. *Tellus* 29 (1977), 41-47.
- Heath, D.F.; Krueger, A.J.; Crutzen, P.J.: Solar proton event: Influence on stratospheric ozone. *Science* 197 (1977), 886-889.
- Labitzke, K. and Collaborators: Climatology of the stratosphere in the northern hemisphere. *Meteorol. Abhandl., Institut f. Meteorol. Freie Univ. Berlin*, Vol. 100/4 (1972).
- Longuet-Higgins, M.S.: The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Philos. Transact. Roy. Soc. London, A*, 262 (1968), 511-607.
- Naujokat, B.: Long-term variations in the stratosphere of the northern hemisphere during the last two sunspot cycles. Paper presented at Intern.Symp. on Solar-Terrestrial Physics, Innsbruck, Austria, No. TA 8.6 (1978).
- Pittock, A.B.: A critical look at long-term sun-weather relationships. *Rev. Geophys. Space Phys.* 16 (1978), 400-420.
- Ramakrishna, S.; Seshamani, R.: Effect of solar activity on neutral temperatures in the 50 - 90 km altitude region. Conference paper, Indian Institute of Science, Bangalore-12 (1974).
- Seshamani, R.: Geomagnetic activity effects on mesospheric temperature. *Space Res.* 17 (1977), 141-146.
- van Loon, H.; Jenne, R.L.; Labitzke, K.: Zonal harmonic standing waves. *J. Geophys. Res.* 78 (1973), 4463 - 4471.

JASIN 1978 - A STUDY OF ATMOSPHERIC AND OCEANIC VARIABILITY

R.T. Pollard

Institute of Oceanographic Sciences, Wormley, Godalming, Surrey, U.K.

From mid July to mid September 1978, fourteen ships and three aircraft participated in a Joint Air-Sea Interaction Experiment in the North Rockall Trough, 400 km north west of the British Isles.

Some of the interesting phenomena observed will be described, though detailed conclusions cannot be expected only eighteen months after the experiment. Repeated radiosonde ascents from four ships reveal the variability of frontal structures extending from the surface to the tropopause. Hydrographic sections covering an area 150 km square reveal a complex transition region between

oceanic water masses. The current pattern is equally complex, and a film of its time evolution will be shown.

Repeated hydrographic maps covering a 30 km square area reveal the changing structure of the temperature patterns on constant density surfaces in the vicinity of the Fixed Intensive Array (FIA), an array of twelve moorings within a 6 km square.

Current shear and temperature gradient measurements from these moorings, from a drifting spar, and from towed instruments show the response of the surface layers of the ocean to surface heating, cooling, and wind events. Acoustically tracked floats in the top ten metres provide convincing evidence for the existence of Ekman spirals.

WÄRME- UND IMPULSTRANSPORT IM OBERFLÄCHENNAHEN OZEAN

G. Siedler

Institut für Meereskunde

Kiel

KURZFASSUNG

Nach einem Überblick über Untersuchungen zur ozeanischen Deckschicht werden neuere Methoden und Ergebnisse zur Deckschichtstruktur, zur Wärmebilanz und zu internen Wellen in der Sprungschicht dargestellt.

1 EINLEITUNG

Untersuchungen zur Deckschicht des Ozeans gewinnen im Hinblick auf die Klimamodellierung zunehmende Bedeutung. Dies hat zur Einbeziehung umfangreicher ozeanographischer Vorhaben in das "Global Atmospheric Research Programme" (GARP) geführt. Das Ziel ist, die aus dem Strahlungs- und Wärmeaustausch mit der Atmosphäre resultierenden Wärmeinhaltsänderungen mit der Oberflächentemperatur zu verknüpfen. Dabei ergibt sich das Problem, daß, selbst wenn die zu- oder abgegebene Wärmemenge in ihrem räumlichen und zeitlichen Verlauf genau bekannt wäre, eine Bestimmung der Oberflächentemperatur nur möglich ist, wenn die Verteilung und der Transport von Wärme im Meer ermittelt werden kann. Dazu benötigt man Kenntnisse über den Austausch von Impuls bzw. von kinetischer und potentieller Energie, vor allem als Folge des Windschubs an der Oberfläche, weil diese Übertragung mechanischer Energie die Verteilung der Wärme im oberflächennahen Ozean ganz wesentlich bestimmt. Hierbei geht es nicht nur um den lokalen vertikalen Austausch, sondern je nach Seegebiet mit unterschiedlichem Gewicht auch um die horizontale Advektion und damit um die Rolle des Ozeans als Wärmespeicher und Medium für den meridionalen Wärmetransport.

In den Experimenten GATE 1974 (GARP Atlantic Tropical Experiment) und JASIN 1977/78 (Joint Air-Sea Interaction Project), von denen einige Methoden und Ergebnisse im folgenden dargestellt werden sollen, standen bei den Deckschicht-Untersuchungen die kleinräumigen und kurzzeitigen Vorgänge im Mittelpunkt, während bei FGGE 1979 (First GARP Global Experiment) erstmals eine globale Erfassung der ozeanischen Transporte, insbesondere im äquatorialen Ozean und auf der Südhemisphäre, versucht wurde.

Die zu bestimmenden Meßgrößen ergeben sich aus den Erhaltungssätzen für Wärme, Salz, Masse und Impuls sowie der Zustandsgleichung. Der Erhaltungssatz für die Wärmeinhaltsänderungen der Deckschicht lautet:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \bar{T} + \nabla \cdot (\vec{u}'T') = - \frac{1}{\rho c_p} \nabla \cdot \vec{I} \quad (1)$$

Hierbei sind: T = Temperatur, t = Zeit,

$\vec{u} = (u, v, w)$  = Geschwindigkeitsvektor in Richtung (x, y, z),  $\rho$  = Dichte,  $c_p$  = spezifische Wärme bei konstantem Druck,  $\vec{I}$  = Strahlungsfluß mit Vertikalkomponente I. Mittlere Größen werden durch einen Querstrich, Fluktuationsgrößen durch einen senkrechten Strich gekennzeichnet. Häufig wird versucht, die Wärmeinhaltsänderungen (und entsprechend die Impulsbilanz) ausschließlich durch lokale vertikale Transporte zu erklären, also "eindimensionale Modelle" zu verwenden (vgl. NILLER and KRAUS, 1977). Voraussetzung hierfür ist, daß alle Terme, die horizontale Ableitungen enthalten, vernachlässigbar sind, so daß mit  $\bar{w} = 0$  folgt:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'T'}) = - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (2)$$

Eine Überprüfung dieser Annahme gestaltet sich oft schwierig, weil die mittleren horizontalen Gradienten wegen der Ungenauigkeiten in der Abstandsbestimmung auf See und wegen des überlagerten, räumlich und zeitlich stark veränderlichen Interne-Wellen-Feldes schwer bestimmbar sind. Man ist, wie später an einem Beispiel gezeigt werden soll, oft auf indirekte Abschätzungen angewiesen.

Zu erfassen sind bei Deckschichtuntersuchungen die Verteilung der Temperatur und der Dichte, wobei sich die Dichte aus Temperatur und Salzgehalt bzw. elektrischer Leitfähigkeit erhalten läßt, ferner die Strahlungsverteilung, das mittlere Geschwindigkeitsfeld und die turbulenten Wärme- und Impulstransportterme ( $\overline{w'T'}$ ,  $\overline{w'u'}$ ,  $\overline{w'v'}$ ). Wegen der im Vergleich zu Beobachtungen in der atmosphärischen Prandtl-Schicht bzw. der planetarischen Grenzschicht erheblich schwierigeren direkten Messung der Fluktuationsanteile ist man auf eine Parametrisierung über Austauschkoefizienten oder mittlere Größen höherer Momente angewiesen, wobei dann eine Erfassung des langsam veränderlichen Temperatur- und Strömungsfeldes ausreicht.

2 BEOBACHTUNGSMETHODEN

Die zur Zeit in der Ozeanographie eingesetzten Geräte erfassen die Deckschichtstruktur mit hoher Auflösung nur für eine Koordinate: Horizontal, vertikal oder zeitlich. Die meisten Verfahren führen zu quasi-ortsfesten Messungen, während Schleppgeräte oder freidriftende Bojen auch erlauben, zeitliche Änderungen eines driftenden Wasserkörpers zu beobachten. Abb. 1 zeigt eine Zusammenstellung der vom Schiff aus eingesetzten Geräte: Kabelgetragene Sonden zur Erfassung der Vertikalverteilung der elektrischen Leitfähigkeit C, der

Temperatur  $T$  und der Meßtiefe  $D$  (CTD, Multi-sonde, Bathysonde), kabelgeführte freifallende Strömungsmesssonden, die von den vertikalen Schiffsbewegungen nahezu entkoppelt sind (Aanderaa-Profilier) und Freifall-Sonden zur Messung der vertikalen Dichte- und Strömungsverteilung. Schleppgeräte werden am Kabel hinter dem Schiff geführt und erlauben bei automatischer Auf- und Abbewegung eine Erfassung der vertikalen und horizontalen Dichtestruktur (Delphin, Batfish).

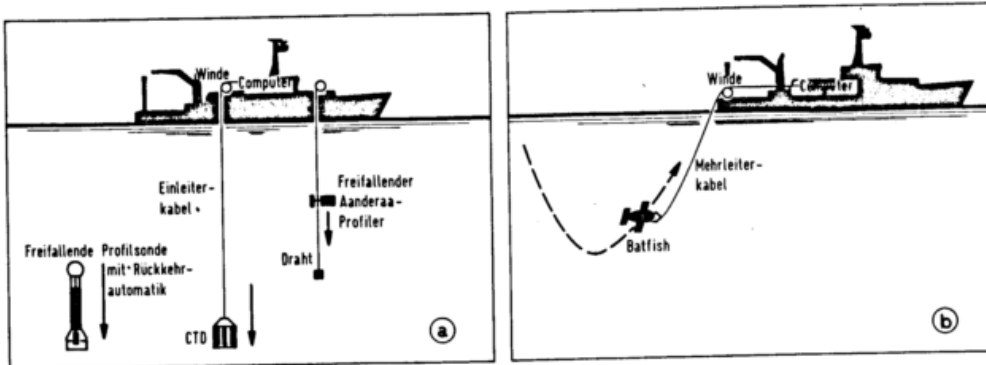


Abb. 1 Wichtige Meßverfahren bei Untersuchungen des oberflächennahen Ozeans.

Eine große Bedeutung haben wegen der damit möglichen hohen zeitlichen Auflösung die verankerten Meßgeräte erlangt. Bei Deckschichtuntersuchungen muß man versuchen, vertikal und/oder horizontal engabständige Meßanordnungen in Oberflächennähe auszubringen, dabei jedoch die Beeinflussung des Verankerungssystems durch den Seegang gering zu halten. Abb. 2 zeigt einige Beispiele spezieller Verankerungssysteme, die bei den Vorhaben GATE und JASIN eingesetzt waren.

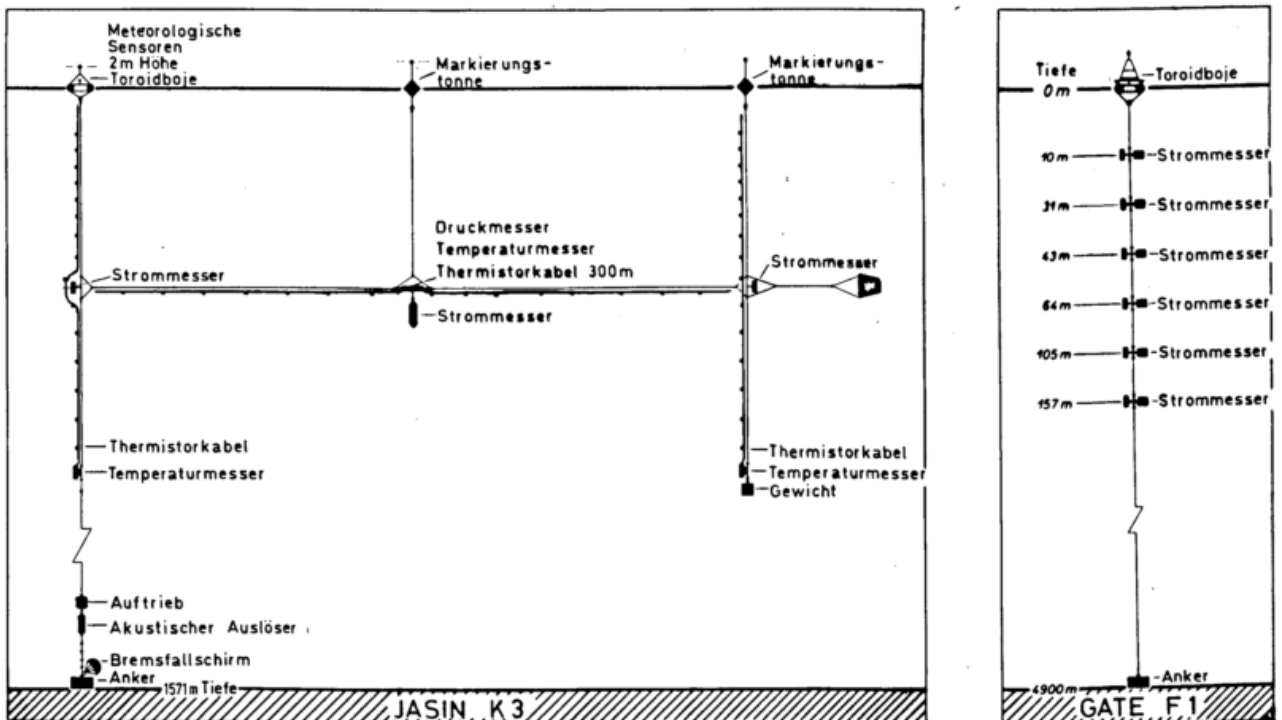
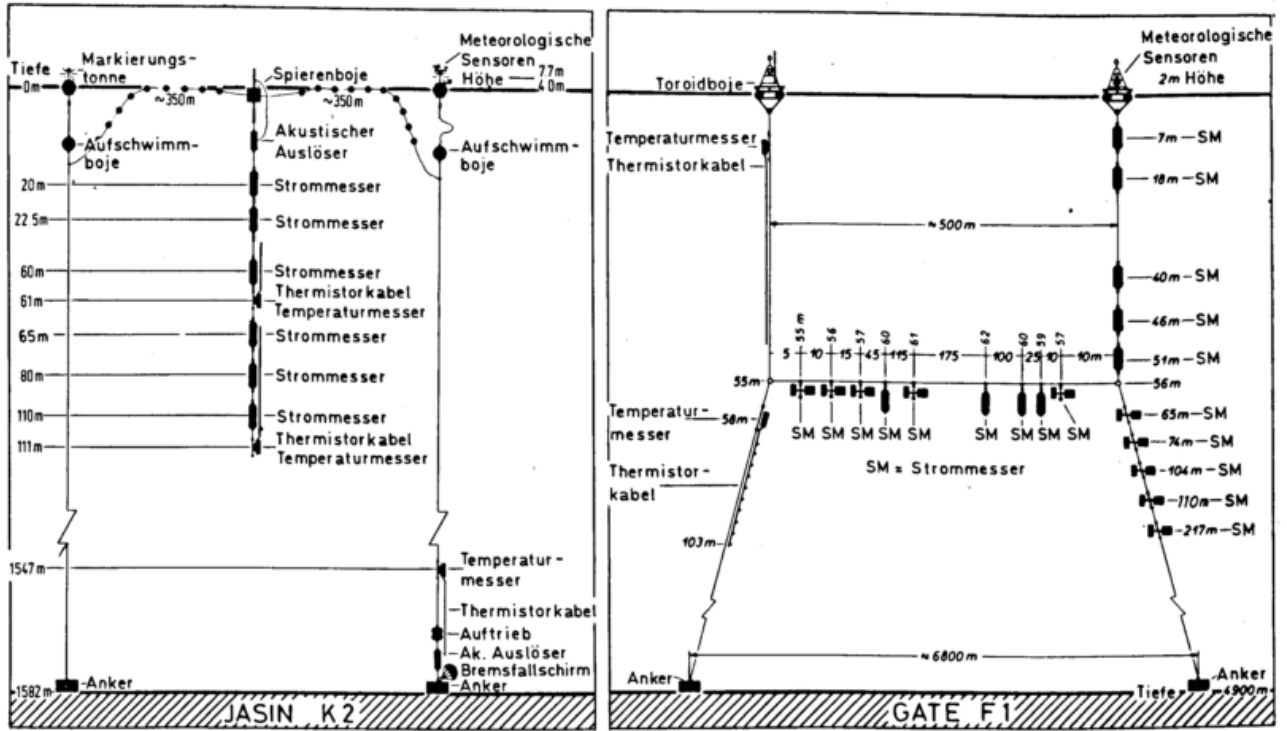


Abb. 2 Verankerte Meßsysteme mit selbstregistrierenden Strömungs- und Temperaturmeßgeräten in ausgewählten Tiefen und meteorologischen Sensoren auf Oberflächenbojen.

Die Kombination solcher Meßsysteme schafft schließlich die Möglichkeit, in einem größeren Raum die Deckschichtstruktur zu erfassen. In Abb. 3 sind einige Beispiele von Schiffs- und Verankerungssystem-Anordnungen bei GATE und JASIN zusammengestellt.

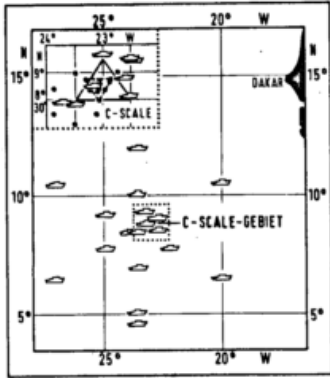


Abb. 3a Schiffs- und Verankerungssystem-Anordnungen bei GATE 1974, Meßphase III, Inter-tropische Konvergenzzone im Nordatlantik (Punkte: Verankerungen).

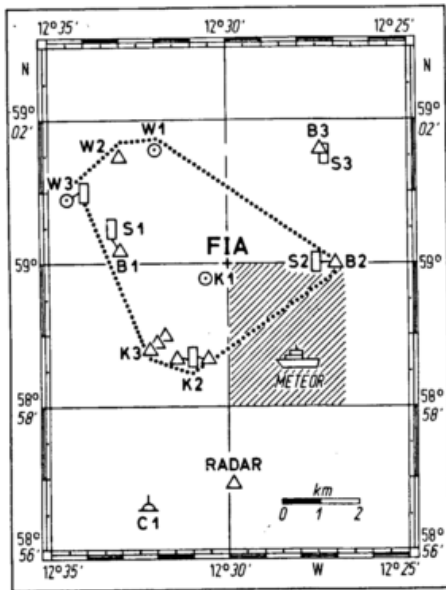


Abb. 3b Verankerungssystem-Anordnungen bei JASIN 1978, Verankerungen im "Fixed Intensive Array" FIA, Rockall-Gebiet westlich von Schottland.

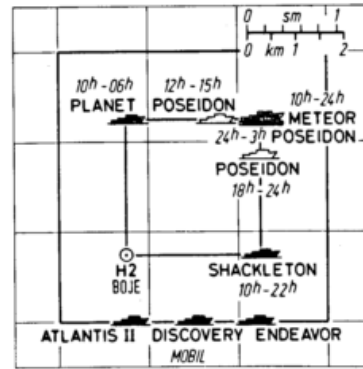


Abb. 3c Schiffs- und Verankerungssystem-Anordnungen bei JASIN 1978, 2. Multischiff-Experiment.

### 3 DIE STRUKTUR DER OZEANISCHEN DECKSCHICHT UND SPRUNGSCHICHT

Unter der Deckschicht soll hier der oberflächennahe Ozean bis zu der Tiefe verstanden werden, der vom Wind durchmischt wird, also bis hinab zur jahreszeitlichen Sprungschicht bzw. in den Tropen bis zum Tiefenbereich mit maximalem vertikalen Temperaturgradienten (Abb. 4). In der Abb. 5 wird versucht, die Prozesse, welche die Struktur der Deckschicht bestimmen, in vereinfachter Form zusammenzufassen.

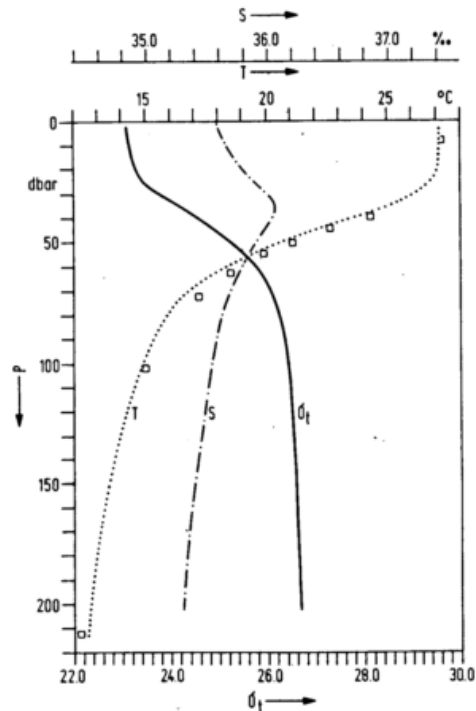


Abb. 4a Mittlere Vertikalverteilungen von Temperatur T, Salzgehalt S und Dichteparameter  $\sigma_T$ : GATE 1974, 8°30'N, 23°17'W.

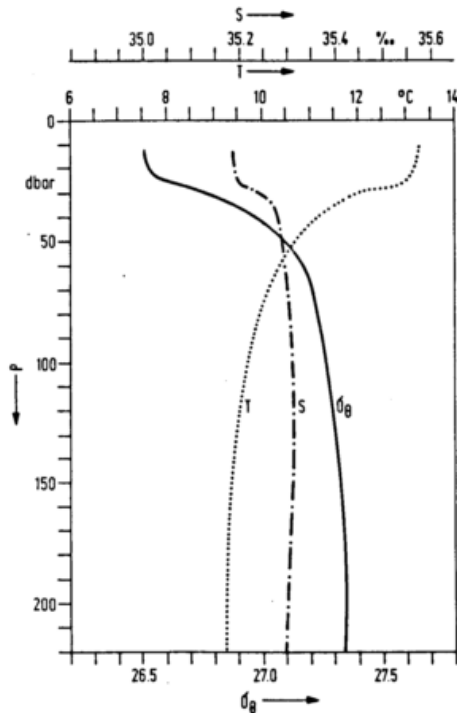


Abb. 4b Mittlere Vertikalverteilungen von Temperatur T, Salzgehalt S und Dichteparameter  $\sigma_T$ : JASIN 1978, 59°03'N, 12°31'W.

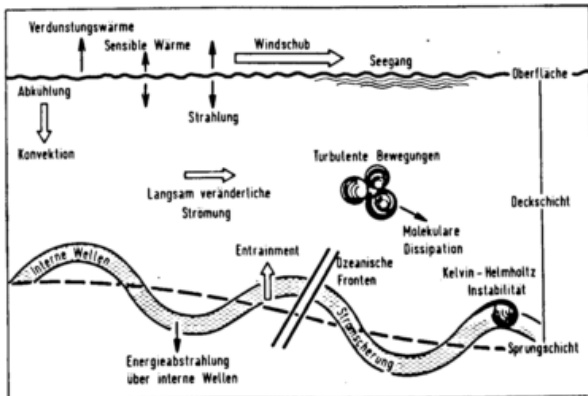


Abb. 5 Wichtige Vorgänge, welche die Deckschichtstruktur bestimmen.

Bei vernachlässigbarer Advektion gelingt es, die Sprungschichttiefe und die Deckschichttemperatur durch eindimensionale Modelle zu beschreiben. Die Erzeugung turbulenter Transportvorgänge durch den Windschub und die Einbeziehung kälteren Wassers in die Deckschicht durch "Entrainment" wurde vor allem durch TURNER und KRAUS (1967) bzw. KRAUS und TURNER (1967) modelliert, und DENMAN (1973) entwickelte auf dieser Grundlage ein verfeinertes Modell, das die Strahlungsflüsse im einzelnen berücksichtigte und Beobachtungen im zentralen Nordpazifik, wo Advektion eine geringe Rolle spielt, gut beschrieb. POLLARD, RHINES und THOMPSON (1973) gingen dagegen davon aus, daß die Impulsbilanz ganz wesentlich bestimmt wird von

der Erzeugung von Trägheitsbewegungen in der Deckschicht. Als Schließungshypothese ihres Modells verwenden sie die Annahme, daß die Deckschichttiefe sich so einstellt, daß gerade die kritische Richardson-Zahl bzw. Kelvin-Helmholtz-Instabilität an der Sprungschicht auftritt. Als implizite Annahme ist die Voraussetzung enthalten, daß die dominierende Raumskala, also die vorherrschende Wirbelgröße, durch die Deckschichttiefe gegeben ist. Bereits früher hatten POLLARD und MILLARD (1970) gezeigt, daß sich Trägheitsbewegungen in der Deckschicht durch Windschubänderungen erzeugen lassen.

Nilier (1975) gelang es, die beiden unterschiedlichen Ansätze zum Verständnis der Deckschichtentwicklung in einem Modell zusammenzufassen. Danach ergibt sich bei Windzunahme eine Anfangsphase in der Größenordnung einer Trägheitsperiode mit einer schnellen Deckschichtvertiefung entsprechend dem Mechanismus nach POLLARD, RHINES und THOMPSON (1973), während die späteren langsameren, also auch jahreszeitlichen Änderungen, mit Entrainment nach KRAUS und TURNER (1967) beschrieben werden. Die Energieübergänge aus dem Seegangsfeld werden dabei durch die Annahme einer Stromscherungszone an der Oberfläche indirekt eingeführt. Angesprochen, jedoch unberücksichtigt bleiben die Energieverluste der Deckschicht durch Abstrahlung über interne Wellen. Diese Frage wurde theoretisch von MÜLLER (1976) und KANTHA (1977) untersucht.

Das Experiment GATE in den Tropen bot unter anderem die Möglichkeit, aus diesem Themenkomplex die Erzeugung von Trägheitsbewegungen bei niedriger Trägheitsfrequenz, die Struktur und die Änderungen des Interne-Wellen-Feldes im küstenfernen Ozean sowie die Relation lokaler Flüsse zu advektiven Vorgängen zu untersuchen.

Bei einigen Teilvorhaben von JASIN sollte geklärt werden, ob die Deckschichtänderungen beim Durchgang atmosphärischer Fronten im Nordatlantik durch vorhandene Modelle adäquat beschrieben werden, wie sich das Interne-Wellen-Feld verändert und ob die Grundannahme über die dominierenden Skalen der turbulenten Bewegungen in der Deckschicht durch Messungen bestätigt werden kann. Einige neuere Ergebnisse aus diesen Untersuchungen werden im folgenden dargestellt.

#### 4 TRÄGHEITSBEWEGUNGEN UND INTERNE SCHWEREWELLEN

Strömungsmessungen und gleichzeitige Windmessungen mit der sehr stabilen Verankerung F1 (vgl. Abb. 2) bei GATE erlaubten es, die Anregung von Trägheitsbewegungen in der Deckschicht (Trägheitsperiode etwa 80 Stunden) zu untersuchen. Unter Benutzung des Modells von POLLARD und MILLARD (1970) konnte REDELL (1979) zeigen, daß sich aus dem beobachteten Wind bei Annahme einer Dämpfungszeit von 300 Stunden eine gute Beschreibung der Trägheitsbewegungen in der Deckschicht auch unter den besonderen Bedingungen im Bereich der Intertropischen Konvergenzzone erhalten läßt (Abb. 6).

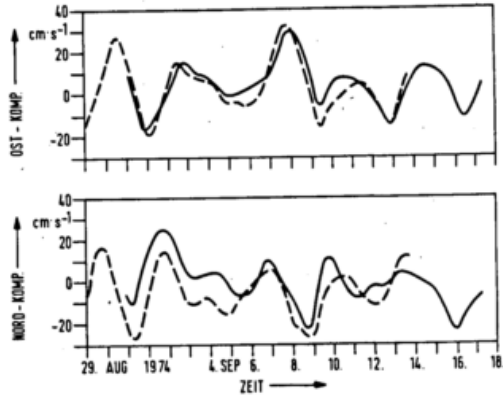


Abb. 6 Vergleich zwischen gemessenen (durchgezogen) und modellierten (gestrichelt) Trägheitsbewegungen (nach Redell, 1979).

KÄSE und OLBERS (1979) haben die Modellierung von windschuberzeugten Trägheitsbewegungen im GATE-Gebiet weitergeführt und gezeigt, daß ein lineares windgetriebenes Modell mit "Ekman suction" geeignet ist, die Anfachung dieser Strömungen zu beschreiben, und daß in der Sprungschicht Wellengruppen mit abwärts gerichteter Ausbreitungsrichtung auftreten.

Überraschende Ergebnisse (KÄSE und SIEDLER, 1979) fanden sich bei der Untersuchung der Struktur des Interne-Schwerewellen-Feldes. Im Gegensatz zur typischen spektralen Verteilung im Schwerewellen-Frequenzband, das man aus der Tiefsee kennt (GARRETT, MUNK, 1972; MÜLLER, OLBERS, WILLEBRAND, 1978) zeigt sich, daß nicht nur nahe der Trägheitsfrequenz  $f$  und bei Gezeitenfrequenzen, sondern auch bei einer Frequenz, die der Väisälä-Frequenz  $N$  unter der Sprungschicht entspricht, ein energiereicher Anteil auftritt (Abb. 7).

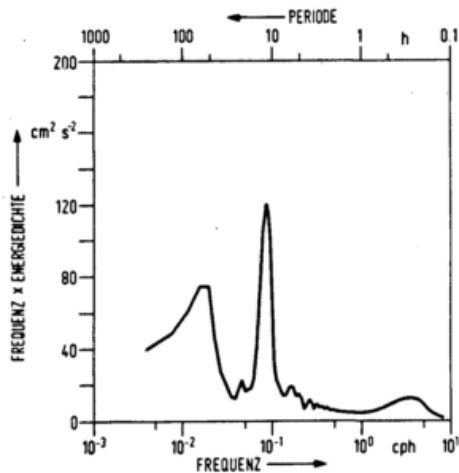


Abb. 7 Gesamtenergie interner Wellen bei GATE 1974 (8°50'N, 22°53'W). Flächen unter der Spektralkurve sind proportional zur Energie (nach Käse, Siedler, 1979).

#### 5 DIE WÄRMEBILANZ DER DECKSCHICHT

Läßt sich eine Tiefe  $D$  finden, in der die Vertikaltransporte durch mittlere Strömung und durch turbulente Bewegungen vernachlässigbar klein sind und bis zu der praktisch alle Strah-

lung absorbiert wurde, so folgt aus Gl. (1) durch Integration von  $z = 0$  bis  $z = D$ :

$$\frac{\partial \bar{T}_D}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{T}_D}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}_D}{\partial y} = \frac{I_0}{\rho c p} \quad (3)$$

Der Index  $D$  bezeichnet die mittlere Temperatur der Wassersäule zwischen  $z = 0$  und  $z = D$ ,  $I_0$  ist die Wärmemenge, die von oben ( $z = 0$ ) pro Tiefeneinheit zugeführt wird. Für das GATE-C-Gebiet im Äquatorialen Gegenstrom hat KNOLL (1979) versucht, so die Wärmebilanz der Deckschicht aus meteorologischen und ozeanographischen Daten zu berechnen und aus der Differenz des ersten und letzten Terms in Gl. (3) die Änderung des Wärmehalts durch Advektion abzuschätzen. Nicht unerwartet zeigt sich, daß die Advektionsterme in diesem Gebiet eine überragende Rolle spielen, eindimensionale Modelle also nicht zur Beschreibung geeignet sind. Dagegen gelingt eine Darstellung der statistischen Eigenschaften der Wärmehaltsänderungen mit einem Modell, das beobachtete Einstrahlung und mittlere Advektion des Wolkenfeldes sowie der Deckschicht in Beziehung setzt. In Abb. 8 wird deutlich, daß langsame Wärmehaltsänderungen bis zu einem halben Tag durch ein solches Modell gut beschrieben werden.

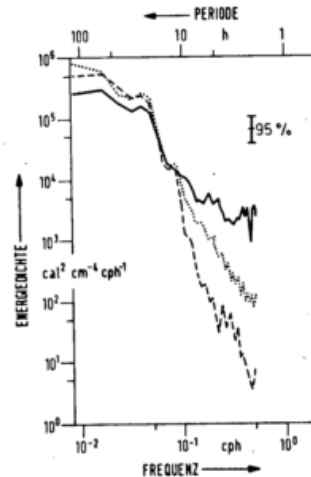


Abb. 8 Spektrale Eigenschaften der gemessenen (durchgezogen) und der modellierten (gestrichelt, zwei unterschiedliche Annahmen zur Wolkenbedeckung) Wärmehaltsänderungen bei GATE 1974 (nach Knoll, 1979).

#### 6 SCHLUSSBETRACHTUNG

Die Entwicklung der ozeanischen Deckschicht läßt sich in Gebieten, wo die horizontale Advektion von Wassermassen eine untergeordnete Rolle spielt, also etwa in den Zentren der großen Wirbel (Gyres) der nördlichen und südlichen Ozeane, mit den vorhandenen Kenntnissen gut modellieren. Wesentliche Fortschritte wurden beim Verständnis der Rolle interner Wellen bei der Impulsbilanz in neuerer Zeit gemacht. Nach wie vor bestehen grundlegende Kenntnislücken bei der Beschreibung der Turbulenzstruktur der Deckschicht (Skalen der ungeordneten Wirbelbewegungen, geordnete Wirbelbewegungen, Fronten?) und bei der Modellierung der Wärmebilanz und der Oberflächentemperatur in Gebieten mit großer horizontaler Advektion.

7 LITERATURHINWEISE

- a) Denman, K.L.: A time-dependent model of the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 3 (1973), S. 173-184.
- b) Garrett, C.J.R.; Munk, W.: Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.* 2 (1972), S. 225-264.
- c) Käse, R.H.; Olbers, D.J.: Wind-driven inertial waves observed during phase III of GATE. *Deep-Sea Res., GATE Suppl. to Vol. 26*, (1979), (im Druck).
- d) Käse, R.H.; Siedler, G.: Internal wave kinematics in the upper tropical Atlantic. *Deep-Sea Res., GATE Suppl. I to Vol. 26* (1979), (im Druck).
- e) Kantha, L.H.: Note on the role of internal waves in thermocline erosion. In: Kraus, E.B.: *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*. Oxford, Pergamon Press, 1977.
- f) Knoll, M.: Zur Wärmebilanz der ozeanischen Deckschicht im GATE-Gebiet. *Berichte Inst. f. Meereskunde Nr. 68*, Kiel 1979.
- g) Kraus, E.B.; Turner, J.S.: A one-dimensional model of the seasonal thermocline II. *Tellus* 19 (1967), S. 98-106.
- h) Müller, P.: On the diffusion of momentum and mass by internal gravity waves. *J. Fluid Mech.* 77 (1976), S. 789-823.
- i) Müller, P.; Olbers, D.J.; Willebrand, J.: The IWEX spectrum. *J. Geophys. Res.* 83 (1978), Nr. C1, S. 479-500.
- j) Niiler, P.P.: Deepening of the wind-mixed layer. *J. Mar. Res.* 33 (1975), S. 405-422.
- k) Niiler, P.P.; Kraus, E.B.: One-dimensional models of the upper ocean. In: Kraus, E.B.: *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*. Oxford, Pergamon Press 1977.
- l) Pollard, R.T.; Millard, R.C., Jr.: Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep-Sea Res.* 17 (1970), S. 813-821.
- m) Pollard, R.T.; Rhines, P.B.; Thompson, R.O.R.Y.: The deepening of the wind mixed layer. *Geophys. Fluid Dyn.* 3 (1973), S. 381-404.
- n) Redell, R.-D.: Winderzeugte Trägheitsbewegungen und Energiekorrelationen interner Wellen im tropischen Atlantik. *Berichte Inst. f. Meereskunde Nr. 70*, Kiel, 1979.
- o) Turner, J.S.; Kraus, E.B.: A one-dimensional model of the seasonal thermocline I. *Tellus* 19 (1967), S. 88-97.

TURBULENZSTRUKTUR DER ATMOSPHERISCHEN GRENZSCHICHT  
OBER SEE WÄHREND JASIN.

F. Fiedler und T. Hauf  
Meteorologisches Institut, Universität Karlsruhe

Während des Joint Air-Sea Interaction Projekts (JASIN) sind schwerpunktmäßig die physikalischen Prozesse untersucht worden, die die Durchmischungsvorgänge in der atmosphärischen und ozeanischen Grenzschicht untersuchen.

Mit Hilfe des meteorologischen Forschungsflugzeuges Mystere der DFVLR sind Messungen des turbulenten Geschwindigkeitsfeldes und des turbulenten Temperatur- und Feuchtefeldes vorgenommen worden. Diese Flugzeugmessungen bringen Aufschluß über die Struktur der atmosphärischen Turbulenz und die durch die atmosphärischen Turbulenzwirbel verursachten Vertikaltransporte von Energie, Impuls und Wasserdampf. Die Abhängigkeit dieser Transporte von mesoskaligen und synoptischen Bedingungen wird untersucht.

In Form von Turbulenzkenngrößen werden erste Ergebnisse des Meßprogramms dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß das Meßsystem in der Lage ist, auch unter erheblich schwierigeren Bedingungen, als es Mastmessungen darstellen, bekannte Gesetzmäßigkeiten der Turbulenz, wie z.B. das  $- \frac{5}{3}$  Gesetz im Inertialbereich des Turbulenzspektrums zu verifizieren. Die Unterschiede in den Kovarianzfunktionen  $C_{u_i u_j}$  längs Strecken quer und parallel zur mittleren Windrichtung werden analysiert.

## MESSUNG DER SEEGANGSKOHÄRENTEN DRUCKSCHWANKUNGEN

Dieter Hasselmann  
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Jens Bösenberg  
Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

### ZUSAMMENFASSUNG

Es wird berichtet über ein Experiment im Meßfeld vor Sylt zur gleichzeitigen Messung von Seegang und atmosphärischem Druck. Eine vorläufige Analyse weist darauf hin, daß sich die Ergebnisse bisheriger Messungen, die alle in Küstennähe und bei relativ geringem Seegang unternommen wurden, auf die Verhältnisse in unserem Meßfeld, die denen auf hoher See nahekommen, übertragen lassen.

### 1 EINLEITUNG

Im Sommer 1977 wurden im meteorologischen Meßfeld 27 km westlich von Sylt Messungen des Seegangs  $\zeta$  und der atmosphärischen Druckfluktuation  $p$  durchgeführt.

Im Vergleich zu den bisherigen Feldmessungen von DOBSON (1971), ELLIOTT (1972), SNYDER (1974) und SNYDER et al. (1979) war in diesem Experiment der Seegang besser entwickelt, d.h. die Wellen waren höher und länger. Unsere Messungen geben Gelegenheit zu prüfen, ob sich die früheren Ergebnisse auf höhere Wellen, wie sie für die offene See typisch sind, übertragen lassen.

### 2 DAS EXPERIMENT

Um Störungen weitgehend zu vermeiden wurde eine schlanke, eingespülte Meßnadel als Geräteträger eingesetzt. Ein typischer Meßaufbau ist in Abb. 1 skizziert. Die Höhe der Geräte über Wasser war durch die Tide und die Spierenwahl variabel.

Es wurden von SNYDER (SNYDER et al., 1974) entwickelte Druckfühler (P1, P2) eingesetzt, die sich auszeichnen durch geringe Staudruckstörungen ( $< 1.8\%$ ) für Anströmungswinkel  $< 18^\circ$ . Durch die Montage des Druckfühlers auf einer Windfahne wurde sichergestellt, daß der Anströmungswinkel stets unter  $18^\circ$  blieb. Als Druckaufnehmer wurde ein Präzisionsquartz (Paroscientific) benutzt. Wellenhöhen wurden mit Kapillardrähten ( $K_1$ ,  $K_2$ ) des DHI und mit einer an der Nadel angebrachten Unterwasserdruckdose ( $Z$ ) gemessen. Zur besseren Zuordnung von atmosphärischem Druck und Seegang hing ein Kapillardraht genau unter den Druckfühlern P1 und P2. Schnelle Fühler (P1, P2, Z) wurden mit 10 Hz abgefragt, langsame ( $K_1$ ,  $K_2$ ) nach Tiefpaßfilterung mit 2 Hz. Ferner wurde der mittlere Wind in drei Höhen mit Schalensternanemometern und die Windrichtung in einer Höhe mit einer Windfahne gemessen. Außerdem waren auch zwei dreidimensionale

Heißfilmsonden (F1, F2) eingesetzt, über die hier jedoch nicht berichtet wird. Die an der Meßnadel gewonnenen digitalen Daten wurden über eine Telemetriestrecke nach Sylt gesendet und dort auf Magnetband aufgezeichnet.

Die Spektralanalyse der Daten folgte Standardmethoden. Die Analysendauer ist 34 min und die Bandbreite ist  $1/128$  Hz entsprechend 32 Freiheitsgraden.

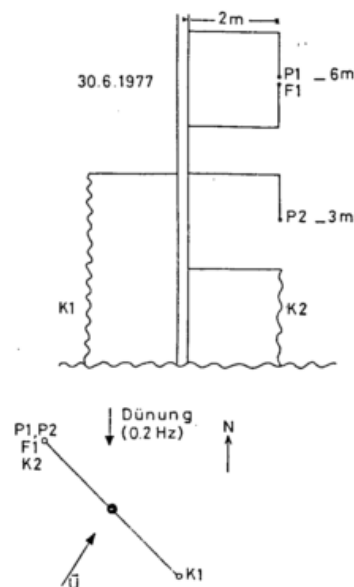


Abb. 1: Skizze des Meßaufbaus zeigt die Position der Fühler, den mittleren Wind ( $U_{10} = 7 - 10$  m/s) und die Hauptdünungsrichtung zur Zeit der hier behandelten Messung.

Insgesamt liegen etwa 80 Stunden Messungen vor. Diese Daten sind alle spektral ausgewertet, aber noch nicht alle systematisch analysiert worden. Vorläufige Ergebnisse aus einer kontinuierlichen Messung über 8 1/2 Stunden werden hier vorgestellt.

Der Meßaufbau ist in Abb. 1 gezeigt. Die Windrichtung blieb bis auf  $\pm 15^\circ$  konstant. Der mittlere Wind  $U_{10m}$  (34 min - Mittel) variierte von 7 m/s bis 10 m/s. Durch den Tidenhub durchlief die Höhe des Fühlers P2 über Wasser alle Werte zwischen 2 m und 3 m. Bei den im Meßgebiet typischen Wellenhöhen sind wesentlich geringere mittlere Abstände ohne Wellenfolger kaum zu erreichen.

### 3 ANALYSE

#### 3.1 KURZE DARSTELLUNG DER THEORIE

Das Richtungsspektrum des Seegangs zur Frequenz  $f$  und Ausbreitungsrichtung  $\Theta$  ( $\Theta = 0$  entspreche der Windrichtung) sei bezeichnet mit

$$F(f, \Theta) = F(f) \cdot S(f, \Theta) \quad (1)$$

mit

$$\int S(f, \Theta) = 1$$

Der Energiefluß  $J_E = -\langle p \cdot \xi \rangle$   
und der Impulsfluß  $M_i = \langle p \cdot \xi_i \rangle$

an die Wellen kann spektral zerlegt werden und mit dem Kreuzspektrum

$$C(f, \Theta) = \langle p(f, \Theta), \xi^*(f, \Theta) \rangle \quad (2)$$

$$= (R + iQ)(f, \Theta)$$

erhält man (mit  $\omega = 2\pi f$ ,  $k = \omega^2/g$ ,  $c = \omega/k$ )

$$J_E(f, \Theta) = \omega Q(f, \Theta) \quad (3)$$

$$M_{\begin{Bmatrix} x \\ y \end{Bmatrix}}(f, \Theta) = \frac{1}{c} \begin{Bmatrix} \cos \Theta \\ \sin \Theta \end{Bmatrix} J(f, \Theta) \quad (4)$$

Definiert man eine dimensionslose Übertragungsfunktion  $T(f, \Theta)$  zwischen Seegang und atmosphärischem Druck an der Oberfläche als

$$C(f, \Theta) = \rho_a \cdot g F(f, \Theta) \cdot T(f, \Theta) \quad (5)$$

$$T(f, \Theta) = (\alpha + i\beta)(f, \Theta) \quad (6)$$

so erkennt man aus (3) bei Berücksichtigung der Seegangenergie  $E(f, \Theta) = \rho g F(f, \Theta)$  in  $\beta$  die dimensionslose Wachstumsrate des Seegangs (bei Abwesenheit konkurrierender Mechanismen)

$$\frac{d}{dt} F(f, \Theta) = \omega \cdot \beta(f, \Theta) F(f, \Theta) \quad (7)$$

Diese Ergebnisse beziehen sich auf den atmosphärischen Druck an der Wasseroberfläche.

Liegen Messungen in einer Höhe  $z$  vor ist es notwendig auf  $z = 0$  zu extrapolieren. Man definiert analog zu oben die Übertragungsfunktion  $(\alpha + i\beta)(f, \Theta, z)$ .

Eine gegen Details der Theorie unempfindliche Vorhersage für  $\alpha$  ist näherungsweise gegeben durch (MILES, 1957, 1959)

$$\alpha(f, \Theta, z) = - \left\{ \frac{U(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 \right\}^2 e^{-kz} \quad (8)$$

wobei  $k\bar{z} = 1$ . Die Theorie für  $\beta$  ist empfindlicher gegen vereinfachende Annahmen und es ist daher üblich die Messungen mit der empirisch nützlichen Formel

$$\beta = \mu \cdot \left( \frac{U(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 \right) e^{-kz} \quad \text{für} \quad (9a)$$

$$\frac{U(\bar{z})}{c} \cos \Theta - 1 > 0, \beta = 0 \quad \text{sonst} \quad (9b)$$

zu vergleichen. SNYDER et al. (1979) erhalten  $\mu = .2$ , bemerken aber, daß eine andere Gewichtung der Messungen den Wert  $\mu = .3$  liefert. Es wird dort auch hingewiesen auf einen vermuteten aber nicht signifikanten Anstieg von  $\beta$  proportional zu  $(U \cos \Theta / c - 1)^2$ .

#### 3.2 ERGEBNISSE

Unsere Messungen liefern über die Kreuzspektren von  $p_1$  und  $p_2$  mit  $K_2$  die Werte  $\bar{\alpha}, \bar{\beta}$

$$(\bar{\alpha} + i\bar{\beta})(f, z) = \int (\alpha + i\beta) S(\Theta) d\Theta \quad (10)$$

weitere Kreuzspektren liefern über höhere Momente von  $S(f, \Theta)$  und  $(\alpha + i\beta) \cdot S(f, \Theta)$  Richtungsinformation.

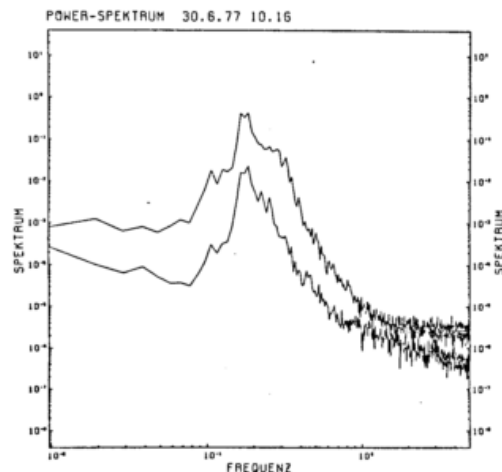


Abb. 2: Spektren des atmosphärischen Drucks  $p_2$  (untere Kurve) und des Seegangs, gemessen mit der Druckdose Z. Einheiten sind (mbar<sup>2</sup>/Hz), (m<sup>2</sup>/Hz) und (Hz). Im Seegangsspektrum ist die tiefenabhängige Übertragungsfunktion der Druckdose noch nicht berücksichtigt. Im Seegangsbereich steigt das Spektrum des atmosphärischen Drucks weit über das Untergrundniveau, das für Strömung über ebenem Gelände (Flugplatz) typisch ist.

Die wesentlichen Aussagen von (8) und (9) sind:

- (i) Die Phase des Drucks dreht nicht mit der Höhe
- (ii) exponentieller Abfall der Amplitude
- (iii) Die auf  $z = 0$  extrapolierte Übertragungsfunktion hängt nur noch ab von  $U \cdot \cos \Theta / c$ .
- (iv) Dünung, die schneller läuft als der Wind wird weder gedämpft noch angeregt. Der winderzeugte Seegang wird angeregt gemäß (9a) und (7) für  $U \cos \Theta / c > 1$ .

Es sei noch bemerkt, daß die vorhergesagten und gemessenen Druckspektren um Größenordnungen über denen liegen, die an Land gemessen werden, siehe Abb. 2.

In der bisherigen vorläufigen Analyse ist (i) gut bestätigt und (ii) ist erfüllt für  $kz < 1.8$ . Für größere Werte von  $kz$  ergibt sich eine erhebliche Streuung und eine endgültige Aussage steht noch aus. Um (iii) zu untersuchen haben wir zunächst (ii) als erfüllt angesehen bis zu Werten von  $kz = 2.3$  und  $\cos \Theta = 1$  gesetzt, da die systematische Richtungsanalyse noch nicht abgeschlossen ist. Die Ergebnisse für  $\bar{\alpha}$  und  $\bar{\beta}$  sind in Abb. 3 und Abb. 4 gezeigt.

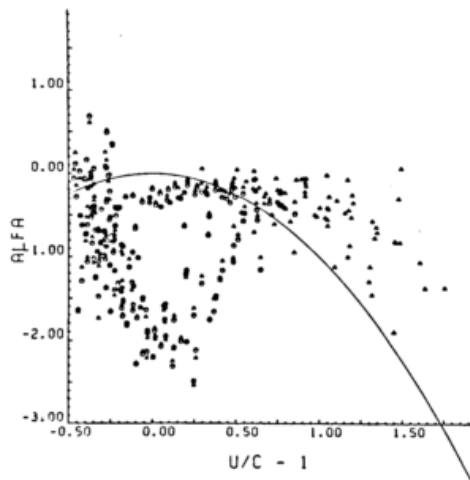


Abb. 3: Dimensionslose Übertragungsfunktion aufgetragen gegen  $U/c - 1$  anstatt gegen die richtige Variable  $U \cdot \cos \Theta / c - 1$ , die zur Zeit der Auswertung noch nicht zuverlässig bestimmt war. Die Kurve zeigt den theoretischen Ausdruck (8) für  $\cos \Theta = 1$ . Es wird erwartet, daß die Abweichungen sehr viel geringer werden, wenn  $\cos \Theta$  aus der Richtungsanalyse vorliegt.  $\circ P_1$ ,  $\blacktriangle P_2$ .

Die auffällige Abweichung in  $\bar{\alpha}$  von der als recht gut vermuteten Näherung (8) ist bei näherer Betrachtung nicht beunruhigend. Eine vorläufige Richtungsanalyse zeigt z.B. für die von der Theorie stark abweichenden

Punkte bei  $U/c = 1$  eine aus Norden einlaufende Dünung, so daß  $-(U/c \cos \Theta - 1)^2 = -3$ .

Bei den Werten für  $\bar{\beta}$  geht die Richtungsinformation weniger stark ein, da im Anregungsbereich die Wellen überwiegend in Windrichtung laufen und  $\cos \Theta \approx 1$  gelten sollte.

Wir sehen eine starke Streuung, bedingt durch Kohärenzverlust bei höheren Frequenzen, aber unsere vorläufigen Ergebnisse stehen nicht im Widerspruch zu denen von SNYDER et al. (1979). Die von uns beobachteten etwas höheren Wachstumsraten bei größeren Werten von  $U/c - 1$  könnten auf einen stärker als linearen Anstieg in  $(U/c \cos \Theta - 1)$  hindeuten. Beim augenblicklichen Stand der Untersuchungen können diese Abweichungen von den Relationen (9a) ( $\mu = .2$ ) aber nicht als gesichert gelten.

Zusammenfassend können wir feststellen: Obwohl die typischen Wellenhöhen, Wellenlängen und Windgeschwindigkeiten in diesem Experiment erheblich größer waren als in bisherigen Experimenten sind wesentliche Unterschiede in den dimensionslosen Ergebnissen nicht zu erkennen. Dieses vorläufige Ergebnis muß noch durch die Analyse weiterer Daten abgesichert werden.

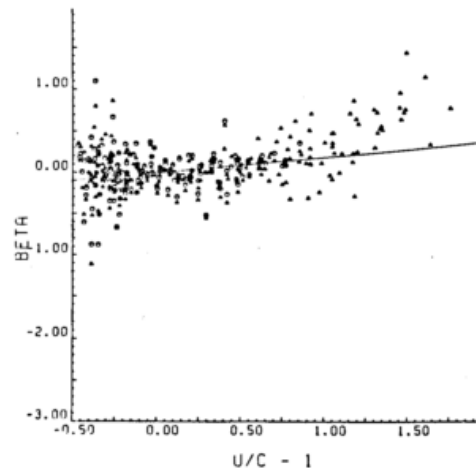


Abb. 4: Dimensionslose Wachstumsrate  $\bar{\beta}$  aufgetragen gegen  $U/c - 1$ . Die Kurve zeigt die von SNYDER et al. (1979) gefundene Ausgleichsgerade ( $\mu = .2$ ). Sonst wie Abb. 3.

Literatur

- DOBSON, F.W. (1971):  
Measurements of atmospheric pressure  
on wind-generated sea waves.  
J. Fluid Mech. 48, 91-127
- DOBSON, F.W. and ELLIOTT, J.A. (1978):  
Wave-pressure correlation measurements  
over growing sea waves with a wave follow-  
er and fixed-height pressure sensors.  
Proc. NATO Symp. on Turbulent Fluxes  
through the Sea Surface, Wave Dynamics  
and Prediction, Bendor, France, Sept.  
1977. Plenum Press, New York, N.Y.
- ELLIOTT, J.A. (1972):  
Microscale pressure fluctuations near  
waves being generated by the wind.  
J. Fluid Mech. 54, 427-448.
- MILES, J.W. (1957):  
On the generation of surface waves by  
shear flows.  
J. Fluid Mech. 3, 185-204.
- MILES, J.W. (1959):  
On the generation of surface waves by  
shear flows. Part 2.  
J. Fluid Mech. 6, 568-582.
- SNYDER, R.L. (1974):  
A field study of wave-induced pressure  
fluctuations above surface gravity waves.  
J. Mar. Res. 32. 497-531.
- SNYDER, R.L.; LONG, R.B.; IRISH, J.; HUNLEY,  
D.G. und PFLAUM, N.C. (1974):  
An instrument to measure atmospheric  
pressure fluctuations above surface  
gravity waves.  
J. Mar. Res. 32. 485-496.
- SNYDER, R.L.; DOBSON, F.W.; ELLIOTT, J.A.  
und LONG, R.B. (1979):  
Array Measurements of Atmospheric pressure  
fluctuations above surface gravity waves.  
eingereicht bei J. Fluid Mech. 31.1.1979

## ZUSAMMENHANG VON DRUCKFELD UND BODENWIND IM GEBIET DER DEUTSCHEN BUCHT

H. Luthardt und L. Hasse  
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg  
Bundesstrasse 55, 2000 Hamburg 13

### Zusammenfassung

Der Zusammenhang zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind im Gebiet der Deutschen Bucht wurde unter Berücksichtigung der Stabilität (Temperaturdifferenz Luft-Wasser) mit Hilfe synoptischer Beobachtungen untersucht.

Dabei zeigt sich für zwei etwa 30 und 60 km von der Küste entfernte Stationen, daß durch die Küste bewirkte Effekte die Beziehungen zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind beeinflussen. Es handelt sich dabei zum einen um die durch die unterschiedliche Erwärmung von Land- und Wasseroberfläche bewirkte Baroklinität. Zum anderen scheint bei Wind von Land die Umstellung der Grenzschicht, die durch die Änderung der Randbedingungen am Boden bei Übertritt der Luftmassen von Land auf See eintritt, an beiden Stationen noch nicht abgeschlossen zu sein.

### Einleitung

Für zahlreiche meteorologische und ozeanographische Aufgaben ist die Kenntnis des aktuellen Windes an der Meeresoberfläche eine unabdingbare Voraussetzung. Die geringe Dichte der Beobachtungen über See und die Schwierigkeiten, dort genaue Windbeobachtungen zu erhalten, lassen es sinnvoll erscheinen, das Bodenwindfeld aus dem leichter zu gewinnenden Druckfeld zu bestimmen. Auch für die Vorhersageaufgaben steht im wesentlichen nur das Bodenwindfeld zur Verfügung. Es ist daher wünschenswert, daß Bodenwindfeld mit Hilfe einer einfachen Beziehung aus dem Bodendruckfeld herzuleiten.

Der Zusammenhang zwischen geostrophischem Wind und aktuellem Wind wird durch die Struktur der planetarischen Reibungsschicht (PBL) bestimmt. Als wesentliche Parameter gehen dabei die Stabilität der Dichteschichtung, die Baroklinität sowie die Bodenrauigkeit ein.

In Küstennähe wird der Zusammenhang weiter durch den Übergang zwischen zwei sehr unterschiedlichen Oberflächentypen beeinflusst. Neben der unterschiedlichen Rauigkeit haben die Oberflächen von Land und Wasser unterschiedliche thermische Eigenschaften. Während sich die Temperatur der Landoberfläche relativ schnell neuen Verhältnissen anpaßt, ändert sich die der Wasseroberfläche vergleichsweise langsam.

Diese unterschiedlichen Eigenschaften beeinflussen die Struktur der PBL und damit die Beziehung zwischen aktuellem Wind und geostrophischem Wind in küstennahen Gebieten in zwei Weisen. Ein horizontaler Temperaturgradient, hervorgerufen durch unterschiedliche Temperatur von Land- und Wasseroberfläche führt zu einer Änderung des geostrophischen Windes mit der Höhe (thermischer Wind). Der Übertritt einer Luftmasse von Land auf See ist daneben mit einer Umstellung der Struktur der PBL verbunden, die durch die abrupte Änderung der Randbedingungen am Boden (Rauigkeit, Oberflächentemperatur) hervorgerufen wird.

### Daten

Für den aktuellen Wind konnten Messungen des Feuerschiffes P8 (Station "B"), das etwa 60 km Küstenabstand besaß, sowie der Mittelwert der Beobachtungen von drei Feuerschiffen mit ca. 15-30 km Küstenabstand (Station "A") aus den Jahren 1962-1971 benutzt werden. Der geostrophische Wind wurde über eine Ausgleichsfläche für den Druck gewonnen, wobei 15-19 synoptische Stationen zugrunde gelegt wurden. Als Stabilitätsparameter wurde die virtuelle potentielle Temperaturdifferenz zwischen Luft und Wasser  $\Delta\theta_v$  gewählt. Eine Parametrisierung der Baroklinität war explizit nicht möglich.

Ergebnisse

Der Einfluß der Umstellung der Reibungsschicht bei Übertritt der Luftmasse von Land auf See wird deutlich, wenn man die Ergebnisse für die Fälle, in denen der aktuelle Bodenwind von See kam, mit denen vergleicht, in denen der Wind von Land kam. Für die Station "A" ergibt sich (mit  $4 \leq G \leq 25$  und  $U \leq 4$  m/s; s.a. Abb. 1):

Seewind (m/s):  
 $U = (0.587 - 0.030\Delta\theta_v) G + 2.128 + 0.048 \Delta\theta_v$   
 Landwind (m/s):  
 $U = (0.545 - 0.033\Delta\theta_v) G + 1.796 + 0.136 \Delta\theta_v$

Für die Abhängigkeit des ageostrophischen Winkels von der Stabilität bei Ausschaltung des Einflusses von U durch partielle Regression (für  $U \leq 7$  m/s):

Seewind (Winkelgrad):  $\alpha = -14.5 - 4.43\Delta\theta_v$   
 Landwind (Winkelgrad):  $\alpha = 23.0 - 0.82\Delta\theta_v$

Bei der Station "B", die bedeutend weiter von der Küste entfernt ist, sind die entsprechenden Unterschiede bei Land- und Seewind geringer (Abb. 2), verschwinden jedoch noch nicht (bei geringerer statistischer Sicherheit der Ergebnisse). Daraus kann geschlossen werden, daß die Umstellung der Reibungsschicht bei Übertritt der Luftmassen von Land auf See noch nicht abgeschlossen ist, wie auch die kleineren Verhältnisse U/G und die größeren Beträge des ageostrophischen Winkels bei Landwind zeigen. Für beide Gruppen ist der aktuelle Wind in grober Näherung parallel bzw. antiparallel zu dem durch die unterschiedlichen Oberflächeneigenschaften bewirkten Temperaturgradienten, der einen wesentlichen Teil der Baroklinität im betrachteten Gebiet repräsentiert. Daher ist zu erwarten, daß der Einfluß der Baroklinität auf das Verhältnis U/G geringer ist als auf den ageostrophischen Winkel.

Als Ursache für die geringe Abhängigkeit des ageostrophischen Winkels von der Stabilität bei Wind von Land müssen zwei Effekte angesehen werden. Durch die Umstellung der Reibungsschicht bedingt, ist  $\Delta\theta_v$  nicht repräsentativ für die Stabilität der gesamten PBL. Zudem ist für diese Fälle eine starke Korrelation zwischen  $\Delta\theta_v$  und der Baroklinität zu erwarten derart, daß Kaltluftadvektion eine Vergrößerung des Betrages von  $\alpha$  bewirkt, während Warmluftadvektion zu einer Verkleinerung desselben führt (siehe z.B. HOIXT, 1974).

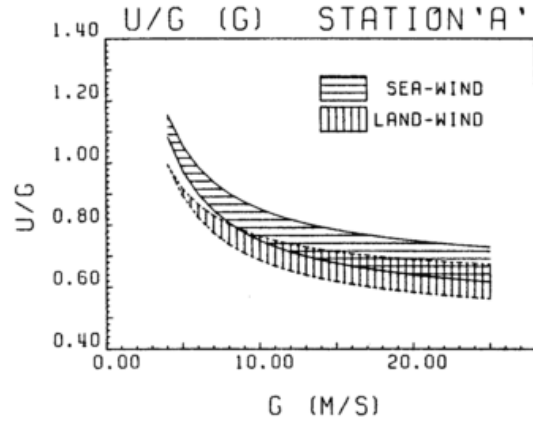


Abb. 1: Vergleich des Verhältnisses U/G zwischen Seewind und Landwind (Station "A") für den Stabilitätsbereich  $\Delta\theta_v = -2$  (K) (obere Grenzen) bis  $\Delta\theta_v = +2$  (K) untere Grenzen) in Abhängigkeit vom geostrophischen Wind.

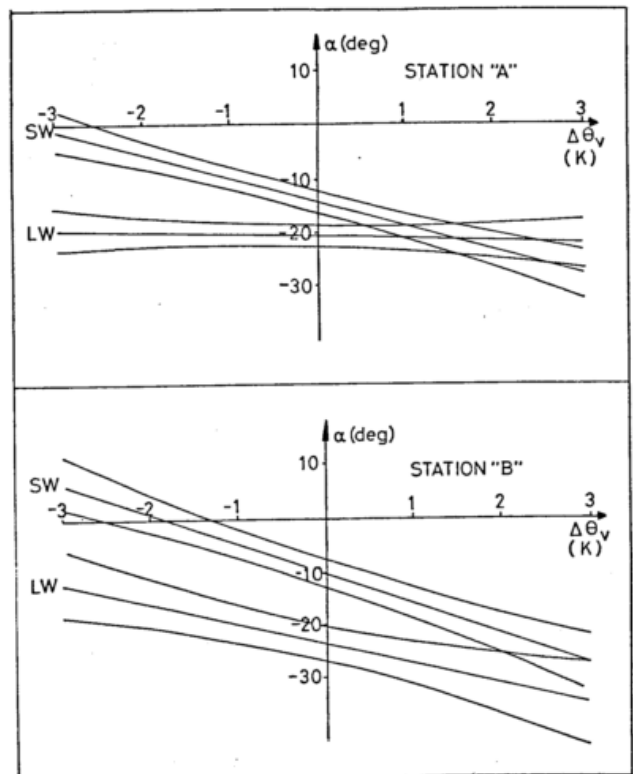


Abb. 2: Vergleich der gefundenen Abhängigkeit des ageostrophischen Winkels von der Stabilität zwischen Landwind (LW) und Seewind (SW) an den Stationen "A" und "B".

Der Einfluß der Temperaturgradienten zwischen Land- und Wasseroberfläche zeigt sich beim Vergleich der Ergebnisse für Sommer (Mai-August) und Winter (November-Februar). Bei einer vollständig maritim ausgeprägten PBL (Wind von See) erhält man (in Winkelgraden)

Station "A" (ca. 30 km)

$$\begin{array}{ll} \text{Sommer} & \text{Winter} \\ \alpha = -18.6 - 3.2 \Delta\theta_v & \alpha = -11.0 - 7.2 \Delta\theta_v \end{array}$$

Station "B" (ca. 60 km)

$$\begin{array}{ll} \text{Sommer} & \text{Winter} \\ \alpha = -17.0 - 5.9 \Delta\theta_v & \alpha = -5.1 - 6.5 \Delta\theta_v \end{array}$$

In Abb. 3 sind die zugehörigen Konfidenzintervalle dargestellt.

Eine Ursache der unterschiedlichen Ergebnisse für beide Stationen kann darin gesehen werden, daß der Einfluß der Baroklinität mit zunehmender Entfernung von der Küste abnimmt.

#### Widerstandsgesetz

Das Widerstandsgesetz (KASANSKII und MONIN, 1961) liefert einen Zusammenhang zwischen Bodenschubspannung  $u^*$ , geostrophischem Wind, ageostrophischem Winkel  $\alpha$  und der Oberflächenrossbyzahl  $Ro = G/(f z_0)$ .

$$\begin{aligned} \ln Ro &= A - \ln(c_g) + (k/c_g) \cos \alpha \\ B &= (k/c_g) \sin \alpha \end{aligned}$$

A und B sind für eine barotrope, horizontal homogene und stationäre PBL eine Funktion der planetarischen Richardsonzahl  $\mu = k u^*/(f L)$ . L ist die Monin-Obukhov-Stabilitätslänge, f der Coriolisparameter,  $z_0$  die Rauheitslänge und k die von Karmánsche Konstante.

Läßt man den Einfluß der Baroklinität unberücksichtigt, ergibt sich bei relativ stationären Druckfeldern für  $-20 \leq \mu \leq 20$

$$\begin{aligned} A &= 3.59 - 0.03 \mu \\ B &= 3.71 + 0.28 \mu \end{aligned}$$

Auch für A und B sind Unterschiede zwischen Sommer und Winter zu finden, die auf einen deutlichen Einfluß der Baroklinität hindeuten.

#### Schlußbemerkung

Die dargestellten Ergebnisse können als repräsentativ für die im Küstengebiet der Deutschen Bucht gültigen Verhältnisse angesehen werden. Sie zeigen auch deutlich, daß die beschriebenen Beziehungen nicht uneingeschränkt mit den für die freie See zu erwartenden Beziehungen gleichgesetzt werden dürfen.

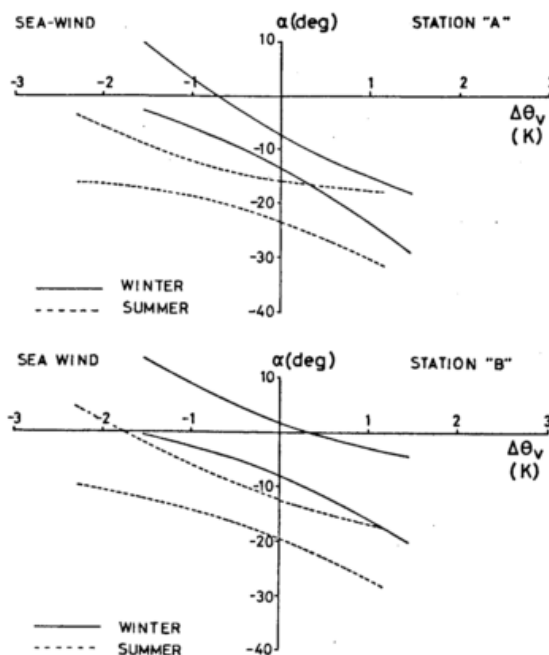


Abb. 3: Vergleich der Konfidenzbereiche (Signifikanz: 99%) der gefundenen linearen Zusammenhänge zwischen ageostrophischem Winkel und Stabilität für Sommer und Winter an den Stationen "A" und "B" bei Seewind.

#### Literatur

- HASSE, L. (1974):  
On the Surface to Geostrophic Wind Relationship at Sea and the Stability Dependence of the resistance law  
Beitr.Phys.Atm. 47. 45-55.
- HASSE, L. and WAGNER (1971):  
On the Relationship between Geostrophic and Surface Wind at Sea.  
Monthly Weather Review. 99. 255-260.
- HOIXT (1974):  
Planetary Boundary Wind in Barocline Conditions.  
Journ.Atm.Sci., 31. 1003-1020.
- KASANSKII and MONIN (1961):  
On the dynamic Interaction between the Atmosphere and the earth Surface.  
Izv.Geophys.Ser., 5. 514-515.

# EXTREMALWINDGESCHWINDIGKEITEN IM DEUTSCHEN KÜSTENBEREICH

Georg Duensing und Heiner Schmidt

Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt, Abteilung Maritime Meteorologie

ABSTRACT: Überschreitungswahrscheinlichkeiten der Windgeschwindigkeit von einigen deutschen Küstenstationen werden in einer für die technische Klimatologie zweckmäßigen Form dargestellt. Probleme der Extrapolation empirischer Verteilungen auf längere Zeiträume sowie der Approximation empirischer Verteilungen durch Funktionen, die der logistischen Verteilung verwandt sind, werden an Beispielen aufgezeigt.

## 1 EINLEITUNG

An die Klimatologie wird von Seiten der Technik und der Wirtschaft immer häufiger die Frage nach den in bestimmten Zeiträumen zu erwartenden Extremwerten der Windgeschwindigkeit herangetragen. Dabei wächst dieser Zeitraum mit der geplanten Lebensdauer des Vorhabens und der Schwere der Folgen bei windbedingtem Versagen.

Die geforderten Zeiträume reichen bis zu 100 Jahren und sind damit für viele Orte weit länger als die verfügbaren Meßserien. So tritt das Problem der Extrapolation empirischer Verteilungen auf. Zudem gehen viele Anfragende von der irrigen Annahme aus, daß es einen absoluten Maximalwert gebe.

## 2 EXTRAPOLATION EMPIRISCHER VERTEILUNGEN

Die Extrapolation einer empirischen Verteilung ist nur möglich, wenn ein Verteilungsgesetz oder zumindest eine plausible Hypothese über die Natur der zugrundeliegenden Verteilung zur Verfügung steht. Ein physikalisch gesichertes Verteilungsgesetz gibt es für die Windverteilung nicht.

Daher wurde eine ältere Anregung von Gumbel, die bei Essenwanger ausführlich erläutert ist, näher untersucht, die besagt, daß die Komponenten des Windes durch eine zweidimensionale logistische Verteilung angenähert zu beschreiben ist. Eigene Versuche mit logistisch verteilten Zufallszahlen ergaben, daß im einfacheren Fall einer aus dem Nullpunkt verschobenen, kreis-symmetrischen Verteilung der Windkomponenten (in Norddeutschland recht gut erfüllt) die Überschreitungswahrscheinlichkeit  $W(F)$  des Betrages  $F$  der Windgeschwindigkeit durch eine der logistischen Verteilung verwandte Funktion zu beschreiben ist:

$$W(F) = 2 / (1 + e^{y(F, B, F_0)}) \quad (1)$$

mit zwei Anpassungsparametern,  $B$  (Streumaß) und  $F_0$  (Betrag des resultierenden Windvektors). Im Falle einer einfachen logistischen Verteilung wäre  $y = F/B$ . Bei (1) ist  $y$  eine Funktion, die sich schnell der Geraden  $y_a = F/B + \text{const}$  asymptotisch nähert. Der Charakter der Verteilung, nämlich der asymptotische Abfall proportional zu  $\exp(-F)$  bleibt so erhalten. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen Scharen der Funktion (1). Dabei wurde jeweils einer der Parameter  $B$  und  $F_0$  variiert, der andere konstant gehalten.

Abbildung 1

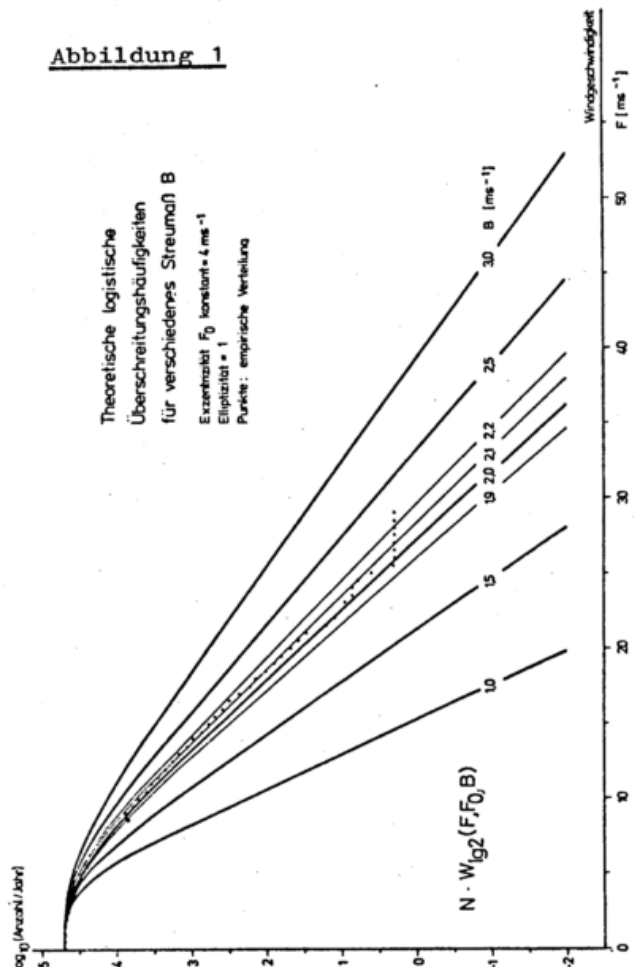
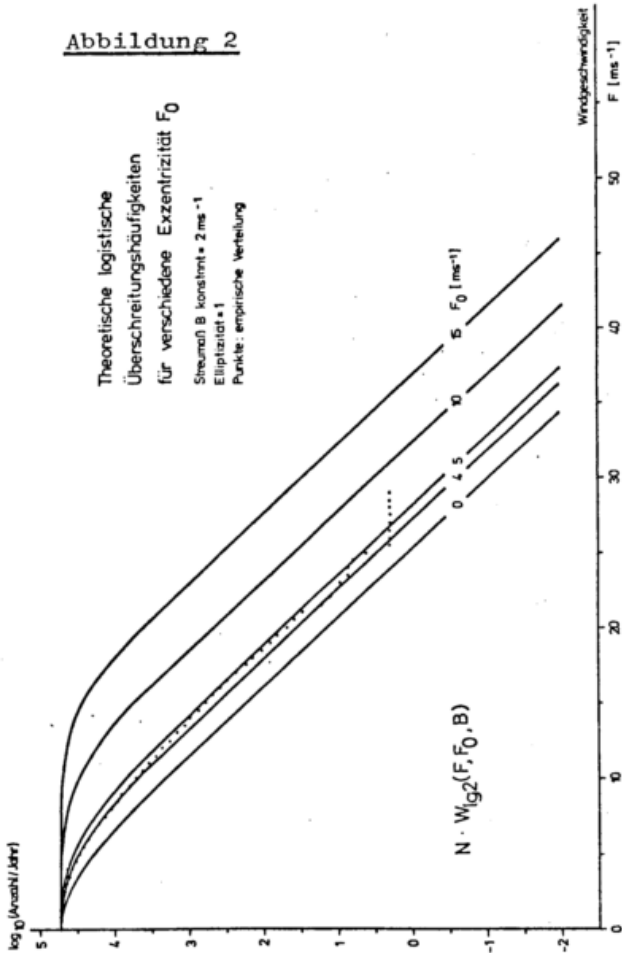


Abbildung 2



Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der gepunktet eingetragenen empirischen Verteilung und es kann daraus die Berechtigung zu einer linearen Extrapolation der empirischen Verteilungen abgeleitet werden.

Zudem wird deutlich, daß es keinen absoluten Extremwert geben kann, da  $W(F)$  wegen seiner Proportionalität zu  $\exp(-F)$  für alle Windgeschwindigkeiten  $F$  stets größer als Null ist. Jede Wahl eines Schwellenwertes  $F$  als "ungünstigster Fall" birgt also ein von Null verschiedenes Risiko  $W(F)$  der Überschreitung in sich. Diese Aussage gilt auch für andere meteorologische Elemente wie Temperatur, Niederschlag oder Schneehöhen. Die Entscheidung über das maximal vertretbare Risiko obliegt dabei immer dem jeweiligen Benutzer der seitens der Meteorologie bereitgestellten Wahrscheinlichkeitsaussagen.

### 3 EINIGE EMPIRISCHE VERTEILUNGEN

Die Abbildungen 3, 4 und 5 zeigen die Windverhältnisse an den Stationen Westermarkelsdorf (Fehmarn), List (Sylt) und Hamburg-Fuhlsbüttel. Im Rahmen einer Sonderuntersuchung wurden

für sechs Jahre an mehreren Stationen aus den neueren Registrierungen (1972 bis 1977) stündlich ein Zehnminuten-Mittelwert der Windgeschwindigkeit und der maximale Momentanwert (die "Böe") aus dem gleichen Zehnminuten-Intervall bestimmt. Aus diesen Datenserien wurden Überschreitungswahrscheinlichkeiten berechnet.

Aus Gründen der praktischen Handhabung sind in den Abbildungen die daraus durch Multiplikation mit  $N = 52596$  (= Zahl der Zehnminuten-Intervalle eines mittleren Jahres von 365,25 Tagen Dauer) abgeleiteten mittleren jährlichen Überschreitungshäufigkeiten  $N \cdot W(F)$  logarithmisch dargestellt.

Die gepunkteten empirischen Verteilungen wurden in ihrem unteren Teil entsprechend den obigen Ausführungen linear ausgeglichen und linear extrapoliert bis  $N \cdot W(F) = 0.01$ , d.h. 1/100 Jahre (lies: eins pro 100 Jahre). Die jeweils linke Kurve gibt die Verteilung der Zehnminuten-Mittelwerte, die rechte Kurve die der "Böen" wieder.

Um möglichen Mißverständnissen vorzubeugen, soll betont werden, daß die verwendeten Windmeßanlagen eine verhältnismäßig hohe Zeitkonstante besitzen, so daß die Momentanwerte (Böen)

Abbildung 3

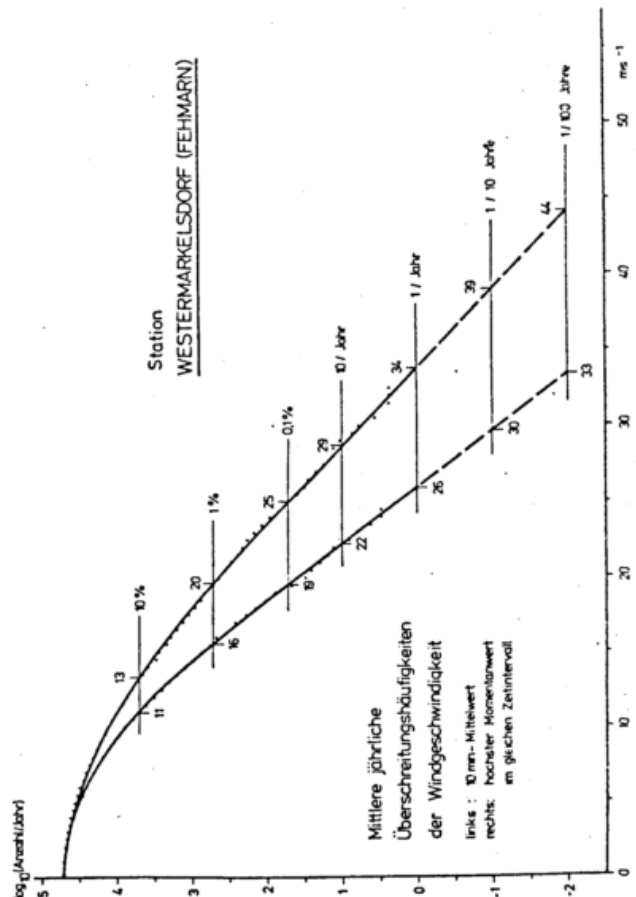


Abbildung 4

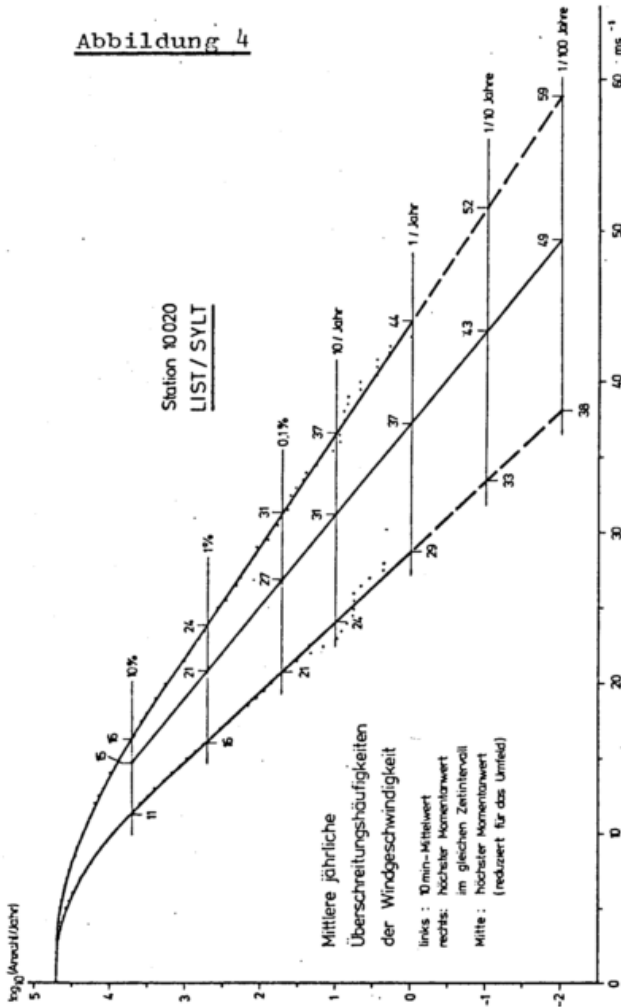
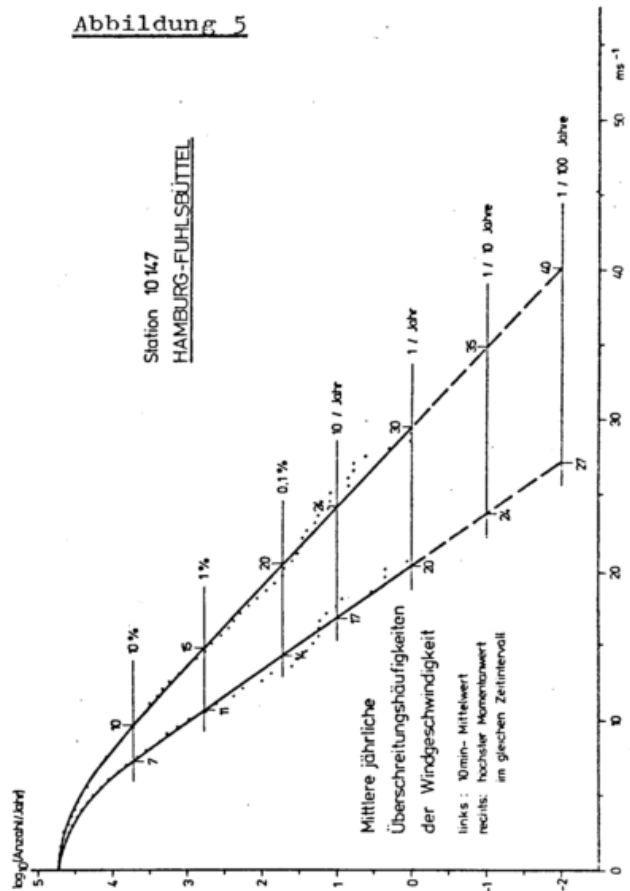


Abbildung 5



bereits Mittelwerte über etwa 1 bis 2 Sekunden darstellen. Sensiblere Instrumente würden höhere maximale Momentanwerte registrieren.

Bei jeweils gleicher Wahrscheinlichkeit liegen die zugehörigen Schwellenwerte der Windgeschwindigkeit an der Ostsee allgemein niedriger als an der Nordsee, im Landesinnern wieder noch niedriger.

Das Verhältnis G von Böe zu Mittelwind bei gleicher Wahrscheinlichkeit kann als mittlerer "Böenfaktor" bezeichnet werden. Es ist an einem Ort über den weiten Bereich der erfaßten Windgeschwindigkeiten nahezu konstant. Die Unterschiede von Ort zu Ort sind weit größer, G beträgt auf See etwa 1,2, an den Küsten 1,3 und im Landesinneren Schleswig-Holsteins etwa bis zu 1,6.

Durch die Lage der Station List auf der Kuppe einer hohen Düne herrschen hier im Vergleich zur übrigen Küste extrem böige Verhältnisse ( $G=1,5$ ) die für das Umfeld der Station nicht repräsentativ sind. Daher wurde in die Abbildung 4 (mittlere Kurve) mit  $G=1,3$

eine für die Umgebung eher gültige Böenverteilung eingetragen. Die "Jahrhundert-Böe", d.h. der zu der Überschreitungshäufigkeit 1/100 Jahre gehörige Schwellenwert des maximalen Momentanwindes, erniedrigt sich so von 59 auf 49 m/s.

Die vorgestellte Methode der Approximation und Extrapolation empirischer Verteilungen läßt eine statistische Sicherheit von ungefähr  $\pm 2$  m/s erwarten. Die Anwendbarkeit der Methode setzt jedoch unabdingbar die Stationarität des Klimas über den betrachteten Zeitraum (hier 100 Jahre) voraus. Die Gültigkeit dieser Annahme kann aber in diesem Rahmen nicht geprüft werden.

## DER EINFLUSS DER MEERESOBERFLÄCHENTEMPERATURANOMALIEN AUF MITTELFRISTIGE WETTERVORHERSAGE

K. Arpe

Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage

### 1 EINLEITUNG

Seit August 1979 werden am EZMW routinemäßig Wettervorhersagen über 5 bis 10 Tage durchgeführt. Erste Angaben über die Güte der Vorhersagen mit diesem Model bei Voruntersuchungen wurden von Hollingsworth et al. 1979 gegeben. Zur Berechnung des Austausches zwischen Ozean und Atmosphäre werden zunächst klimatologische Werte benutzt.

Anhand einiger Vergleichsläufe mit aktuellen Meeresoberflächentemperaturen soll festgestellt werden, ob ein Einfluß von Meeresoberflächentemperaturanomalien auf die Vorhersagegüte feststellbar ist. Ein Beispiel soll den Einfluß verdeutlichen.

### 2 EXPERIMENTBESCHREIBUNG

Als Beispiel wird die Vorhersage vom 15. Februar 1976 gewählt. Bei Hollingsworth et al. 1979 war diese Vorhersage als die beste der Serie beschrieben. Nach den dort beschriebenen Kriterien ergab sich eine nutzbare Vorhersage von 9 Tagen. Weitere Einzelheiten über das EZMW-Model sind dort ersichtlich, jedoch wird hier nur die von Tiedtke et al. 1979 beschriebene Parameterisierung subskaliger Prozesse benutzt.

In Fig. 1 ist die Meeresoberflächentemperaturanomalie für den 15. Februar 1976 dargestellt, wie sie vom Amerikanischen Wetterdienst NMC analysiert wurde. Im Breitenbereich nördlich von ca.  $45^{\circ}$  weist die Analyse von NMC kühlere und südlich davon bis ca.  $20^{\circ}$ N wärmere Temperaturen als die bei Hollingsworth et al. 1979 benutzten klimatologischen Werte (Alexander and Mobley, 1974) auf. Es handelt sich dabei um großräumige Abweichungen um ca.  $2^{\circ}\text{C}$ . An der Atlantischen Küste Nordamerikas sind die Anomalien am stärksten und erreichen  $5^{\circ}\text{C}$ . Meeresoberflächentemperaturanomalien auf der Südhemisphäre werden hier nicht berücksichtigt.

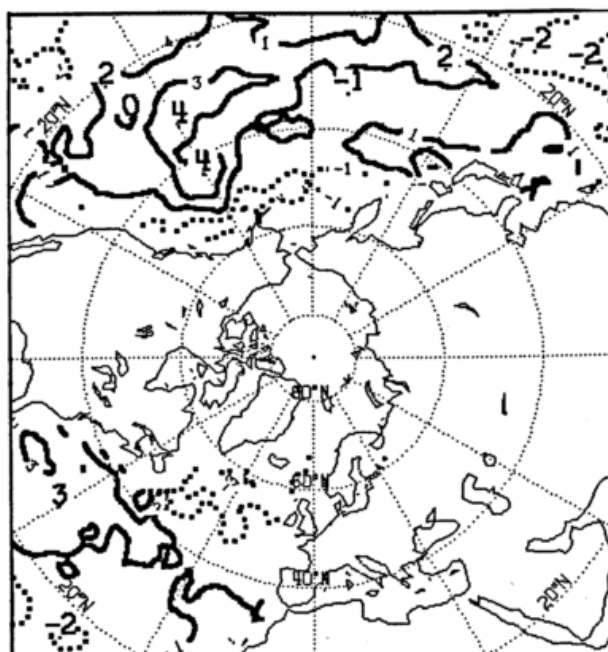


Fig.1: Meeresoberflächentemperaturanomalien am 15.2.76.

### 3 ERGEBNISSE

Die Figuren 2 und 3 veranschaulichen die Unterschiede zwischen den beiden Vorhersagen mit klimatologischer (A57) und mit analysierter Meeresoberflächentemperatur (A70). Fig. 2 zeigt die Standardabweichung der geopotentiellen Höhe (m) zwischen beiden Vorhersagen (kleine Kreise) und zwischen den Vorhersagen und den Analysen des Deutschen Wetterdienstes (A70: dünne ausgezogene Linie, A57: eng gepunktete Linie). Es ist ein Mittelwert über die Troposphäre nördlich von  $20^{\circ}$ N und schließt die Flächen 1000 bis 200 mb mit ein. Weiterhin sind als Vergleich die Standardabweichungen zwischen den Analysen des Deutschen und des Amerikanischen Wetterdienstes (gestrichelte Linie) dargestellt, um ein Maß für die Unsicherheit in den verifizierenden Analysen zu geben. Die Standardabweichung

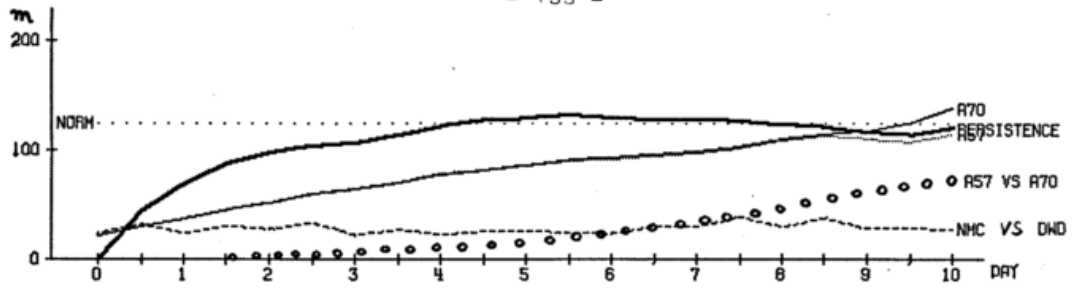


Fig. 2 : Standardabweichungen im Verlaufe der Vorhersagen vom 15.2.1976

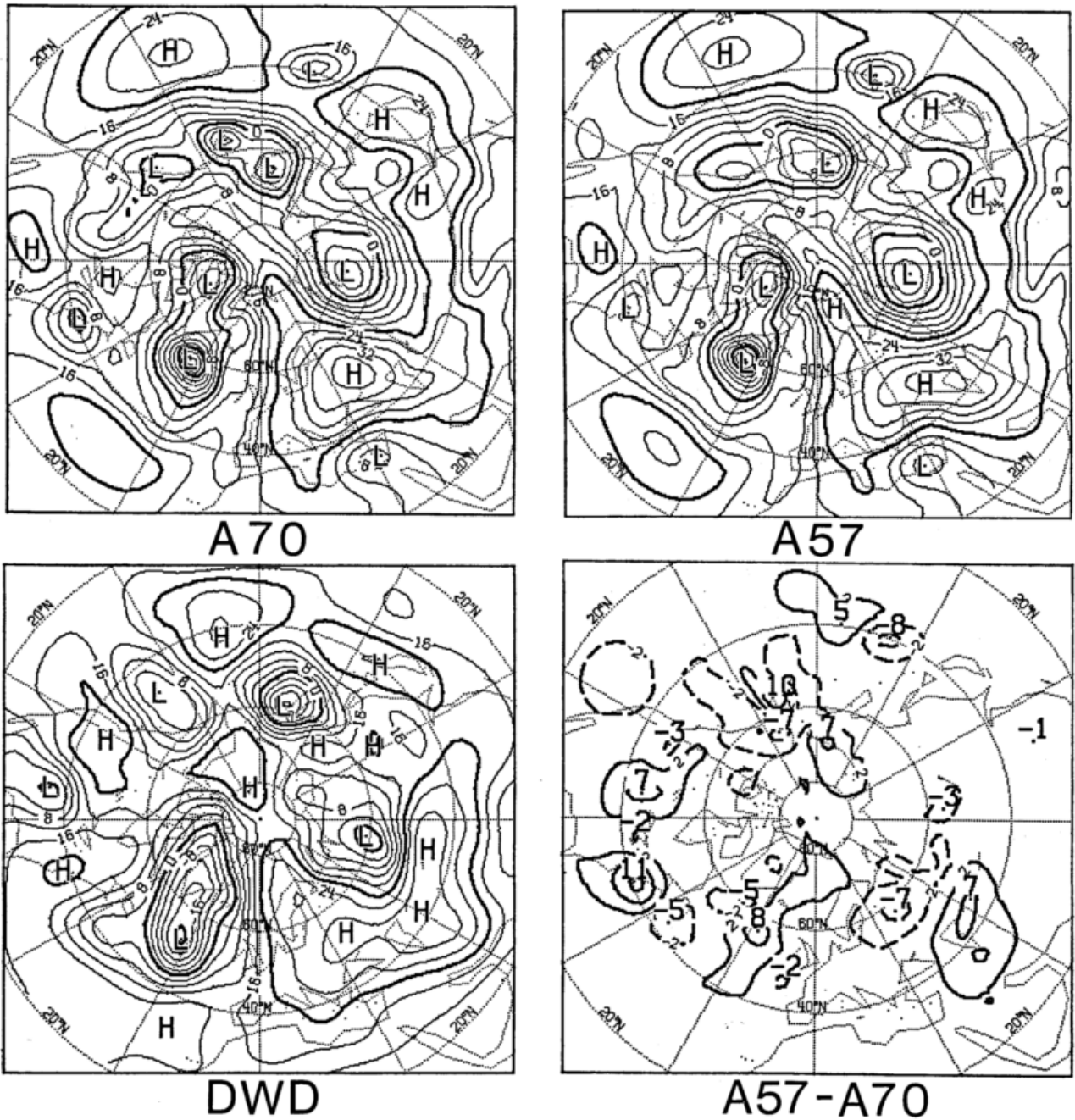


Fig.3: Höhe der 1000 mb Fläche für den sechsten Vorhersagetag (21.2.76 00)  
oben links : Vorhersage mit aktueller Meeresoberflächentemperatur (A70)  
oben rechts : Vorhersage mit mittlerer Meeresoberflächentemperatur (A57)  
unten links : Analyse des DWD  
unten rechts: Differenzen zwischen beiden Vorhersagen (A57 - A70)

einer Persistenzvorhersage (dicke ausgezogene Linie) und die klimatologische Standardabweichung vom klimatologischen Mittel (NORM, weitabständige Punkte) geben eine obere Grenze, die von den Vorhersagen nicht überschritten werden sollte, wenn die Vorhersagen von Nutzen sein sollen. Bezüglich dieser Gütemaßzahlen besteht zwischen beiden Vorhersagen kein Unterschied während der neun Tage mit nutzbaren Vorhersagen. Nach etwa sechs Tagen überschreiten die Unterschiede zwischen beiden Vorhersagen das Niveau der Unsicherheit der Analysen, das bei ca. 20 m liegt, und erreicht nach zehn Tagen 72 m, ein Niveau, das durchaus schon für die Qualität der Vorhersage bedeutsam sein kann. Eine Aufteilung in Beiträge verschiedener Wellenzahlen zeigt kein Überwiegen von irgendwelchen Wellenzahlen.

Fig. 3 soll für einzelne Termine zeigen, worin die Unterschiede zwischen beiden Vorhersagen bestehen. Es sind für den sechsten Vorhersagetag die Höhen der 1000 mb Flächen für beide Vorhersagen in den oberen Karten, ihre Differenzen in der Karte unten rechts und die entsprechende Analyse des Deutschen Wetterdienstes in der Karte unten links dargestellt. Die Beobachtung stimmt in wesentlichen Punkten mit den Vorhersagen überein, z.B. werden das Hochdruckgebiet, das von Europa bis Japan reicht, und die anliegenden Tiefdruckzentren über dem Atlantik und über Nord-sibirien recht gut vorhergesagt. Die Unterschiede zwischen beiden Vorhersagen sind in diesen Gebieten gering. Wesentliche Unterschiede zwischen beiden Vorhersagen findet man über Amerika. Eine zwei Tage früher über dem westlichen Kanada entstandene Zyklone, die am sechsten Tag in der Vorhersage die Ostküste erreicht hat, ist im Model mit aktueller Meeresoberflächentemperatur wesentlich intensiver als im Model mit klimatologischer Meeresoberflächentemperatur. In den nächsten Tagen setzt sich diese unterschiedliche Entwicklung dieser Zyklone fort. Da die Zyklone in der Analyse weiter westlich liegt, bedeutet die intensivere Entwicklung dieser Zyklone eine Verschlechterung in den Gütemaßzahlen. Ähnliche Aussagen kann man über die Zyklone südlich Grönlands und die Neuentwicklung über Zentral Kanada und den Aleuten machen.

Diese Unterschiede scheinen recht kleinräumig zu sein, beeinflussen aber auch die großskalige Zirkulation der Atmosphäre, was sich am stärksten im großturbulenten Fluß von sensibler

Wärme in der Tropo- und Stratosphäre äußert.

#### 4 ZUSAMMENFASSUNG

Es konnte nur über einen einzelnen Fall berichtet werden und deshalb dürfen die Ergebnisse nicht verallgemeinert werden. Folgende Schlüsse sind aber trotzdem möglich: Um verlässliche 10-Tagesvorhersagen durchzuführen, erscheint es angebracht, Meeresoberflächentemperaturanomalien für den Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre zu berücksichtigen. Da größere als die hier gefundenen Meeresoberflächentemperaturanomalien möglich sind, ist es sinnvoll, weitere Untersuchungen mit anderen Verteilungen der Anomalien oder größeren Werten anzustellen. Eine Abhängigkeit der Vorhersagegüte des z.Z. benutzten Models von den Meeresoberflächen-temperaturanomalien konnte weder bewiesen noch ausgeschlossen werden.

#### 5 LITERATURVERZEICHNIS

Alexander, R.C.; Mobley, R.L.: Monthly Average Sea-Surface Temperatures and Ice-pack Limits on a 1° Global Grid. RAND Report R-1310-ARPA, 1974.

Hollingsworth, A.; Arpe, K.; Tiedtke, M.; Capaldo, M.; Savijärvi, H.; Åkesson, O.; Woods, J.A.: Comparison of Medium Range Forecasts made with Two Parameterization Schemes. ECMWF Technical Report No. 13, 1979.

Tiedtke, M.; Geleyn, J.-F.; Hollingsworth, A.; Louis, J.-F.: Parameterization of subgrid Scale Processes. ECMWF Technical Report No. 10, 1979.

## DIE GROSS-SKALIGE THERMOHALINE ZIRKULATION DES MITTELMEERS

W. Roether und W. Weiss

Institut für Umweltp Physik der Universität Heidelberg

### ZUSAMMENFASSUNG

Wir verwenden Messungen des anthropogenen, radioaktiven Spurenstoffs Tritium und anderer Spurenstoffe um daraus die Wassererneuerungszeit der verschiedenen thermohalinen Stockwerke des Mittelmeers zu bestimmen. Tritium ist im gesamten Mittelmeer bis zum Boden hin nachweisbar. Die Meßwerte legen die Tiefenwassererneuerungszeiten zu rund 100 Jahren fest. Tritium/<sup>3</sup>He Alter im Bereich des Levantinischen Zwischenwassers ergeben im nördlichen Balearischen- und im Alboran Becken Laufzeiten in dieser Schicht vom Bildungsgebiet her von rund 7 Jahren. Tritium- und Silikatmessungen zeigen, daß die Overflows über die Schwellen der Straße von Gibraltar und vermutlich auch der Straße von Sizilien großteils von Wasser unterhalb des Zentrums des Levantinischen Zwischenwassers gespeist werden. Aus den experimentellen Befunden folgern wir, daß die thermohaline Zirkulation des Mittelmeers sehr tiefreichend ist und im wesentlichen in einem einmaligen Durchlauf erfolgt.

### 1 EINLEITUNG

Die bekannte Austauschrate von Wasser zwischen dem Mittelmeer und dem Atlantik ( $\dot{V} = 10^6 \text{ m}^3/\text{sec}$ ) entspricht einer pauschalen Wassererneuerungszeit des Mittelmeers von rund 100 Jahren ( $\dot{V}/V$ ; Volumen  $V = 3.8 \cdot 10^{15} \text{ m}^3$ ) (Lacombe und Tchernia, 1960). Eine ganz andere Frage ist aber die nach den inneren Zirkulationszeiten des Mittelmeers, z.B. dem Austausch zwischen Oberflächen- und Tiefenwasser. Will man geochemische Bilanzen aufstellen oder fragt man nach dem Verbleib von ins Mittelmeer eingebrachten löslichen Schadstoffen, so sind diese inneren Zirkulationszeiten maßgebliche Größen. Das Mittelmeer hat eine einfache hydrographische Struktur. Ein Konvektionsschema ist in Abb. 1 skizziert. Das Mittelmeer wird durch die Schwellen in der Straße von Sizilien zweigeteilt. Oberflächenwasser dringt von der Schwelle von Gibraltar her ostwärts vor und unterhalb dieser Strömung fließt salzreiches Wasser westwärts. Die Dichte des Oberflächenwassers nimmt ostwärts laufend zu. In bestimmten Gebieten sinkt dann im Spätwinter Oberflächenwasser thermohalin

in die Tiefe ab und bildet Zwischen- und Tiefenwassermassen. Das Levantinische Zwischenwasser tritt über das gesamte Mittelmeer als Schicht maximalen Salzgehalts auf. Im westlichen Mittelmeer ist diese Schicht durch den Overflow über die Schwellen der Straße von Sizilien bestimmt, ähnlich wie der Mittelmeerausstrom durch die Straße von Gibraltar die Mittelmeerwasserkernschicht im Nordostatlantik bildet.

Wir haben die konvektive Zirkulation des Mittelmeers mittels Tritiummessungen untersucht. Das Tritium ( $T=^3\text{H}$ , Vorkommen als  $\text{HTO}$ ) ist anthropogen; es entstand bei den atmosphärischen Kernwaffenversuchen und wurde im wesentlichen zwischen 1962 und 1966 in den Ozean eingebracht. Seither kann sein Vordringen in die Tiefe des Ozeans verfolgt werden. Wir haben Messungen von verschiedenen Expeditionen vorliegen. Die letzte und umfangreichste Expedition, im Rahmen der "Meteor"-Fahrt Nr. 50, ist allerdings bisher nur sehr unvollständig ausgewertet.

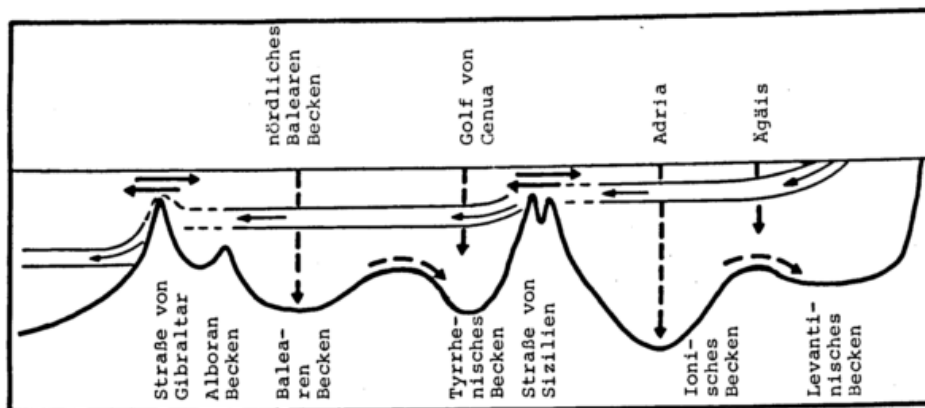


Abb. 1

(Tiefenwasserbewegungen einschließlich dessen Neubildung gestrichelt)

## 2 ERNEUERUNG DES TIEFENWASSERS

Abb. 2 und 3 zeigen Vertikalprofile der Tritiumkonzentration von den verschiedenen Expeditionen. Die Konzentrationen fallen bis in

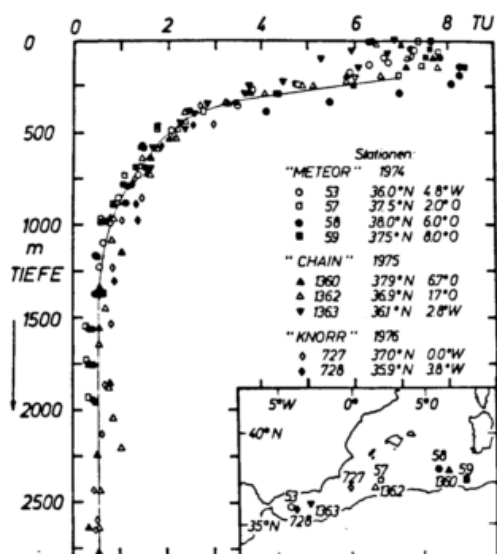


Abb. 2

rund 1000 m Tiefe stark ab, darunter sind sie dagegen annähernd konstant. Zwischen den einzelnen Tiefenwasserbecken bestehen jedoch deutliche Konzentrationsunterschiede (Abb. 3).

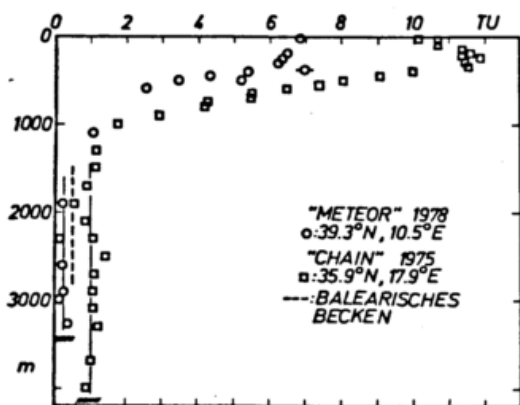


Abb. 3

Mehrfache Beobachtungen für das Balearische Becken (Abb. 2) zeigen, daß das Tiefenwasser recht homogen ist. Das ist wegen vermutlich rascher horizontaler Mischung innerhalb der einzelnen Becken auch erwartet.

Das Prinzip der Auswertung zeigt Abb. 4. Die Tritiumkonzentration im Tiefenwasser (Abb. 4c) wird simuliert durch eine zeitabhängige Boxmodell-Rechnung, wobei für das neu zugeführte Oberflächenwasser die bekannte, zeitabhängige Tritiumkonzentration eingesetzt ist (Dreisigacker und Roether, 1978; Abb. 4a, Ordinate renormiert auf Mittelmeer mittels vorhandener Beobachtungen). Freier Parameter ist die Tiefenwassererneuerungsrate,  $\kappa$ . Der Vorgang der Tiefenwasserneubildung schließt allerdings auch Wasser

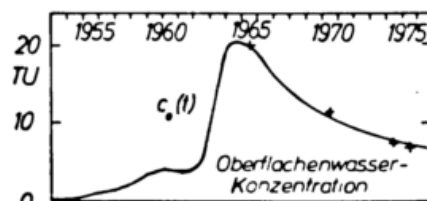


Abb. 4a

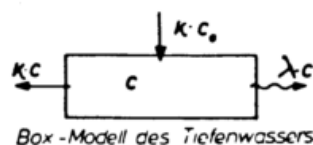


Abb. 4b

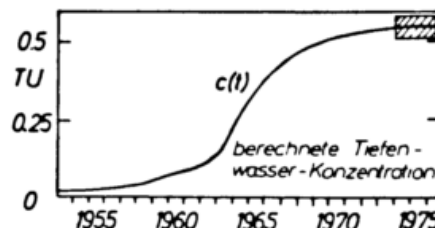


Abb. 4c

aus mittleren Tiefen wesentlich mit ein. Diese Beimischung im Tritiumgehalt des neu zugeführten Wassers geeignet zu berücksichtigen, ist die eigentliche Schwierigkeit bei der Auswertung. Hierfür muß entweder der Neubildungsvorgang im Detail bekannt sein oder die Beimischung muß durch Anpassen an weitere Spurenstoffe festgelegt werden. Mit plausiblen Annahmen berechnen wir für das Tiefenwasser im Balearischen Becken eine Erneuerungszeit von rund 100 Jahren. Für das Ionische Becken ist der Neubildungsvorgang weniger gut bekannt, jedoch sind 150 Jahre Erneuerungszeit eine obere Grenze. Das Tiefenwasser in vermutlich aus den Hauptbecken gespeisten kleinen Becken (Tyrrhenisches Becken, Levantinisches Becken; unterhalb der trennenden Schwellen; vergl. Abb. 1) wird vermutlich langsamer erneuert, wie Abb. 3 für das Tyrrhenische Becken zeigt; die betroffenen Volumina sind allerdings klein. Wir folgern also, daß die Tiefenwassererneuerungszeiten von ähnlicher Größe sind wie die oben genannte Wasseraustauschzeit mit dem Atlantik (~100 Jahre).

## 3 LAUFZEIT DES ZWISCHENWASSERS

Simultane Messungen von Tritium und seinem Zerfallsprodukt  $^3\text{He}$  erlauben es, Isolationszeiten des Wassers seit dem Absinken aus der Deckschicht zu berechnen (die Berechnung entspricht methodisch der Kalium-Argon Datierung). Mit diesem Hilfsmittel können Laufzeiten in mittlerer Fließrichtung des Levantinischen Zwischenwassers (Abb. 1) gemessen werden. Abb. 5 zeigt Ergebnisse aus dem nördlichen Balearischen Becken und dem Alboran Becken. Die Isolationszeiten ("Alter") im Bereich des Zwischenwassers betragen rund 7 Jahre. Wegen der Nichtlinearität von Mischungseffekten (Weiss und Jenkins, 1979) ist dieser Wert eine untere Grenze. Aus Laufzeitmessungen läßt sich der Volumentransport des Zwischenwassers berechnen.

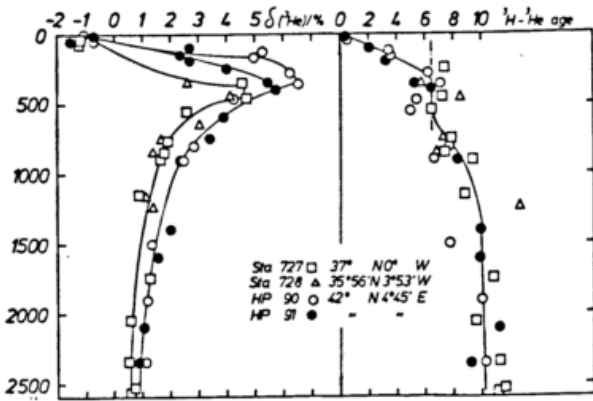


Abb. 5

#### 4 OVERFLOW-PROZESSE

Wir haben bereits früher gezeigt, daß sich der Ausstrom durch die Straße von Gibraltar wesentlich speist aus Tiefen, die unterhalb des Zentrums des Levantinischen Zwischenwassers liegen (Roether und Weiss, 1975). Diese Aussage wurde gewonnen aus Tritium-Salinitäts-Profilen beiderseits der Straße. Ähnliche Ergebnisse zeigt Abb. 6. Die Schlußweise besteht darin, aus

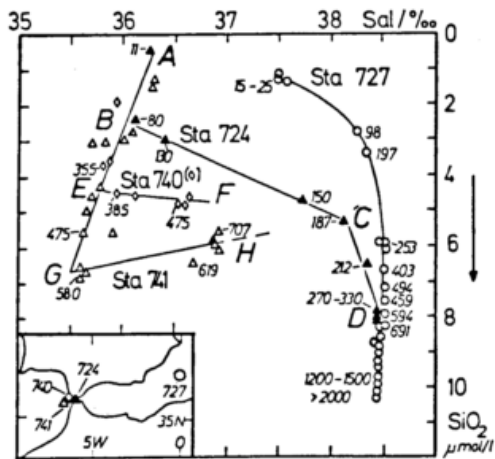


Abb. 6

Messungen im Ausstrom in Stromrichtung unmittelbar hinter der Schwelle durch Extrapolation auf den Salzgehalt des unverdünnten Mittelmeerwassers den ursprünglichen Tritium- bzw. Silikatgehalt zu gewinnen. Diese Gehalte entsprechen aufgrund der charakteristischen Tiefenverteilung dieser Stoffe (Abb. 2) einem bestimmten Tiefenhorizont, der dann als mittlerer Tiefenhorizont des Zustroms angesehen wird. Die Extrapolation in Abb. 6 ergibt eine mittlere Zustromtiefe von rund 600 m wie bereits früher von uns gefunden. Unsere frühere Aussage wird also durch die neuen Daten erhärtet. Eine ebenfalls aufgrund von Silikatmessungen gemachte Aussage von Howe und Mitarbeitern (Howe et al., 1974), die einen Zustrom aus wesentlich flacheren Wasserhorizonten ableiten, ist sicher falsch, da die Stationen, die für die Extrapolation verwendet wurden, zu weit von der den Overflow bestimmenden Schwelle entfernt sind. Wir haben Hinweise, daß auch der Overflow über die Schwellen der Straße von Sizilien wesentlich Wasser aus Tiefen unterhalb des Zentrums des Le-

vantinischen Zwischenwassers enthält.

#### 5 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Wenn in der Tat, wie wir schließen, die Overflows der Straßen von Sizilien und Gibraltar sich aus Tiefenhorizonten speisen, die unterhalb des Zentralhorizonts des Levantinischen Zwischenwassers liegen, so muß praktisch das gesamte aus dem Atlantik zugeführte Wasser mindestens die Tiefe des Zwischenwassers erreicht haben, bevor es das Mittelmeer wieder verlassen kann. Aus den Tiefenwasser-Erneuerungszeiten und -Volumina ergibt sich weiterhin, daß annähernd die Hälfte des Zustroms sogar Tiefen von mehr als 1000 m erreicht. Aus den Laufzeitmessungen des Zwischenwassers können wir schließen, daß Rezirkulation des Zwischenwassers zurück in das Oberflächenwasser klein ist. Die thermohaline Zirkulation des Mittelmeers ist also sehr tiefreichend und die Zirkulationswege werden in erster Näherung nur einmal durchlaufen, bevor das Wasser das Mittelmeer durch die Straße von Gibraltar wieder verläßt. Detailliertere Aussagen werden möglich sein, sobald wir alle Meßdaten der "Meteor"-Fahrt Nr. 50 vorliegen haben werden.

#### 6 LITERATUR

- Dreisigacker, E.; Roether, W.; Tritium and <sup>90</sup>Sr in North Atlantic surface water, *Earth Planet. Sci. Lett.* Vol. 38 (1978) 301-312.
- Howe, M.R.; Abdulla, M.I.; Deetae, S.; An Interpretation of the double T-S maxima in the Mediterranean outflow using chemical tracers, *J. Mar. Res.* 32 (1974) 377-386.
- Lacombe, H.; Tchernia, P.; Quelques traits generaux de l'hydrologie Mediterranee, *Cah. Oceanogr.* 12 (1960) 527-547.
- Roether, W.; Weiss, W.; On the outflow through the Strait of Gibraltar, *Geophys. Res. Lett.* 2 (1975) 301-304.
- Weiss, W.; Jenkins, W.J.; Tritium-Helium-3 Dating of natural waters, 2. Arbeitstagung "Isotope in der Natur", Leipzig 1979, im Druck.
- Weiss, W.; Roether, W.; The rates of tritium input to the world ocean, *Earth Planet. Sci. Lett.* (1979) in press.

MESSUNGEN DER TEMPERATURSCHICHTUNG UND -FLUKTUATION  
MITTELS SCHALLRÜCKSTREUUNG ÜBER DEM STADTGEBIET  
VON KÖLN

W. Behnke, G.U. Spohr, A. Bujnoch, G. Kramm, G. Warmbier

Institut für Geophysik und Meteorologie  
der Universität zu Köln

Zusammenfassung

Es wird das Verhalten von Inversionen über Köln und Umgebung untersucht. Die Daten dazu stammen aus SODAR-, Radiosonden- und Fesselsonden - Messungen. Eine Zunahme der Inversionshöhe mit zunehmendem geostrophischen Bodenwind wird festgestellt. Die Meßergebnisse lassen weder einen Einfluß der mittleren Stabilität zwischen 850 mb und Boden, noch der Baroklinität auf die nächtlichen Inversionshöhen erkennen. Die Variabilität der Inversionshöhe nimmt mit zunehmender Stabilität zu.

1 EINLEITUNG

Die Entwicklung von einfachen und Doppler-SODAR Systemen während der letzten 10 Jahre hat der Grenzschicht-Meteorologie neue Möglichkeiten eröffnet, Wind-, Temperatur- und Turbulenzprofile in den unteren Schichten bis maximal 1000 m Höhe kontinuierlich zu messen. In Köln werden seit 1976 für das Stadtgebiet und seit Herbst 1978 für eine Station außerhalb der Stadt regelmäßig SODAR-Sondierungen bis 700 m Höhe mit einem monostatischen SODAR gemacht. Daneben wurden während verschiedener Intensivmeßphasen mit Radiosonden und Fesselsonde detaillierte Profile gemessen.

Ziel dieses Projektes ist es einmal, kontinuierliche Meßwerte über vertikale und horizontale Ausbreitungsbedingungen zu erhalten, mit deren Hilfe ein in Köln entwickeltes Grenzschichtmodell verifiziert werden soll. Zum anderen sollen die Daten und das Modell dazu benutzt werden, sowohl synoptische als auch orographische und bebauungsbedingte Einflüsse auf das Ausbreitungsverhalten der Grenzschicht zu erkennen. Diese ersten Untersuchungen befassen sich vorwiegend mit den synoptischen Einflüssen.

2 FESSELSONDE

Fessel- und Radiosonde wurden einmal zur Verifizierung der Sodarmessung, zum anderen zu detaillierten Untersuchungen der Grenzschicht eingesetzt. Die bei der Fesselsonde benutzten Meßgeräte und deren Genauigkeit sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1:

Meßgröße	Gerätetyp	Genauigkeit
p	Si-Sensor	0.2 mb
w	Schalenkreuz-anemometer	0.25 m/s (Anlaufgeschw.)
Windrichtung	Kompass	3°
T	Si-Sensor	0.1°
f	Humicap	3%

3 VERIFIZIERUNG DER SODARMESSUNGEN

Die SODAR-Sondierungen wurden bis 700 m Höhe mit einem einfachen monostatischen SODAR gemacht. Die Theorie dazu wurde in den letzten Jahren entwickelt (z.B.: Little, 1972; Wesely, 1976; Gaynor et al., 1976).

Um die Zuverlässigkeit dieses Meßverfahrens zu untersuchen, wurden Vergleichsmessungen mit einer Fesselsonde und langsam aufsteigenden Radiosonden (etwa 100m/min) gemacht. Dabei stellte sich heraus, daß die SODAR-Messungen die Unterkante der Inversion zuverlässig und genau erfassen (Korrelationskoeffizienten  $r=0.98$  bei 23 Messungen).

Die Oberkante der Inversion ist oft weit weniger durch eine deutliche Änderung im Temperaturgradienten gekennzeichnet als die Unterkante. Demzufolge fällt ihre Festlegung anhand der Facsimile-Registrierung schwer. Eine digitale Aufzeichnung, die zur Zeit in Köln gebaut wird, wird hier eine Auswertung erleichtern.

4 ERGEBNISSE DER STATISTISCHEN AUSWERTUNG VON INVERSIONSHÖHEN

4.1 Abhängigkeit der Inversionshöhe von verschiedenen meteorologischen Parametern

Die den folgenden Untersuchungen zugrunde liegenden Daten über Inversionshöhen über der Innenstadt von Köln stammen aus dem Zeitraum vom 16.6.1976 bis 15.6.1977. Untersucht wurde die Abhängigkeit der Inversionshöhe und ihrer Amplitude von der geostrophischen Windstärke, der geostrophischen Windscherung und dem mittleren Temperaturgradienten zwischen Erdoberfläche und 850 mb. Dabei wurde die geostrophische Windrichtung relativ zum Rheingraben der Kölner Bucht berücksichtigt. Über den orographischen Einfluß der Kölner Bucht auf verschiedene Klimaerscheinungen, insbesondere Windvektor und -scherung und ihren Tagesgang bestehen verschiedene Arbeiten (z.B. Grober, 1973; Behnke, 1977).

Abb. 1 zeigt die Häufigkeit von länger als 4 Stunden in den untersten 700 m zwischen 9.00 MEZ und 18.00 MEZ. Das Maximum liegt im Dezember, während von März bis August bis auf eine Ausnahme tagsüber keine Inversionen auftreten. Zur zeitlichen Entwicklung der Inversionshöhe

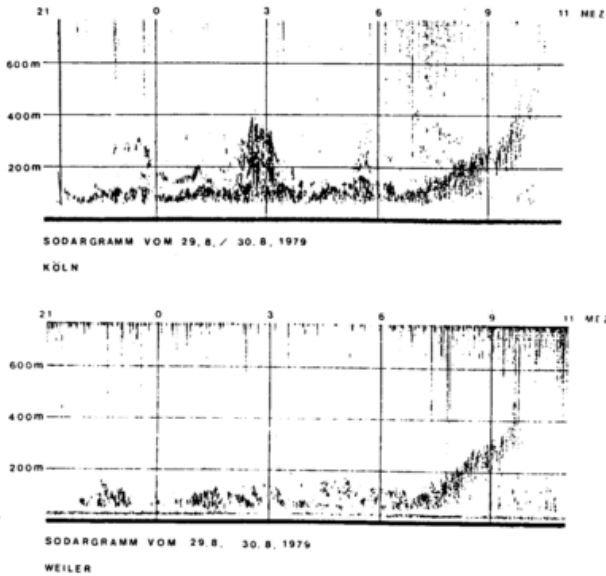


Abb. 4

Fesselsonde zeigten (Abb. 5), herrschte vor Entstehen der Inversion in allen Höhen Wind aus SSO vor. Nach Entstehen der Inversion in 50 bis 100 m Höhe drehte der Wind unterhalb der Inversion bei Zunahme der Stärke rasch auf Süd (ein Beispiel für die sehr komplizierten Windverhältnisse in der Kölner Bucht). Im Verlauf der Nacht drehte dann auch der Wind in und oberhalb der Inversion auf SSO, so daß nur

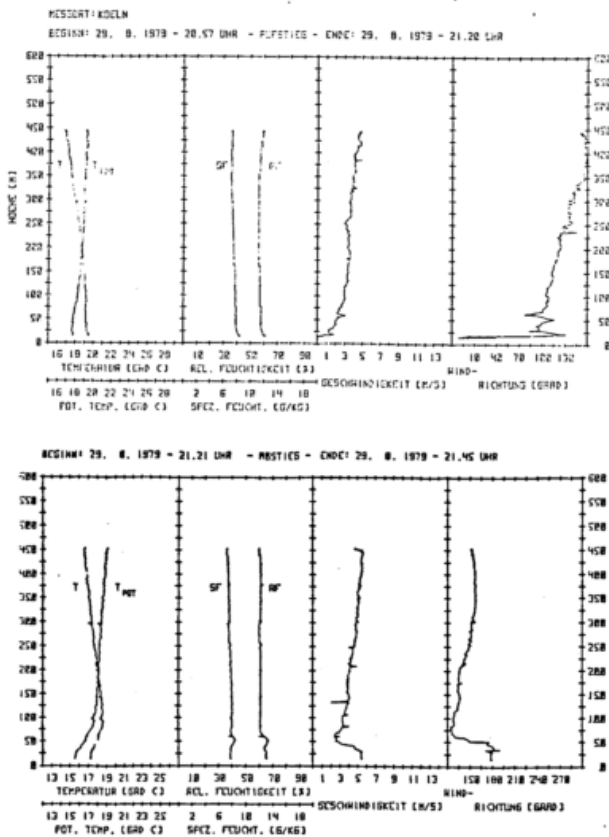


Abb. 5: Feuchte-, Temperatur- und Windprofile vor und nach Entstehen der Inversion

zu Beginn der Nacht in Schichten oberhalb 50 m über Weiler keinerlei advective Stadtbeeinflussung vorlag. Während die Inversionsoberkante über der Stadt bis 3.00 MEZ etwa 400 m erreicht hat (auch zu den späteren Zeitpunkten zeigt die Originalaufzeichnung bis zu dieser Höhe eine Inversion, was hier nur schlecht zu erkennen ist), überschreitet die Inversionsoberkante über dem Land nie 200 m.

### 5 AUSBLICK

Weitere Untersuchungen sollten einmal statistisch Unterschiede im Inversionsverhalten in Abhängigkeit von der Windrichtung (Stadt-Land oder Land-Stadt) feststellen. Es ist weiterhin geplant, mit Hilfe digitaler Erfassung des Rückstreusignals die Stärke des Temperaturgradienten abzuschätzen. Dies zusammen mit Doppleranalysen wird Aufschluß über die Ausbreitung und Advektion bis zur Inversion bieten, was wegen der besonderen orographischen Lage von hohem Interesse ist.

### Literatur

Behnke, W.: Abhängigkeit des Windfeldes und der  $SO_2$ -Konzentration über der Stadt Köln und Umgebung von der großräumigen Wetterlage. Mitteilungen aus dem Inst. f. Geoph. u. Met. d. Univ. z. Köln, Heft 24 (1977)

Blackadar, A.K.: Boundary Layer Wind Maxima and their Significance for the Growth of Nocturnal Inversions. Bull. of the Amer. Met. Soc., 38, 283ff. (1957)

Gaynor, J.E., P.A. Mandics, A.B. Wahr, F.F.Hall: Studies of the Tropical Marine Boundary Layer Using Acoustic Backscattering during GATE. Preprint Vol., 17th Conf. on Radar Met., Boston, Mass.(1976)

Grober, K.W.: Die Windverhältnisse am Flughafen Köln/Bonn und die Möglichkeiten einer Prognose. Meteorol. Rdsch. 26, 152 ff. (1973)

Little, G.C.: Prospects for the Acoustic Echo Sounding. in:Derr, V.E. (Herausg.): Remote Sensing of the Troposphere - Ch. 19. US-Government Printing Office. (1972)

Wesely, M.C.: The Combined Effects of Temperature and Humidity Fluctuations on Refractive Index. J. Appl. Meteorol., 15, 43 ff. (1976)

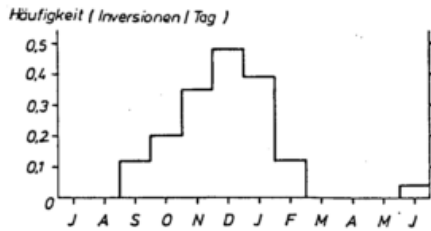


Abb. 1: Häufigkeit (Inversionen/Tag)

während einer Nacht, insbesondere bei ungestörten Wetterlagen und wolkenfreiem Himmel kann man folgendes sagen (siehe dazu Tab. 2)

Tabelle 2:

Zeit(MEZ) keine Daten 75-200m 200-400m über 400 m

22	78 (27%)	81 (27%)	119 (40%)	17 (6%)
1	48 (16%)	64 (22%)	155 (53%)	28 (9%)
4	58 (20%)	77 (26%)	125 (42%)	35 (12%)

Häufigkeit der Inversionen und ihrer Höhe

Die Inversion bildet sich abends in niedrigen Schichten und steigt während der Nacht in höhere Schichten. Für dieses Inversionsverhalten gibt es zwei Gründe, wie Modelluntersuchungen mit einem zeitabhängigen eindimensionalen Modell gezeigt haben:

1. Bei fast gleichbleibender Gegenstrahlung nimmt die Ausstrahlung der Oberfläche aufgrund absinkender Temperatur ab.
2. Kommt die thermisch erzeugte Turbulenz kurz nach oder vor Sonnenuntergang zum Erliegen, ist die dynamisch erzeugte Turbulenz aufgrund fehlender Scherung nur schwach ausgeprägt. Sie nimmt aber während der Nacht wegen des trägheitserzeugten Low-Level-Jets (Blackadar, 1957) zu.

Beide Effekte führen dazu, daß sich niedrige Inversionen abschwächen, dafür aber höhere Inversionen sich während der Nacht neu bilden. Dabei ist der größte Anstieg bis Mitternacht zu beobachten. Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der Inversionshöhe vom geostrophischen Bodenwind um 1.00 MEZ. Aufgrund der dynamisch erzeugten Turbulenz steigt die mittlere Inversionshöhe von 230 m bei  $v_g=2.5$  m/s auf 320 m bei  $v_g=22.5$  m/s. Abb. 3 zeigt die Abhängigkeit der Inversionshöhe und ihrer Amplitude vom mittleren Temperaturgradienten zwischen Oberfläche und 850 mb. Auf den ersten Blick erstaunlich ist die Tatsache, daß die Höhe keine Abhängigkeit zeigt und die Amplitude bei stabiler Schichtung zunimmt. Entsprechend zeigt eine Untersuchung der Inversionshöhe in Abhängigkeit vom Winkel zwischen geostrophischem Bodenwind und geostrophischer Windscherung gleiche Inversionshöhen, sowohl bei Kaltluft als auch Warmluftadvektion.

Die Modelluntersuchungen zeigen, daß die Erhöhung der Windscherung und damit der dynamisch erzeugten Turbulenz bei Warmluftadvektion die größere mittlere Stabilität bei der Inversionsbildung ausgleichen. Gleichzeitig erhöht die Windscherung die Variabilität der Inversionshöhe.

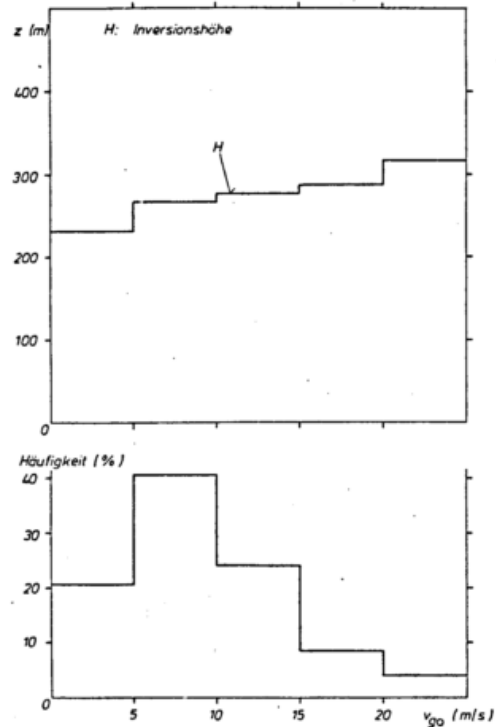


Abb. 2: Abhängigkeit der Inversionshöhe vom geostrophischen Bodenwind und dazugehörige Häufigkeitsverteilung

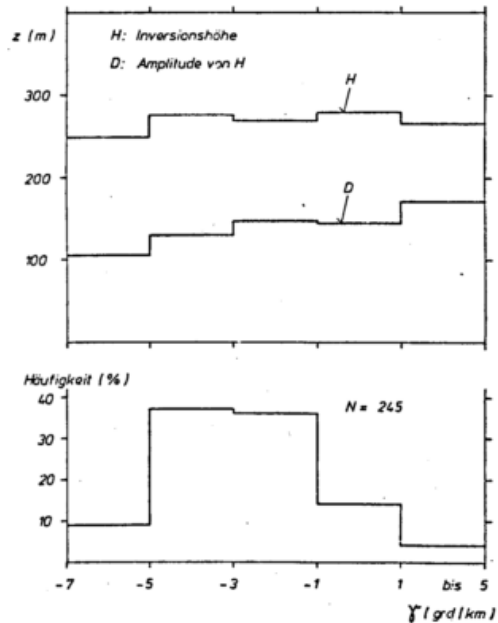


Abb. 3: Abhängigkeit der Inversionshöhe H und deren Amplitude D vom mittleren Temperaturgradienten

#### 4.2 Vergleich der Inversionshöhen innerhalb und außerhalb der Stadt

Um die Inversionshöhe über der Innenstadt mit der des umgebenden Landes zu vergleichen, wurde ein zweites SODAR in Weiler, 5 km nordwestlich der Stadtgrenze, aufgebaut. Detaillierte statistische Vergleiche zwischen beiden Stationen liegen noch nicht vor. So sei hier nur ein Beispiel der Nacht vom 29.8./30.8.1979 herausgegriffen (Abb.4). Wie Profilmessungen mit der

## EINE AUTOMATISCHE ANLAGE ZUR BESTIMMUNG VON TRANSMISSION UND TRÜBUNG

Uwe Bergholter

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Mit einem Helium-Neon-Lasertransmissometer und einem automatischen Trübungsmeßgerät werden gleichzeitige Messungen durchgeführt, deren Ziel es ist, unter Berücksichtigung der Stadtrandlage des Observatoriums den Einfluß der Großstadt Hamburg auf den Dunstgehalt der bodennahen Atmosphäre abzuschätzen. Durch Automatisierung der Messungen soll dabei eine Schönwetterauswahl vermieden werden.

### 1 EINLEITUNG

Trübungsmessungen mit Hilfe der direkten Sonnenstrahlung werden im allgemeinen als Einzelmessungen bei Schönwetter durchgeführt. Dabei kommt es zu einer gewissen Auswahl hinsichtlich der Luftmassen, ihres Alters sowie evtl. der Windrichtung. Um diese Nachteile zu vermeiden, können mit dem am MetObs Hamburg entwickelten automatischen Trübungsmeßgerät Meßwerte immer dann gewonnen werden, wenn die direkte Sonnenstrahlung einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet. Um aus den Trübungswerten Rückschlüsse auf die Dunstschicht zu ziehen zu können, wird der bodennahe Extinktionskoeffizient benötigt. Dieser wird kontinuierlich mit einem Helium-Neon-Lasertransmissometer gemessen.

### 2 BESCHREIBUNG DER MESSGERÄTE

#### 2.1 Lasertransmissometer

Ein 5mW-He-Ne-Laser erzeugt auf einem Reflektor in 775 m Entfernung einen ca. 15 cm großen Leuchtfleck. Der Reflektor hat eine Fläche von  $90 \times 90 \text{ cm}^2$  und besteht aus einer hochreflektierenden Folie (Scotch Lite, 3M), wie sie auch für Verkehrszeichen u.a. verwendet wird. Die Vorteile gegenüber einem Tripel Spiegel liegen in unproblematischer Justierung (Halbwertsbreite ca.  $60^\circ$ ), Witterungsbeständigkeit und Preis; wegen unvermeidlicher Wanderungen des Leuchtflecks muß der Reflektor ein mehrfaches der Leuchtfleckgröße aufweisen, da bereits eine Ablenkung um 2 Bogenminuten in 775 m Entfernung 0,5 m Verschiebung ausmacht. Die vergleichsweise geringe Intensität des zum Meßort reflektierten Lichts muß allerdings durch höhere Empfindlichkeit auf der Empfängerseite ausgeglichen werden. Dies geschieht durch Verwendung eines 30 cm-Cassegrain-Spiegelteleskops (Gesamtbrennweite 2,52 m) mit einem

nachgeschalteten Pritchard-Photometer. Weitere Empfindlichkeitssteigerung ergibt sich durch Modulation des Laserlichts und anschließender Verstärkung des Signals mit einem Phase-Lock-Verstärker. Auf diese Weise wird auch ein Einfluß der Tageshelligkeit ausgeschaltet.

Unvermeidliche kleine Schwankungen von Laserausgangsleistung und Empfängerempfindlichkeit, wie sie z.B. durch Driften der Gerätetemperatur entstehen, führen bei geringer atmosphärischer Extinktion zu beträchtlichen Fehlern des Extinktionskoeffizienten  $\sigma$ , so daß sich bei einem Lichtweg von 1,55 km eine untere Meßbereichsgrenze von  $\sigma \approx 0,2 \text{ km}^{-1}$  ergibt. Bei stark getrüübter Atmosphäre andererseits werden selbst größere Schwankungen der Extinktion nicht mehr aufgelöst. In diesem Fall setzt der Lichtweg von 1,55 km eine obere Grenze für den Meßbereich bei  $\sigma \approx 3,0 \text{ km}^{-1}$ . Diese Grenzwerte entsprechen einer Normsichtweite von 20 bzw. 1,3 km.

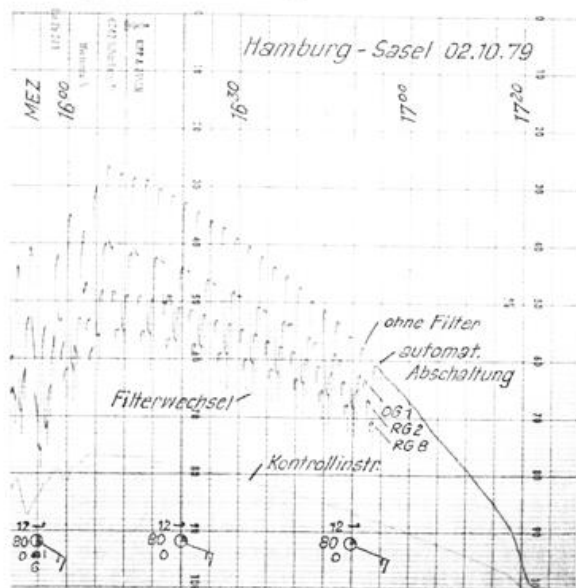
Besonders bei Sonneneinstrahlung verursacht die Thermik über dem locker bebauten Wohngelände z.T. kräftige Szintillationen, die eine starke Unruhe des Meßsignals hervorrufen. Dem wird begegnet durch eine optische Aufweitung des Laserstrahls und durch Glättung des Signals mit einem Integrationsglied (Zeitkonstante = 120s).

Die Eichung des Transmissometers erfolgt durch eine gleichzeitige, unabhängige Messung des Leuchtdichteunterschiedes zwischen einem schwarzen Sichtziel am Ort des Reflektors und dem Horizont Himmel, woraus sich nach bekannten Formeln  $\sigma$  berechnen läßt.

#### 2.2 Automatisches Trübungsmeßgerät

Ein Eppley Normal Incidence Pyrheliometer (N.I.P.) mit Filterscheibe wurde mit einer Programmsteuerung versehen. Diese bewirkt, daß bei Überschrei-

ten eines vorgegebenen Pegels der direkten Sonnenstrahlung von z.B. 200 Wm<sup>-2</sup> Meßwerte in 4 Kanälen gewonnen und an die hauseigene Meßwertfassungsanlage abgegeben werden: ohne Filter und mit den Filtern OG 1, RG 2, RG 8. Das Gerät ist in einem Wetzschutzgehäuse mit Quarzfenstern untergebracht, die Innentemperatur wird stabilisiert. Der Schwellenwertdetektor für die direkte Sonnenstrahlung überprüft durch eine Zusatzeinrichtung ständig die Genauigkeit der Sonnenachführung. Er gibt ggfs. eine Fehlermeldung ab und verhindert gleichzeitig die Weitergabe der Meßwerte. Abb.1 zeigt eine Registrierung vom 2.10.79, nachmittags.



### 3 VERARBEITUNG DER MESSWERTE

In den durch die drei Filter festgelegten vier Wellenlängenbereichen  $\Delta\lambda$  zwischen 0,3 und 3  $\mu$  werden spektrale Trübungsfaktoren berechnet:

$$T(\Delta\lambda) = \frac{1}{m} \cdot \frac{1}{\sigma_R(\Delta\lambda, m) \cdot H_D} \cdot \ln \frac{I_0(\Delta\lambda)}{I(\Delta\lambda)} \quad (1)$$

Dabei ist  $m$  die relative optische Schichtdicke,  $\sigma_R(\Delta\lambda, m)$  der Rayleigh-Streukoeffizient,  $H_D$  die Höhe der homogenen Rayleighatmosphäre,  $I_0(\Delta\lambda)$  die extraterrestrische Bestrahlungsstärke bei der aktuellen Sonnenentfernung und  $I(\Delta\lambda)$  die gemessene Bestrahlungsstärke der direkten Sonnenstrahlung am Boden. Momentanwerte der Trübungsfaktoren und des Extinktionskoeffizienten (Lasertransmissometer) werden angezeigt, Stundenmittel werden berechnet und auf Band gespeichert. Daneben wird für denjenigen Trübungsfaktor, in dessen Bereich die He-Ne-Laser-Wellenlänge von  $\lambda_L = 0,6328 \mu\text{m}$  fällt, eine weitere Berechnung durchgeführt: unter der Annahme eines exponentiellen Höhenprofils des Dunstextinktionskoeffizienten

$$\sigma_D(\lambda, z) = \sigma_D(\lambda, z_0) e^{-z/H_D} \quad (2)$$

ergibt sich die Dunstextinktion einer senkrechten Einheitssäule durch Integration von (2) über die Höhe  $z$  als

$$\tau_D(\lambda) = \sigma_D(\lambda, z_0) \cdot H_D \quad (3)$$

Die Höhe einer homogenen Dunstatmosphäre,  $H_D$ , und  $\sigma_D(\lambda, z)$  lassen sich berechnen, da  $\tau_D$  aus der Trübungsmessung,  $\sigma_D(\lambda, z_0)$  aus der Transmissionsmessung abgeleitet werden können.

Der Trübungsfaktor läßt sich durch Eingrenzung auf einen H<sub>2</sub>O-absorptionsfreien Wellenlängenbereich und nach Korrektur für O<sub>3</sub>-Absorption schreiben:

$$T = (\tau_R + \tau_D) / \tau_R \quad (4)$$

oder

$$\tau_D = (T - 1) \tau_R \quad (5)$$

$T(\Delta\lambda)$  liegt gemäß (1) vor, die Rayleigh-Extinktion  $\tau_R(\Delta\lambda, m)$  ergibt sich aus der Theorie.

Das Lasertransmissometer liefert

$$\sigma(\lambda_L, z_0) = \sigma_R(\lambda_L, z_0) + \sigma_D(\lambda_L, z_0) \quad (6)$$

wovon der bodennahe Rayleigh-Streukoeffizient  $\sigma_R(\lambda_L, z_0)$  ebenfalls aus der Theorie bekannt ist.

Damit wird aus (3) mit (5), (6)

$$H_D = \frac{(T(\Delta\lambda) - 1) \tau_R(\Delta\lambda, m)}{\sigma(\lambda_L, z_0) - \sigma_R(\lambda_L, z_0)} \quad (7)$$

Im Beispiel Abb.1 ergibt die Auswertung um 16.30 MEZ

$$T(0,525-0,630 \mu\text{m}) = 2,85$$

$$\sigma(\lambda_L, z_0) \approx 0,13 \text{ km}^{-1}$$

$$H_D = 1,35 \text{ km}$$

Zur Meßzeit herrschte bei mäßigem ESE-Wind und geringer Feuchte eine Sicht von ca. 30 km.

Der Wert von  $T = 2,85$  entspricht dem häufig für eine ländliche Atmosphäre angenommenen Wert von 2,75.

Die Standardatmosphäre nach Eltermann liefert für eine Normsicht von 23 km ein  $H_D$  von etwa 1,58 km.

### LITERATUR

Eltermann, L.: UV, Visible, and IR Attenuation for Altitudes to 50 km. Office of Aerospace Research USAF 1968. Env. Research Paper No. 285

ZUR ENTWICKLUNG VON WOLKENSTRUKTUREN DER VERSCHIEDENEN SCALES

Billing, H., Haupt, I., Koslowsky, D., Tonn, W.

Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin

1 WOLKENVERLAGERUNG IN ÜBERLAPPUNGS-  
GEBIETEN

Die Grundlage der im folgenden dargestellten Ermittlung der Wolkenverlagerung bildet das Korrelieren und das gegeneinander Verschieben zweier Bilddatenmatrizen von zwei aufeinanderfolgenden Umläufen des sonnensynchronen Wettersatelliten NOAA 5. Die empfangenen Bilddaten werden einer stereographischen Landkartenprojektion zugeordnet, wie sie im DWD für die Wetterkarten gebräuchlich ist.

Aus jedem Bilddatenfeld der beiden Umläufe wird jeweils eine Datenmatrix herausgenommen und mit Hilfe eines Korrelationsverfahrens der Korrelationskoeffizient berechnet. Dann wird aus den Daten des zweiten Umlaufs wieder eine Datenmatrix, die jetzt örtlich vom Ausgangsfeld versetzt ist, herausgenommen und mit dem Ausgangsfeld korreliert. Sukzessiv wird dies in allen Richtungen ausgeführt und der Korrelationskoeffizient bestimmt. Die berechneten Korrelationskoeffizienten bilden nun eine Wertematrix. Aus der Lage des Maximums dieser Matrix in Bezug zum zuerstbestimmten Wert, der den Korrelationswert der Ausgangslage repräsentiert, wird nun ein Verlagerungsvektor bestimmt. Nach Verschiebung der Ausgangslage und nach Berechnung der jeweiligen Korrelationskoeffizienten, wie oben beschrieben, ergibt sich dann eine Matrix von Wolkenverlagerungsvektoren. Bei diesem Verfahren wird angenommen, daß die Bildmatrizen, die beim Miteinanderkorrelieren den größten positiven Korrelationskoeffizienten liefern, die gleiche Wolkenstruktur in den beiden Umläufen darstellen.

Die Gleichung für den Korrelationskoeffizienten lautet folgendermaßen:

$$R(p, q) = \frac{\text{Cov}(p, q)}{\sigma_{t_0} \cdot \sigma_{t_1}(p, q)}$$

wobei  $R(p, q)$  der Korrelationskoeffizient ist,  $\text{Cov}(p, q)$  die Kovarianz, und  $\sigma_{t_0}$  und  $\sigma_{t_1}$  die Standardabweichungen der beiden Bilddatenfelder ( $t_0$ : 1. Umlauf,  $t_1$ : 2. Umlauf) sind.

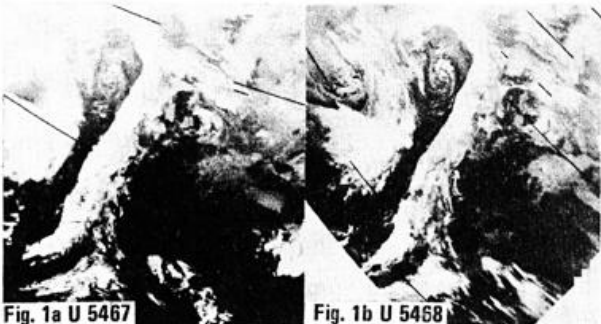
Die Geschwindigkeit und Richtung der Wolkenbewegung ist durch

$$|C| = \frac{(\Delta I^2 + \Delta J^2)^{\frac{1}{2}}}{\Delta t}$$

und

$$\theta = \arctan \frac{\Delta I}{\Delta J}$$

gegeben, wobei  $|C|$  die Geschwindigkeit,  $\theta$  die Richtung,  $\Delta I$  und  $\Delta J$  die Verlagerungsvektorkomponenten sind.  $\Delta t$  ist der zeitliche Abstand zwischen den beiden Umläufen des Satelliten



Die Fig. 1a und 1b zeigen zwei Umläufe vom 14.11.1977 des amerikanischen Wettersatelliten NOAA 5. Es ist jeweils der in einer stereographischen Projektion aufbereitete IR-Kanal. Von diesen beiden Umläufen wurde ausschnittsweise nach dem oben beschriebenen Verfahren eine Wolkenverlagerung berechnet.

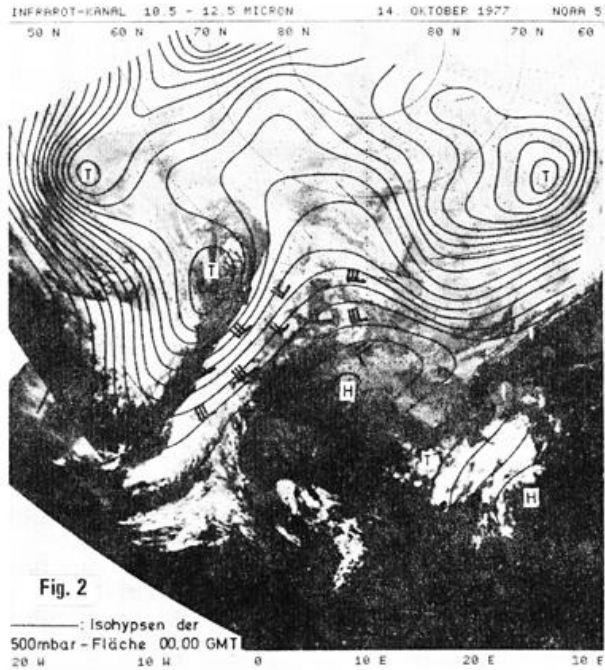


Fig. 2

Das Ergebnis der berechneten Wolkenverlagerung zeigt Fig. 2. Die Abbildung beinhaltet als Untergrund ein Mosaik aus den Satellitenbilddaten mit den beiden Umläufen aus denen die Verlagerung berechnet wurde. Die zu diesem Mosaik verwendeten Umläufe lagen zwischen 7:00 - 11:00 GMT. In das Mosaik ist das Isohyphenfeld der 500-mbar-Fläche von 00:00 GMT eingezeichnet. Die eingetragenen Vektoren stellen die ermittelten Wolkenverlagerungsvektoren dar.

Für die Satelliten der neuen Generation (TIROS N und NOAA 6) ist eine Bestimmung der Wolkenverlagerungsvektoren aus zwei aufeinanderfolgenden Umläufen wegen der geringen Überlappung als Folge der niedrigen Flughöhe nicht mehr möglich.

2 DARSTELLUNG VERSCHIEDENER WOLKENTYPEN IN EINER ZWEIDIMENSIONALEN HÄUFIGKEITS-  
VERTEILUNG AUS SATELLITENBILDDATEN VON  
METEOSAT 1

Mit Hilfe einer zweidimensionalen Häufigkeitsverteilung wurde versucht, charakteristische Merkmale bestimmter Wolkentypen herauszufinden. Es wurden die Häufigkeitsverteilungen der Daten des IR-Kanals und des VIS-Kanals des europäischen geostationären Wettersatelliten METEOSAT 1, die am 27.7.1978, 12:00 GMT aufgenommen wurden, miteinander verknüpft.

Als erstes Beispiel wurde ein Stratocumulusfeld (Fig. 3) westlich der Kanarischen Inseln gewählt. Hier zeigt sich nun ein Häufigkeitswertemaximum zwischen den Grauwerten 90 bis 100 im VIS-Kanal und 110 bis 120 im IR-Kanal, was einem Temperaturbereich von 11<sup>o</sup>.16<sup>o</sup>C entspricht. Weiter zeigt sich, daß die Häufigkeitswerte im VIS im Grauwertebereich von 20 bis 140 liegen, wobei die niedrigen Grauwerte den Untergrund und die hohen Grauwerte die stark reflektierenden Wolkenelemente repräsentieren. Im IR-Kanal konzentriert sich die Häufigkeitsverteilung auf einen kleinen Bereich von 100 bis 120. Dies zeigt, daß die Wolkenelemente sich kaum im IR-Kanal vom Untergrund trennen und somit eine fast einheitliche Fläche bilden.

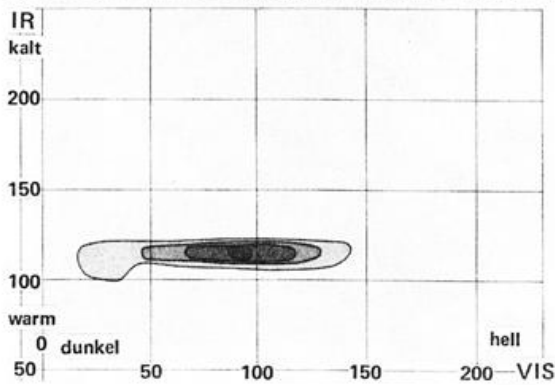
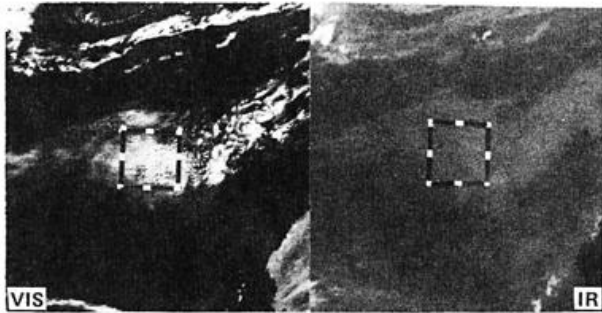


Fig. 3  
METEOSAT 27.7.1978 12.00 GMT  
GEBIET I Stratocumulus

Als zweites Beispiel wurde ein Cumulonimbus (Fig. 4), der sich südlich von der westafrikanischen Küste entwickelt hatte, untersucht. Hier entstanden zwei nahe beieinanderliegende Häufigkeitswertemaxima. Das eine Maximum liegt im VIS-Kanal zwischen den Grauwerten 190 und 200 und im IR-Kanal zwischen 210 und 220, was einem Temperaturbereich von -42<sup>o</sup> bis -51<sup>o</sup>C entspricht. Das andere Häufigkeitsmaximum liegt im VIS-Kanal zwischen den Grauwerten 170 und 180 und im IR-Kanal zwischen den Grauwerten 200 und 210, was einem Temperaturbereich von -34<sup>o</sup> bis -42<sup>o</sup>C entspricht. Außerdem zeigt sich eine verhältnismäßig breite Streuung der einzelnen Häufigkeitswerte. Sie treten im VIS-Kanal von Grauwert 40 bis 220 und im IR-Kanal von Grauwert 160 bis 230 auf. Die Häufigkeitswerte, die in beiden Spektralkanälen in dem hohen Grauwertebereich liegen, sind dem kalten und kompakten Wolkenbereich des Cumulonimbus zuzuordnen, während die Häufigkeitswerte, die in beiden Spektralkanälen in dem niedrigen Grauwertebereich liegen, den Untergrund darstellen.

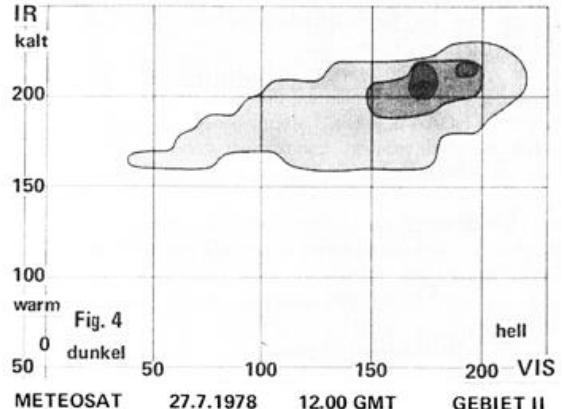
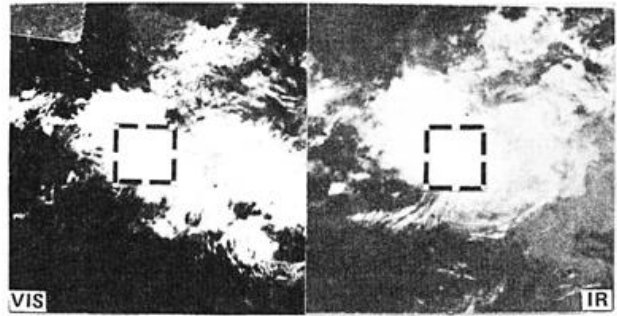


Fig. 4  
METEOSAT 27.7.1978 12.00 GMT GEBIET II  
Cumulonimbus

Als drittes Beispiel wurde ein Cirruswolkengebiet (Fig. 5) bearbeitet, das vor der ostafrikanischen Küste zu erkennen ist. Das Häufigkeitswertemaximum liegt bei dieser Wolkenformation im VIS-Kanal zwischen den Grauwerten 10 und 20 und im IR-Kanal zwischen 100 und 110 entsprechend einem Temperaturbereich von 16 bis 20 Grad. Das Häufigkeitsmaximum stellt also hauptsächlich den Untergrund dar, während die Häufigkeitswerte, die um den IR-Grauwert 170 liegen, die eigentlichen Cirren repräsentieren. Die Häufigkeitswerte verteilen sich im VIS-Kanal zwischen den Grauwerten 10 und 90 und im IR-Kanal zwischen Grauwert 100 und 180.

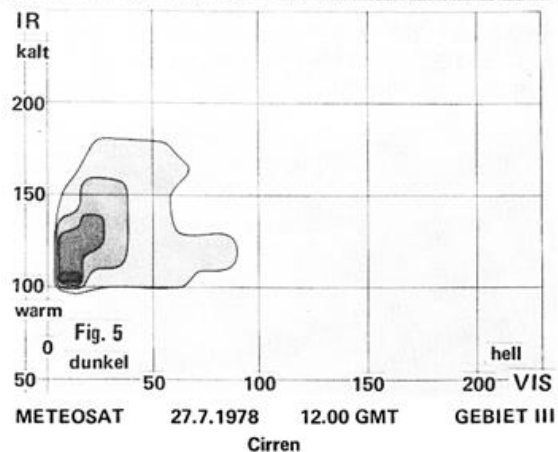
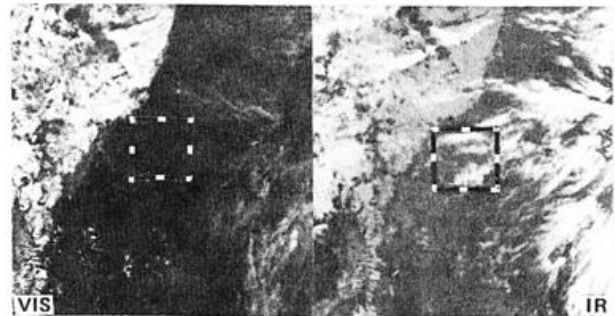


Fig. 5  
METEOSAT 27.7.1978 12.00 GMT GEBIET III  
Cirren

## WOLKENKLASSIFIKATION AUFGRUND VON SATELLITENDATEN

Billing, H. Dr., Haupt, I. Prof. Dr., Hilt, E., Koslowsky, D.

Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin

Aus den Strahlungsintensitäten im infraroten ( $10.5-12.5 \mu\text{m}$ ) und im sichtbaren ( $0.5-0.9 \mu\text{m}$ ) Spektralbereich sollen erste Wolkenklassifikationsmerkmale aus den Häufigkeitsverteilungen der Strahlungsintensitäten abgeleitet werden. Um den Einfluß der Größe des Scannerblickfeldes zu berücksichtigen, wurden dazu die Daten des SR-Kanals (Bodenauflösung im Subsatellitenpunkt 8 km) mit den Daten des VHRR-Kanals (abgescannt) vom Film, Bodenauflösung 2 km) des Satelliten NOAA 5 für einige Wolkentypen verglichen.

Zunächst wurden für Testgebiete, die den untersuchten Wolkentyp enthalten, 1-dimensionale und 2-dimensionale Histogramme erstellt. Am Beispiel eines Cumulonimbus über Osteuropa (Fig. 1a,b) zeigt sich im 2-dimensionalen Histogramm (Fig. 2) eine Anhäufung von Punkten, die im Vis-Kanal dunkel und im IR-Kanal warm (=dunkel) erscheinen und die von dem im Testfeld erfaßten Untergrund stammen. Die Streuung dieser Punkte um ihren Mittelwert wird im Wesentlichen durch Rauschen im Sensor und in der Signalübertragung verursacht. (Halbwertsbreite 3 Grauwerte =  $1.5^\circ\text{C}$  im IR)

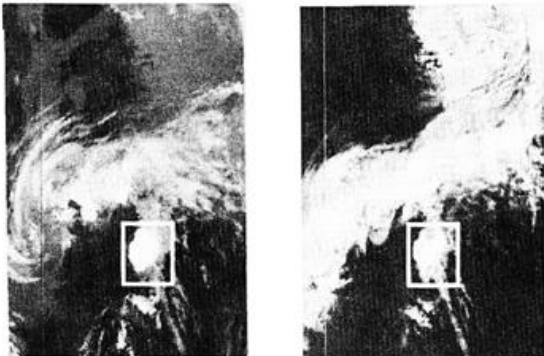


Fig. 1a. IR-Kanal  
Fig. 1b. VIS-Kanal  
Cumulonimbus in einem Testfeld in den VHRR-Daten des Satelliten NOAA 5 vom 21.5.1977 Umlauf 3659

Die zweite Anhäufung von Bildpunkten im Intensitätsbereich repräsentiert mit hellen und kalten Werten die Wolkenobergrenze. Die dazwischen liegenden Pixel entsprechen einerseits mittelhohen Wolken, die auch im sichtbaren Spektralbereich nicht so hell erscheinen, wie die Obergrenze des Cumulonimbus. Andererseits sind hier jedoch auch Mischpixel repräsentiert, die teilweise durch Wolkenelemente und teilweise durch den Untergrund erfüllt sind. Die Anzahl dieser Mischpixel und die Form ihrer Verteilung im Histogramm ist eine Funktion der Strukturgröße der Wolkenelemente in Relation zum Scanner-Blickfeld.

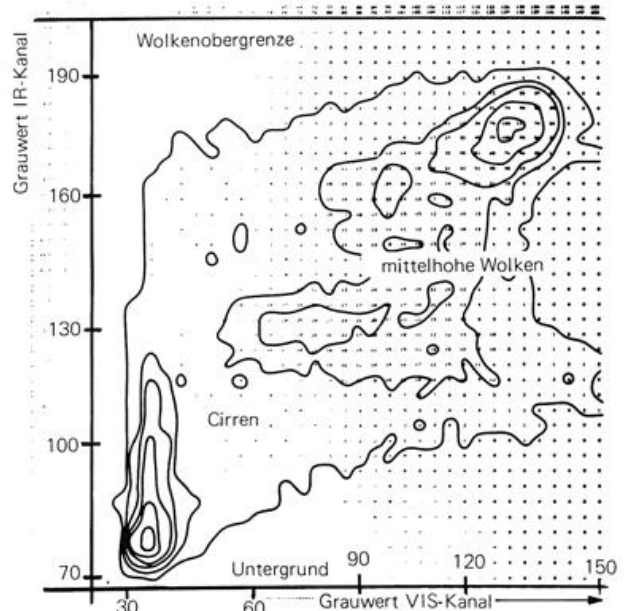


Fig. 2: 2-dimensionale Häufigkeitsverteilung der Bildelemente im Helligkeits- und Temperaturbereich für das in Fig. 1 angegebene Testgebiet

Quantitativ werden bei uns zunächst nur die 1-dimensionalen Histogramme ausgewertet. Fig. 3 und 4 stellen die Häufigkeitsverteilungen für das Testgebiet von Fig. 1 für beide Kanäle gesondert dar.

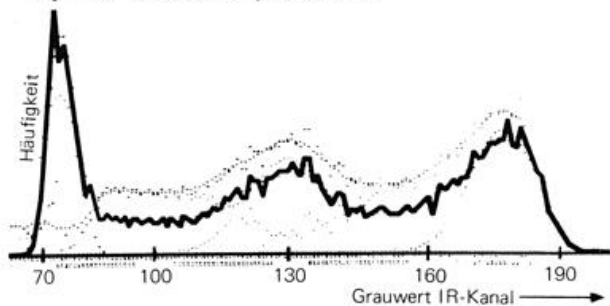


Fig. 3: Histogramm Cb VHRR IR-Kanal

Für den Infrarotkanal (Fig. 3) zeichnen sich 3 Maxima ab, die dem Untergrund, mittelhohen Wolken und hohen Wolken entsprechen.

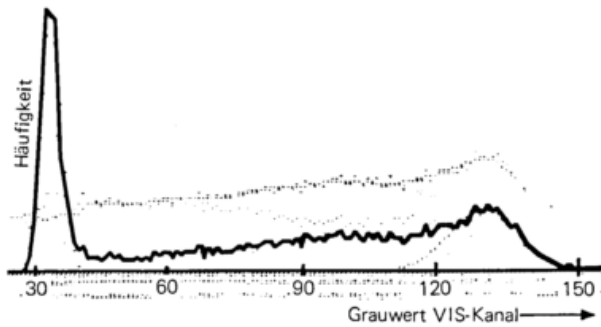


Fig. 4: Histogramm Cb VHRR VIS-Kanal

In einem iterativen Verfahren werden die Häufigkeitsmaxima bestimmt, in geeigneten Grenzen mit einer Gaußverteilung gefittet und diese werden dann von der gesamten Häufigkeitsverteilung subtrahiert. Mittelwert und Schwankungsbreite dieser Gaußverteilung sind die Parameter der homogenen Klassen, während sich aus der Höhe die relative Fläche dieser Klassen im Testfeld bestimmen läßt.

Für das erste Maximum, das den Untergrundtemperaturen entspricht, ergibt sich in unserem Beispiel für die gefittete Gaußverteilung ein mittlerer Grauwert von 73.5 ( $=21^{\circ}\text{C}$ ). Die Halbwertsbreite von 3.4 Grauwerten liegt nur geringfügig über dem Wert, der durch das Rauschen der Signalübertragung gegeben ist und weist damit auf eine relativ einheitliche Temperatur des erfaßten Untergrundes hin.

Für das zweithöchste Maximum, daß der Wolkenobergrenze entspricht, ergibt die gefittete Gaußverteilung einen mittleren Grauwert von 177.9 ( $=63^{\circ}\text{C}$ ). Die Halbwertsbreite beträgt 8 Grauwerte und deutet damit auf eine uneinheitliche Struktur der Wolkenobergrenze hin.

Die mittelhohen Wolken stellen jedoch eine deutliche eigene Klasse dar. Hier ergibt sich ein mittlerer Grauwert von 127.0 ( $=14^{\circ}\text{C}$ ), eine Halbwertsbreite von 9.6 Grauwerten ( $= \pm 5^{\circ}\text{C}$ ).

Für den Untergrund ergibt sich im Testfeld ein Flächenanteil von 22%, für die Wolkenobergrenze von 29% und für die mittelhohen Wolken ein Flächenanteil von 26%. Die restlichen 22% der Bildpunkte sind Mischpixel. Das Histogramm des sichtbaren Spektralkanals ergibt für das dem Untergrund zuzuordnende Maximum einen mittleren Grauwert von 57.5, eine Halbwertsbreite von 2.3 Grauwerten und enthält 32% der Bildpunkte. Ein zweites Maximum, das der hellen Oberfläche des Cumulonimbus zuzuordnen ist, liegt bei Grauwert 167.5 mit einer Halbwertsbreite von 7.6 Grauwerten. Beim Fit dieses Maximums werden 25% der Bildelemente des Testgebietes erfaßt. Im Vis-Kanal müssen also 43% der Bildelemente entweder als Mischpixel interpretiert werden oder die Albedowerte der Wolkenoberfläche haben eine so große Streuung, die sich vielleicht durch Schattenbildung an der Struktur der Wolkenoberfläche erklären läßt.

Besonders auffällig scheint hier zunächst die Diskrepanz zwischen dem Flächenanteil, der in beiden Kanälen dem Untergrund zugeordnet wird. Das 2-dimensionale Histogramm (Fig. 2) zeigt deutlich, daß eine größere Anzahl von Punkten im IR-Kanal bereits kälter als der Untergrund erscheinen, während sie im sichtbaren Kanal dem Untergrund zugeordnet sind. Ein Blick auf das Testgebiet zeigt, daß hier Cirren erfaßt sind, die nur im IR-Kanal sichtbar sind.

Der Vergleich der Histogramme der VHRR-Daten mit den Histogrammen der SR-Daten zeigt, daß der Anteil der Mischpixel in den SR-Daten größer wird, da in dem betrachteten Beispiel von dem größeren Scannerblickfeld des SR-Radiometers mehr Bildpunkt erfaßt werden, die nur teilweise durch Wolkenelemente ausgefüllt werden. Im SR-IR-Histogramm für das in Fig. 1a gezeigte Gebiet läßt sich das Maximum der mittelhohen Wolken kaum noch von den Mischpixeln trennen, die den gesamten Wertebereich zwischen Untergrundtemperatur und Temperatur der Wolkenobergrenze anfüllen. Im sichtbaren Kanal werden im SR-Bild hier 28.5% der Werte dem Untergrund und 16.8% der Wolkenobergrenze zugeordnet, so daß sich der Anteil der Mischpixel von 43% für das VHRR-Radiometer auf 55% für das SR-Radiometer vergrößert.

Die Mischpixel lassen sich statistisch noch in 3 Unterklassen unterteilen, die im Histogramm qualitativ unterscheidbar sind:

1. Pixel, die Kantenstrukturen erfassen, die größer als das Scannerblickfeld sind. Diese Pixel nehmen mit gleicher Wahrscheinlichkeit alle Helligkeitswerte zwischen der Untergrundhelligkeit (bzw. Temperatur) und der Wolkenhelligkeit (bzw. Temperatur) an. Im 1-dimensionalen Histogramm erscheinen sie als Pegel zwischen den Maxima.
2. Pixel, die Wolkenspitzen erfassen, die in der Größenordnung des Scannerblickfeldes liegen. Hier ist die Wahrscheinlichkeit, Untergrundwerte zu erfassen, größer als die Wahrscheinlichkeit, Wolkenelemente zu erfassen. In erster Näherung ist hier im Histogramm mit einer Geraden zu rechnen, die von den Helligkeitswerten des Untergrundes zu den Helligkeitswerten der Wolkenoberfläche abfällt.
3. Pixel, die Löcher oder Einschnitte in der Wolkenstruktur erfassen, die in der Größenordnung des Scannerblickfeldes liegen, ergeben im Histogramm eine Gerade, die zu den der Wolkenoberfläche entsprechenden Helligkeitswerten ansteigt.

Wolkenstrukturen, die kleiner als das Scannerblickfeld sind, ergeben eine verbreiterte Gaußverteilung, die sich aus der statistischen Schwankung der Anzahl der im Scannerblickfeld erfaßten Wolkenelemente ergibt.

Als Beispiele werden im Poster entsprechende Untersuchungen für Cirrus, Stratocumulus, Nebel und Cumulus-Wolken gezeigt.

Eine automatische Klassifizierung der hier untersuchten Wolkentypen scheint aufgrund ihrer qualitativ unterschiedlichen Histogramme bereits für nur vorläufig geeichte Daten möglich zu sein.

FERNERKUNDUNGSPROGRAMM TIROL

H.-J. Bolle

Institut für Meteorologie und Geophysik  
der Universität Innsbruck

In alpinen Gebieten ist die Wechselwirkung zwischen Boden und Atmosphäre im regionalen Scale wegen der ausgeprägten Geländestruktur besonders komplex. Eine Größe, die zur Bestimmung der Antriebskräfte für die orographisch bedingten Zirkulationssysteme benötigt wird, ist der Energieumsatz am Erdboden und in der Talatmosphäre. Parameter für die Bestimmung der Energiebilanz sind Albedo, Temperaturverteilung am Boden und Aerosolgehalt der Talatmosphären. Diese Größen sollten nach Möglichkeit nicht nur punktuell sondern über größere Flächen bekannt sein.

Es wurde damit begonnen, die Methoden der Fernerkundung einzusetzen, um die zur Berechnung von gemittelten Strahlungsbilanzgrößen notwendigen Parameter zu erfassen. Dazu wurde eine Befliegung durch die DFVLR durchgeführt, die durch die Auswertung von Satellitendaten und Bodenmessungen ergänzt werden soll. Über erste Auswertungsergebnisse wird berichtet.

METEOROLOGISCHE ERSCHEINUNGEN IM SYNOPTISCHEN SCALE IN  
SATELLITENAUFNAHMEN

Matthias Eckardt

Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin

1 EINLEITUNG

Der synoptische Scale meteorologischer Phänomene hat eine horizontale Größenordnung von 1000 bis 10000 km und die Systeme haben eine Lebensdauer von einem Tag bis zu einer Woche. Satellitenfotos geben von Anfang an wichtige Erkenntnisse über die Struktur, Analyse und Vorhersage von Wettersystemen dieser Größenordnung. Polarumlaufende und geostationäre Satelliten liefern heute Daten mit hoher zeitlicher oder räumlicher Auflösung und damit Kenntnisse über die Feinstruktur. In Berlin empfangene Aufnahmen von TIROS-N, NOAA-6 und Meteosat werden digital für Forschung und aktuellen Einsatz aufbereitet.

2 TROPEN

Die bedeutendsten Vorteile brachten Satellitenaufnahmen für die Tropen, eine Reihe neuer Wolkensysteme wurde entdeckt. Die Intertropische Konvergenzzone (ITCZ) bzw. das mit ihr gekoppelte Wolkenband ist eine ständige Erscheinung der tropischen Atmosphäre. Sie hat zwar beträchtliche Intensitätsschwankungen, tritt aber in Wolkenklimatologien, die auf Satellitendaten beruhen, deut-

lich hervor. "Cloud Cluster" bilden den Kern dieses Wolkenbandes, ihre Form, Größe und Lebensdauer weisen große Variation auf, Satellitenfotos sind wichtige Hilfen bei der Klassifizierung der konvektiven Großsysteme. Das ITCZ-Band liegt über den Ozeanen während des ganzen Jahres auf der Nordhemisphäre, im Indik und Ostpazifik gibt es zeitweilig auch ein zweites Band auf der Südhemisphäre, ganz selten im Atlantik (Abb.1)

Ein weiteres Phänomen in diesem Scale sind lange schräge Wolkenbänder (mittelhohe und hohe Wolken) zwischen Tropen und Subtropen (Abb.2). Oft beginnen sie sich in der polwärts deformierten ITCZ zu bilden, in antizyklonaler Krümmung reichen sie in Extremfällen bis in Wettersysteme der mittleren Breiten. Ihre Bildung steht in Zusammenhang mit Kaltluftausbrüchen zum Äquator hin, wodurch der Subtropenjet verstärkt wird. Es gibt bevorzugte Positionen, die mit den mittleren Trogpositionen der oberen Troposphäre übereinstimmen. Auf der Südhemisphäre sind sie sehr viel seltener, weil der dortige Jet nicht mit einer Konvergenzzone in Wechselbeziehung treten kann. Auch im Sommer kommen solche Wolkenbänder kaum vor.



Abb.1: Doppelte ITCZ 10.4.79 Meteosat  
aus: Meteosat Image Bulletin  
April 1979



Abb.2: Schräges Wolkenband 28.11.78  
Meteosat 1  
aus: Meteosat Image Bulletin  
November 1978

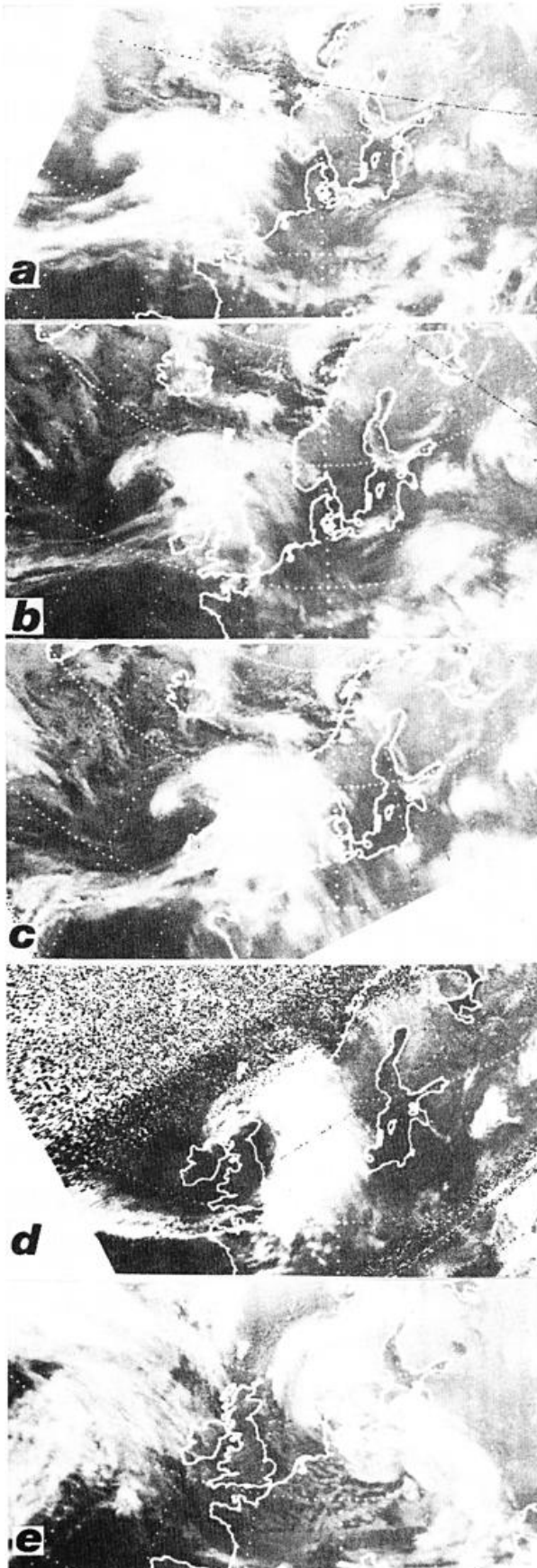


Abb.3: Entwicklung des "Capella"-Orkans  
 NOAA 4 SR/IR  
 a-c 2.1.76 07.25-11.29 GMT  
 d 2.1.76 16.38-17.01 GMT  
 e 3.1.76 08.20-08.42 GMT

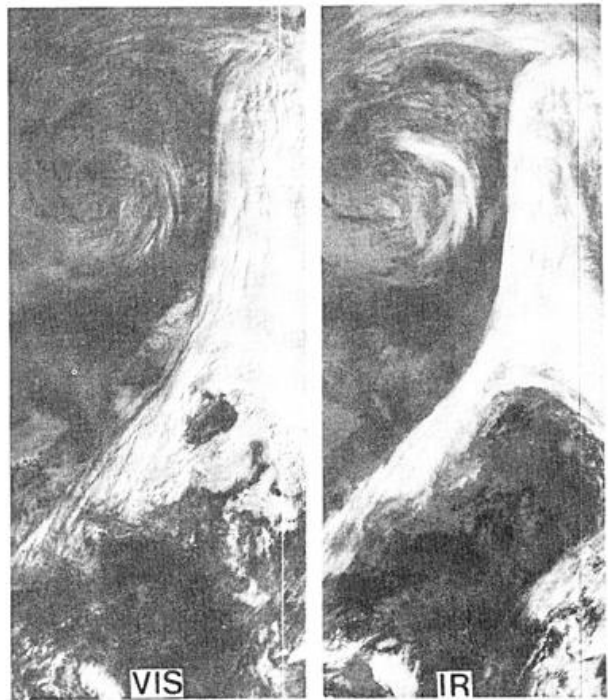


Abb.4: Jetstream-Wolken ü. Osteuropa  
 7.3.1978 NOAA 5 VHRR

### 3 MITTLERE UND POLARE BREITEN

Die bekanntesten synoptischen Systeme sind Zyklonen und Antizyklonen, gekoppelt mit langen Wellen in der oberen Troposphäre. Während die Bewölkungsverteilung in Antizyklonen stark abhängig von der geographischen Lage und der Jahreszeit ist, kann man Zyklonen in ihrem normalen Entwicklungsablauf deutlich klassifizieren. Besonderes Augenmerk verdienen außertropische Zyklonen mit Hurrikan-Intensität. Ihr Wellenstadium ist durch einen anormal großen "Wolkenkopf" gekennzeichnet, der zuerst in Satellitenaufnahmen sichtbar ist. Während numerische und andere Vorhersagen solche Systeme nicht erfassen, kann hier das Satellitenfoto eine wichtige Prognosehilfe solcher gefährlicher Wettersysteme sein. Abb.3 zeigt die Entwicklung der Welle in 2-stündigem Abstand (a-c) des "Capella"-Orkans vom Januar 1976, den man als klassischen Fall betrachten kann. Mit Vergleichsfällen sollen weitere gemeinsame Kriterien nach Satellitendaten erarbeitet werden.

Höhentiefs und Kaltlufttropfen sind in der Wolkenaufnahme ebenfalls identifizierbar; Ihre oftmals unvorhergesehene Verlagerung kann mit sorgfältiger Satellitenbildanalyse besser erfaßt werden. Im Bereich des Jetstreams existierende typische Wolkenformationen geben Rückschlüsse auf die Position der Achse und die Stärke der Strömung. Antizyklonal gekrümmte Cirrus-Bänder oder -Streifen liegen auf der äquatorwärtigen Seite, in der Nähe der Achse zeigt sich eine scharfe Kante im IR oder ein Schattenwurf auf tiefere Wolken im sichtbaren Bereich (Abb.4). Mit Daten geostationärer Satelliten erhält man die Windgeschwindigkeit.

## BEISPIELE ZUR ANWENDUNG VON SATELLITENBILDERN IN DER SYNOPTIK

Gerhard Hailzl

Zentralanstalt f Met u Geodyn, Hohe Warte 38, 1190 Wien, Österreich

In Satellitenbildern sind häufig front-ähnliche Wolkenbänder zu erkennen, die sich bezüglich ihres Aussehens von richtigen Fronten unterscheiden, weil sie eine andere Entstehungsursache haben. Dazu gehören zum Beispiel Wolkenbänder, die sich aus Kommas entwickeln und Scherungsbänder, die im antizyklonalen Scherungsbereich des Westwindbandes entstehen und sich innerhalb desselben nach Osten verlagern.

### 1 KLASSISCHE FRONT

Es gibt verschiedene meteorologische Größen, wie relative und thermische Vorticity, hyperbarokline Zone und thermischer Frontparameter, die eine Front charakterisieren. In einer klassischen Front liegen die Nulllinie der relativen Vorticity (Nl. d. r. V.) im 500-mbar-Niveau, die Nulllinie der thermischen Vorticity (Nl. d. th. V.) zwischen 1000 und 500 mbar und der thermische Frontparameter (TFP) in einer Schicht zwischen 850 und 500 mbar innerhalb des Wolkenbandes. Dieses befindet sich außerdem in einer hyperbaroklinen Zone (HZ), die für eine Schicht zwischen 850 und 500 mbar berechnet wurde.

Die Abb. 1 bringt ein Beispiel dafür. Sie zeigt eine Zyklone mit markant ausgeprägter Kaltfront. Unter Berücksichtigung der zweistündigen Zeitdifferenz zwischen Berechnungstermin und Aufnahmezeit des Satellitenbildes ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Nl. d. r. V. (ausgezogen), der Nl. d. th. V. (punktirt) und dem TFP (strichliert) zu erkennen. Außerdem liegt der größte Teil der Kaltfront in einer

HZ (strichpunktirt).

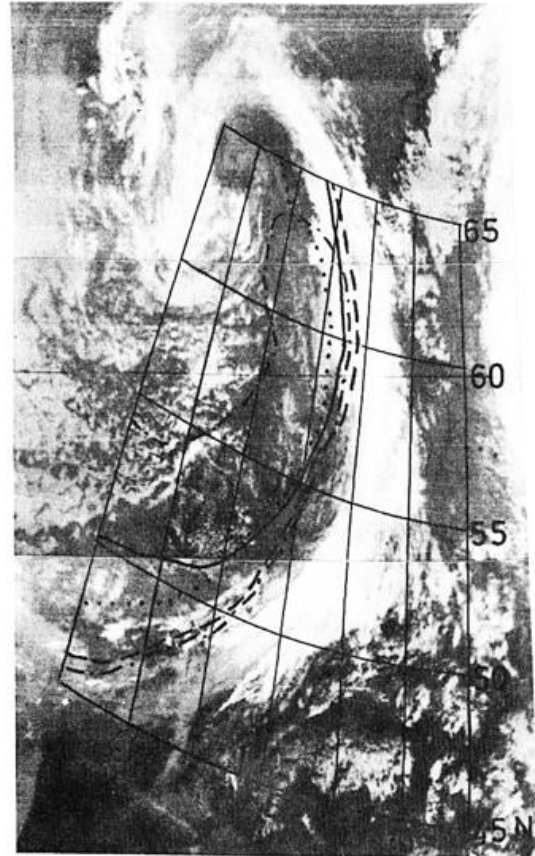


Abb.1: 21.8.79, 14.10 GMT, IR, TIROS N

### 2 VORTICITY ALS ENTSTEHUNGSURSACHE EINES FRONTÄHNLICHEN WOLKENBANDES

Als Gegensatz dazu zeigt die Abb.2 ein Wolkenband, das sich in Konfiguration, Größe und Wettererscheinungen von der Kaltfront in Abb. 1 wesentlich unterscheidet. Der Grund für dieses konträre Aussehen liegt in der Entstehungsursache. Das Wolkenband hat sich aus einem Komma entwickelt; es war also für dessen Ausbildung zyklonale Vorticity und kein horizontaler Temperaturgradient maßgebend. Betrachtet man nun die Nl. d. r. V., die Nl. d. th. V.,

den TFP und die HZ (Symbole wie in Abb. 1), so erkennt man, daß im Hauptbereich des frontähnlichen Wolkenbandes kein Frontparameter liegt. Dies ist ein eindeutiger Beweis dafür, daß es sich nicht um eine Front im klassischen Sinn handelt.

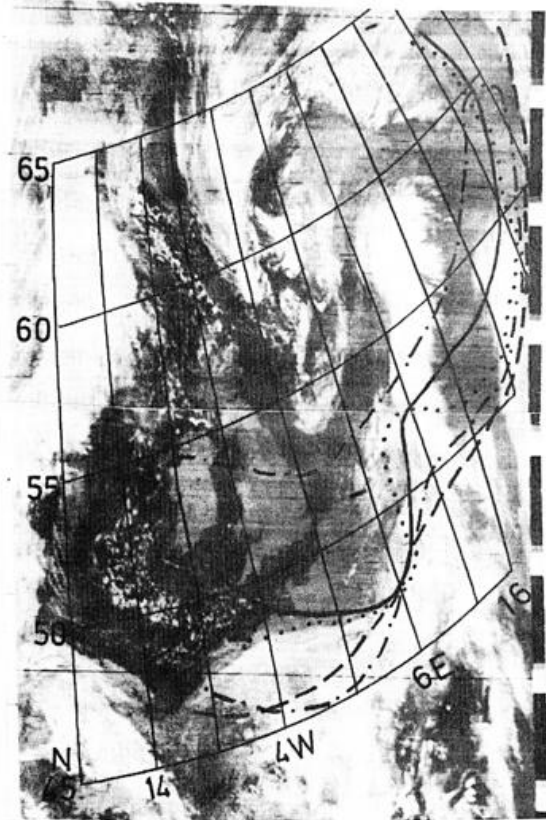


Abb.2: 23.3.79, 03.55 GMT, IR, TIROS N

### 3 ANTIZYKLONALE WINDSCHERUNG ALS ENTSTEHUNGSURSACHE EINES FRONTÄHNLICHEN WOLKENBANDES

Die Abb. 3 zeigt ein Wolkenband mit frontähnlichem Aussehen, das quer über den Atlantik bis zum Baltikum reicht und sich in Krümmung (antizyklonal), Größe und Struktur von einer klassischen Front unterscheidet. Es liegt im antizyklonalen Scherungsbereich eines markanten Westwindbandes mit relativ hohen Windgeschwindigkeiten. Die Entstehungsursache für das Wolkenband ist daher die mit dem Westwindband verbundene Windscherung. Betrachtet man nun in Abb. 3 die Nl. d. r. V., die

Nl. d. th. V., den TFP und die HZ (Symbole wie in Abb. 1), so läßt sich feststellen, daß mit Ausnahme des TFP die Frontparameter nicht mit dem Wolkenband übereinstimmen (kein Zeitunterschied zwischen Berechnungstermin und Aufnahmezeit des Satellitenbildes). Im Gegensatz zu einer aktiven klassischen Front, deren Bewölkungsfeld einen großen Winkel zur Höhenströmung bildet, liegt das hier diskutierte Wolkenband gemäß der vorhandenen Windscherung parallel zur Höhenströmung. Die Übereinstimmung des TFP mit dem Scherungsband spricht zwar für die Existenz eines Temperaturgegensatzes, das Fehlen aller anderen Frontparameter zeigt jedoch, daß es sich um keine klassische Front handelt. Allerdings kann sich, wie einige Untersuchungen ergeben haben, der Temperaturgegensatz verschärfen, was die Ausbildung einer Front im klassischen Sinn zur Folge hat.

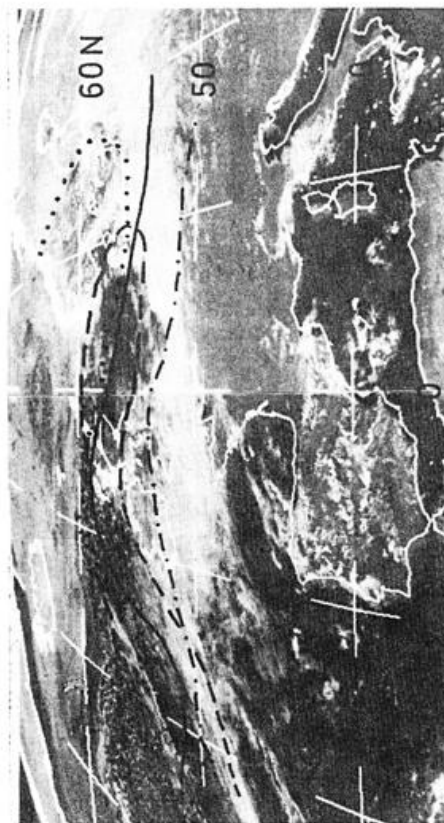


Abb.3: 18.9.79, 12.00 GMT, VIS, METEOSAT

## UNREGELMÄSSIGE LINIEN IM SATELLITENBILD (CONTRAILS)

Ute Katergiannakis

Institut für Meteorologie, Freie Universität Berlin

### 1 EINLEITUNG

In den Satellitenaufnahmen werden oft linienförmige Wolkenanordnungen angetroffen, die nicht ohne weiteres einer synoptischen Situation zugeordnet werden können. Grundsätzlich kann man zwischen "Unregelmäßigen Linien" im tiefen und hohen Niveau unterscheiden.

### 2 UNREGELMÄSSIGE LINIEN IM TIEFEN NIVEAU (SHIP-CONTRAILS)

Zuerst wurden diese "Unregelmäßigen Linien" in Satellitenaufnahmen des sichtbaren Kanals entdeckt. Die meist schmalen Wolkenstreifen fallen besonders durch ihre völlig unregelmäßige Anordnung auf. Sie verlaufen teilweise im spitzen Winkel oder sogar senkrecht zueinander. Bemerkenswert ist, daß sie nur über Meeresgebieten beobachtet werden und an windschwache Hochdrucklagen gebunden sind. Eine der ersten systematischen Untersuchungen der "Unregelmäßigen Linien" wurde von Conover 1966 durchgeführt. Er konnte mit Hilfe gleichzeitiger Flugzeug- und Satellitenbeobachtungen nachweisen, daß die

auffretenden Wolkenstreifen durch Tropfenformation an Kernen entstehen, die mit den Schiffsabgasen in die Atmosphäre transportiert werden. Sie treten nur auf, wenn die folgenden meteorologischen Bedingungen erfüllt sind:

- a.) Eine antizyklonale Wetterlage
  - b.) Schwache Winde am Boden (max. 20 kn) und in der unteren Atmosphäre
  - c.) Geringe Taupunktsdifferenz
  - d.) Stratocumulus, dünner Nebel oder Stratus
  - e.) Lufttemperatur  $\leq$  Wassertemperatur
  - f.) Inversion in der unteren Atmosphäre
- Diese Inversion scheint bei der Entstehung der Ship-Contrails besonders wichtig zu sein: Sie unterbindet einen vertikalen Austausch, an ihrer Untergrenze fließen die Wolken auseinander und überschreiten so erst das Auflösungsvermögen des Satelliten. Gleichzeitige Aufnahmen im Infraroten Bereich bestätigen diese Annahme. Sie zeigen im Gebiet der Ship-Contrails meistens eine einheitliche Tönung, so daß Untergrund und Bewölkung kaum voneinander zu unterscheiden sind. Die willkürliche Anordnung der Wolken wird dadurch erklärt, daß sie sich in Fahrtrichtung der Schiffe zeigen.

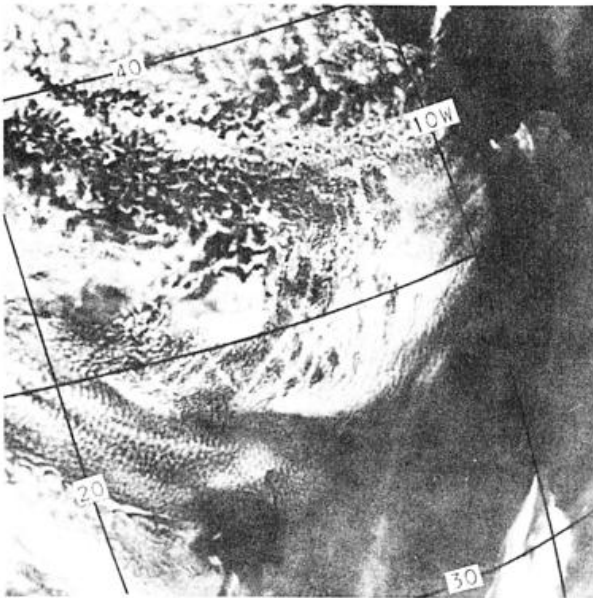


Abb.1: Ship-Contrails nördlich von Madelra - Vis-Aufnahme  
NOAA 5 - Umlauf 9723 - 4.7.78

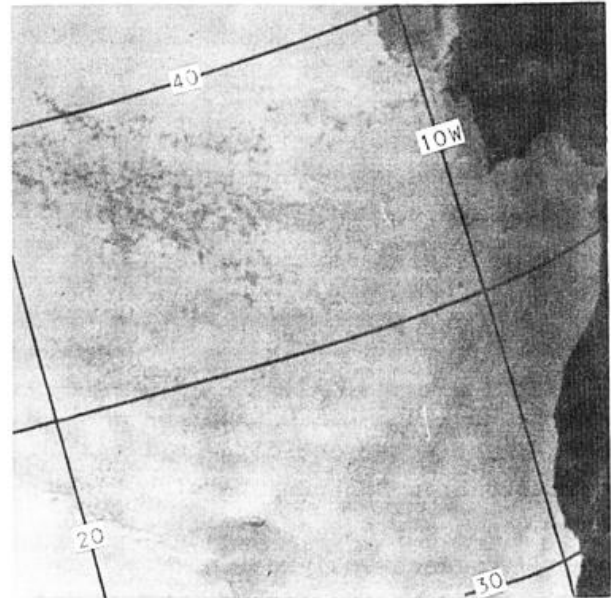


Abb.2: Zum Vergleich  
IR-Aufnahme  
NOAA 5 - Umlauf 9723 - 4.7.78

### 3 UNREGELMÄSSIGE LINIEN IM HOHEN NIVEAU (AEROPLANE-CONTRAILS)

Mit dem routinemäßigen Einsatz der VHR-Radiometer (Very High Resolution) mit einer Auflösung von ~1km (ab 1972 - NOAA 2) wurden auch in den IR-Aufnahmen unregelmäßig angeordnete Wolkenstreifen entdeckt. In gleichzeitig durchgeführten Aufnahmen des sichtbaren Bereichs sind sie nur sehr selten zu identifizieren. Der Grund dafür ist einmal ihre große Transparenz und zum anderen die größere Ausdehnung der thermischen Infrarotwolke. Im Gegensatz zu den "Unregelmäßigen Linien" im tiefen Niveau treten die cirriformen Wolkenstreifen sowohl über Land als auch über Meeresgebieten auf. Sie wurden gleich nach ihrer Entdeckung als Kondensstreifen von Flugzeugen interpretiert. Eine umfangreiche systematische Untersuchung für die Jahre 1974 und 1975 wurde von Kaminski (1977) durchgeführt. Aufgrund des ausgezeichneten Bochumer Bildmaterials gelang es ihm sogar eine Phänomenologie aufzustellen. Damit Kondensstreifen in den IR-Aufnahmen der Satelliten erscheinen können, müssen min-

destens die folgenden meteorologischen Bedingungen erfüllt sein:

- a.) Ein wolkenarmer Himmel oder tiefe, stratiforme Bewölkung und damit verbunden meistens eine antizyklonale Wetterlage.
- b.) Windgeschwindigkeiten in 200mb und 300mb nicht zu groß (<60kn).
- c.) Geringe Taupunktdifferenz
- d.) Im Niveau der Kondensstreifen Temperaturen unter  $-45^{\circ}$

Ausschlaggebend für die Persistenz eines Kondensstreifens ist, ob es ihm gelingt sich in eine Eiswolke umzuwandeln oder ob er vorher verdampft.

Während die Ship-Contrails keinen Jahresgang aufweisen, zeigen die Aeroplane-Contrails ein deutliches Maximum in den Monaten April/Mai/Juni/Juli und ein zweites, wesentlich schwächeres Maximum im September/Okttober.

### 4 LITERATUR

Conover, J.H.: Anomalous Cloud Lines  
J. Atm. Scie. 23 (1966) No. 6, S. 778-785

Kaminski, H.: Untersuchung von Umwelteinflüssen mit Hilfe von Satellitendaten

Sternwarte Bochum-Institut für Welt-  
raumforschung, März 1977



Abb. 3: Aeroplane-Contrails über Mitteleuropa - Vis-Aufnahme  
NOAA 5 - Umlauf 3734 - 27.5.77

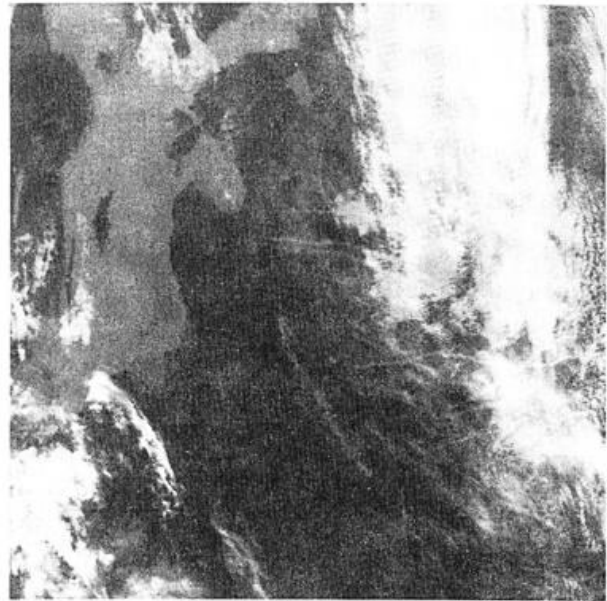


Abb. 4: Aeroplane-Contrails über Osteuropa - Vis-Aufnahme  
NOAA 5 - Umlauf 8338 - 3.6.78

THEORETISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUR MESSUNG DER PLAKTONKONZENTRATION  
MIT HILFE VON SATELLITEN

Gunthard Metzger

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

Michael Kerschgens

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

ABSTRACT

Es wird ein theoretisches Modell vorgestellt, welches mit Hilfe der Strahlungstransporttheorie eine Aussage über die Möglichkeiten der Fernerkundung von Planktonkonzentrationen im Ozean liefert. Das Modell berechnet in fünfzehn Spektralintervallen zwischen 0.3 und 0.76  $\mu\text{m}$  Strahlungsflüsse im Ozean und Strahldichten in der Atmosphäre. Das benutzte mathematische Verfahren besteht aus einer Kombination zwischen iterativem Lösungsschema und modifizierter Zwei-Strommethode. Die vorläufige Zielsetzung der Untersuchung besteht in der Beantwortung der Fragen: 1.) Wie ändert Plakton die Oberflächenalbedo des Meeres? 2.) Wie weit ist diese Änderung am Oberrand der Atmosphäre meßbar?

1 DIE ALBEDO DES MEERES UND IHRE ABHÄNGIGKEIT VON DER PLANKTONKONZENTRATION

Die Albedo der Meeresoberfläche, sie sei hier definiert als das Verhältnis der Flüsse, setzt sich hier wie folgt zusammen:

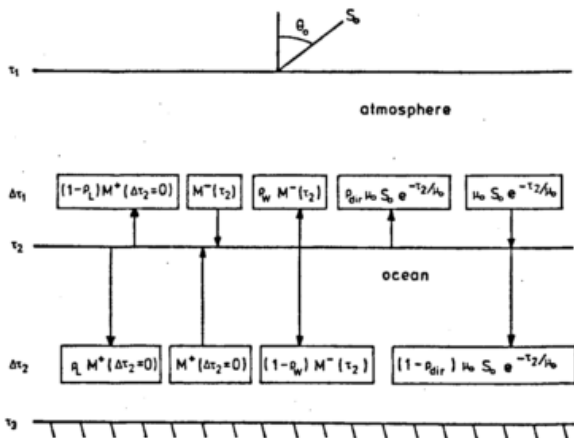


Abb. 1

Aus der oberen Atmosphäre erreichen diffuse ( $M^-(\tau_2)$ ) und direkte Strahlung ( $\mu_0 \cdot S_0 \cdot e^{-\tau_2/\mu_0}$ ) die Meeresoberfläche. Die diffuse Strahlung enthält die gesamte Streustrahlung der Atmosphäre, sie ist somit stark abhängig vom gewählten Atmosphärenmodell (Aerosolgehalt, Dunst, Wolken seien für diese Untersuchung vernachlässigt) und von der durchstrahlten Luftmasse, also vom Sonnenzenitwinkel  $\theta_0$  ( $\mu_0 = \cos\theta_0$ ). Diese beiden Strahlungsflußdichten werden teilweise von der Meeresoberfläche reflektiert ( $\rho_w \cdot M^-(\tau_2)$ ) und ( $\rho_{dir} \cdot \mu_0 \cdot S_0 \cdot e^{-\tau_2/\mu_0}$ ), teilweise transmittiert ( $(1 - \rho_w) \cdot M^-(\tau_2)$ ) und  $((1 - \rho_{dir}) \cdot \mu_0 \cdot S_0 \cdot e^{-\tau_2/\mu_0})$ .

Die Albedo der Meeresoberfläche ist, da sich die Reflektionsfunktionen für direkten und diffusen Anteil unterscheiden, stark abhängig vom Verhältnis zwischen direkter und diffuser Strahlung und somit auch eine Funktion der Trübung der Atmosphäre.

Abb. 2 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Für die Berechnungen zur Abb. 2 wurden die aus dem Ozean kommenden Flüsse vernachlässigt, was für einen klaren Ozean zulässig ist. Die Reflektionsfunktionen wurden nach Cox und Munk (1956) berechnet. Aufgetragen ist die Albedo der Meeresoberfläche spektral integriert als Funktion des Sonnenzenitwinkels und des Verhältnisses diffuser zu direkter Strahlung. Der Abbildung liegen Berech-

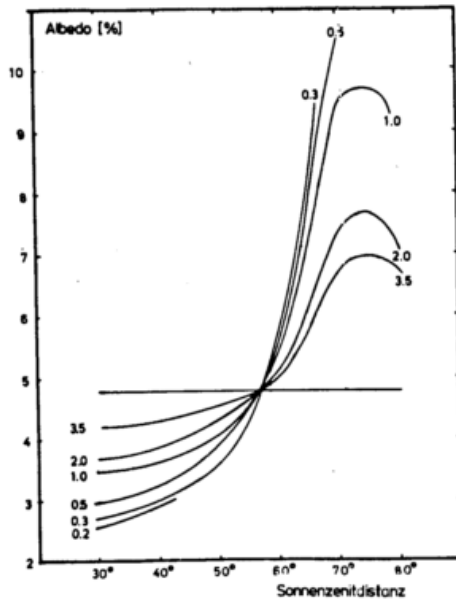


Abb. 2

nungen mit unterschiedlichen Modellatmosphären zugrunde. Sind im Meer streuende und absorbierende Partikel vorhanden, wie etwa Planktonpopulationen oder andere Schwebstoffe, so addiert sich zu den reflektierenden Flüssen noch ein aus dem Ozean kommender diffuser Fluß  $((1-\rho_L) \cdot M^+(\Delta\tau_2=0))$ . Dieser ist abhängig von der Reflexionsfunktion  $\rho_L$  und vom diffusen Strahlungsfeld im Ozean. Nur er beinhaltet Information über die Planktonkonzentration des Meeres.

2 EINIGE VORLÄUFIGE ERGEBNISSE

Den im folgenden vorgestellten Modellrechnungen liegen Chlorophyllabsorptionskoeffizienten nach Yentsch (1960) und ein empirisch bestimmter Streukoeffizient nach Højerslev (1974) zugrunde. Da zur Untersuchung der hier gestellten Fragen im Ozean nur die Kenntnis der Flüsse von Interesse ist, wird im Ozean mit einer modifizierten Zwei-Strommethode nach Kerschgens et al. (1978) gerechnet, die für Flüsse hinreichend genaue Resultate liefert.

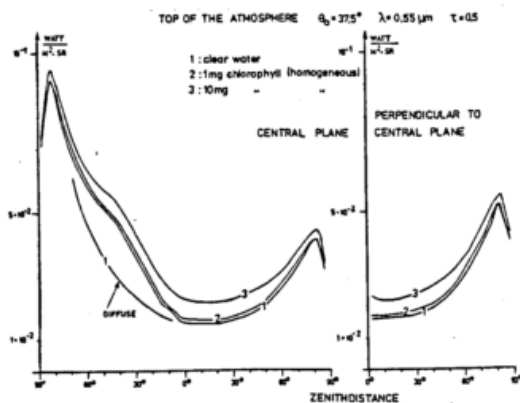


Abb. 3

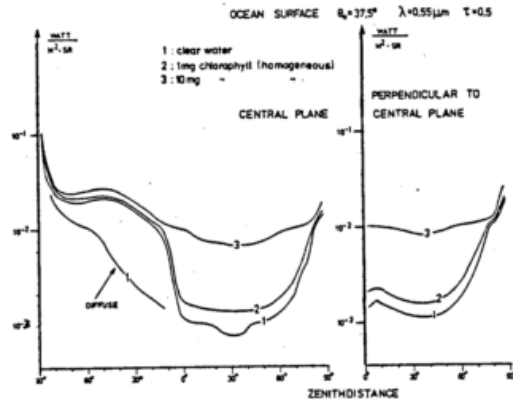


Abb. 4

Abb. 3 und Abb. 4 zeigen für die Wellenlänge  $\lambda = 0.55 \mu m$  die azimutale Verteilung der Strahldichten in der Hauptebene und senkrecht zur Hauptebene für zwei verschiedene Planktonkonzentrationen an der Meeresoberfläche und am Oberrand der Atmosphäre. Es wurde ein Atmosphärenmodell für mittlere Breiten im Sommer und eine Sonnenzenitdistanz von  $37.5^0$  benutzt.

LITERATUR

Cox, C, Munk, W.: Slopes of the Sea Surface deduced from Photographs of Sun Glitter. Bulletin of the Scripps (1956), S. 401-488

Højerslev, N.: Inherent and Apparent Optical Properties of the Baltic. Institut for fysisk Oceanografi, Copenhagen (1974) Report No 23, 41 S.

Kerschgens, M., Pilz, U., Raschke, E.: A modified two-stream approximation for computations of the solar radiation budget in a cloudy atmosphere. Tellus 30 (1978), S. 418-429.

Raschke, E.: Numerical Studies of solar heating of an ocean model. Deep-Sea Research, 22 (1975) S. 659-665

Yentsch, C.S.: The Influence of phytoplankton pigments on the colour of sea water. Deep-Sea Research, 7 (1960) S. 1-9.

## BEMERKUNGEN ZUM OPERATIONELLEN EINSATZ EINES LIDAR-SYSTEMS

K. Klapheck

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Im Zuge der vermehrten Anwendung von Fernmeßverfahren wurde vom Deutschen Wetterdienst eine Lidar-Anlage entwickelt und erprobt. Diese Anlage sollte in erster Linie troposphärisches Aerosol, insbesondere von künstlichen Aerosolquellen, ausmessen, darüberhinaus jedoch möglichst vielseitig verwendbar sein, z.B. in der indirekten Aerologie oder technischen Klimatologie, und nicht standortgebunden sein.

Wesentliche Vorarbeiten und Erfahrungen wurden von Borchardt und Rössler (1971) an einem kleineren Prototyp gemacht. Darauf fußend wurde eine neue Anlage in folgenden Punkten wesentlich verbessert: erhöhte Senderleistung, automatisierte Signalerfassung und vergrößerte Beweglichkeit der Gesamtanlage. Die Instrumentierung wird an Hand von Abb.1 beschrieben: Der Sender ist ein Rubin-Laser, der monochromatisches Licht der Wellenlänge  $\lambda = 694 \text{ nm}$  in Impulsen von 20 ns Dauer und etwa 2 Joule Energie mit einer Frequenz von maximal 1 Hz emittiert. Der Laser ist wassergekühlt, daher ist ein Wärmetauscher und ein zusätzliches Kühlaggregat erforderlich. Die Empfangsoptik besteht aus einem Cassegrain-Spiegelsystem von 30 cm Spiegeldurchmesser und einer mikrooptischen Bank. Sender und Empfänger sind parallel auf einer starken Eisengußplatte angeordnet, die auf einer horizontal und vertikal schwenkbaren, fahrbaren Lafette aufgesetzt ist. In beiden Drehrichtungen dienen Schrittmotoren als Antrieb, und Winkelcodierer übergeben die Winkelstellung an die Elektronik. Sender und Empfänger sind ausbaufähig für den Betrieb mit 2 Emissionswellenlängen.

Die Signalerfassung und -auswertung hat verschiedene Entwicklungsstufen durchgemacht. Wichtigste Glieder in dieser Verarbeitungskette sind der Photomultiplier, der das optische Signal in ein elektrisches wandelt, der Transientrecorder, der das Signal speichert und digitalisiert, sowie ein Prozessor, der die Informationen sammelt, Rechnungen durchführt und eine formgerechte Ausgabe vornimmt. Die Lidarsignale werden also on-line verarbeitet. Der Rech-

ner kann die gewünschten Informationen fast in Echtzeit liefern. Die Zentraleinheit hat eine Wortstruktur von 16-bit und einen Arbeitsspeicher von 128 KByte. Die hohe Speicherkapazität wird benötigt, um den starken Datenanfall bei hoher Schußfolge zu bewältigen. Ein schneller peripherer Speicher wurde wegen der rauen Arbeitsbedingungen nicht installiert. Weiterhin gehört ein Drucker mit Tastatur und Schreib/Lese-Einheiten für Kassetten sowie ein Inkrementalplotter als Standardausgabeinheit dazu. Die Anlage ist Assembler- und Fortran-programmierbar. Die gesamte Ausrüstung ist in einem 8 m langen Arbeitswagen untergebracht. Ein Dieselgenerator mit 48 KVA Anschlußwert steht bei Feldmessungen als Stromquelle zur Verfügung.

Die Auswertanlage eröffnete neue Arbeitsmöglichkeiten mit dem Lidar: Die Ergebnisse können unmittelbar in verschiedenartigen Diagrammen dargestellt werden. Die Pulsfolge erlaubt das schnelle Abtasten einer Ebene. Die Signalintensitäten werden in einem zweidimensionalen Richtungs-Entfernungs-Diagramm aufgetragen. Nach Eintragung der Isolinien erhält man einen Horizontal- oder Vertikalschnitt der relativen Aerosolverteilung, siehe das Beispiel in Abb.2. Man kann mehrere derartige Profile kurz nacheinander abtasten und speichern. Damit sind auch dreidimensionale Vorgänge wie die Ausbreitung von Schornsteinrauchfahnen und Kühlturmschwaden oder Konvektionsvorgänge zu erfassen und darzustellen.

Die Auftragung von Signalintensitäten in einem Zeit-Entfernungs-Diagramm bei festgehaltener Blickrichtung des Lidar ermöglicht es, Vorgänge im zeitlichen Verlauf darzustellen, s. Abb. 3. Die Änderung der Vertikalverteilung des Aerosols ist hier sofort abzulesen. Das Bild wird erstellt, indem mehrere aufeinanderfolgende Impulse gemittelt und als Signalpegel ausgegeben werden. Nach einer Zwischenzeit von 2 Minuten wiederholt sich der Vorgang. So kann über viele Stunden beobachtet werden. Andere Möglichkeiten der zeitabhängigen Darstellung sind die Auftragung in

einem zweidimensionalen Intensität-Zeit-Diagramm mit der Entfernung als Parameter sowie die Auftragung der Intensität über der Entfernung, wobei zeitlich nachfolgende Messungen diagonal versetzt werden.

Die dargestellten Signalintensitäten sind nach der Lidargleichung proportional dem Produkt aus Rückstreukoeffizient und Transmission der doppelten Weglänge. In einer horizontal homogenen Atmosphäre lassen sich beide Größen im Prinzip auch getrennt bestimmen. Von verschiedenen Autoren wird ein linearer Zusammenhang zwischen Massenkonzentration und Rückstreukoeffizient des Aerosols angegeben, der jedoch nur für einen Aerosoltyp Geltung haben kann; denn die Masse ist von der chemischen Zusammensetzung und die Rückstreuung von mehreren Aerosolparametern wie Größenverteilung, Brechungsindex und Form der Teilchen abhängig. Außerdem ist die starke Abhängigkeit der Streuung von der relativen Feuchte zu beachten.

Bei Streuung an Nebel- bzw. Wolkentröpfchen mit großer Anzahldichte wird die Deutung des Signals durch den Effekt der Mehrfachstreuung erschwert. Das Signal selbst ist weiterhin mit einer Meßgenauigkeit, die mit niedrigerem Pegel wächst, behaftet. Von diesen Unsicherheiten abgesehen erlaubt die gezeigte Methode die qualitative Darstellung der Aerosolverteilung in der Troposphäre.

Die Lidar-Meßprofile können zuverlässiger interpretiert werden, wenn begleitende Messungen, z.B. Radiometermessungen oder Sondenaufstiege zur Hilfe genommen oder wenn durch Erweiterung des Lidar-Gerätes in mehreren Wellenlängen gemessen werden kann. Dies würde jedoch einen hohen instrumentellen Aufwand bedeuten, ebenso wie etwa der Einsatz als Raman-Lidar zur Messung von Gasprofilen oder als Differential-Absorptions-Lidar zur Messung von Wasserdampfprofilen.

**Literatur:**

Borchardt, H. und J. Rössler: Erfahrungen und Überlegungen mit LIDAR am Meteorologischen Observatorium Aachen. Ber.Deutsch.Wetterd. Nr.125 (1971).

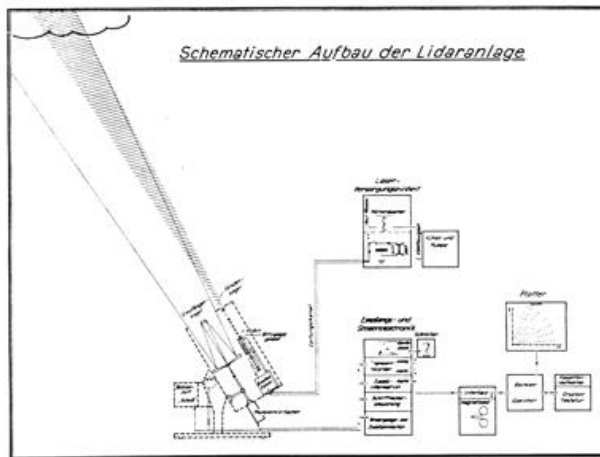


Abb. 1

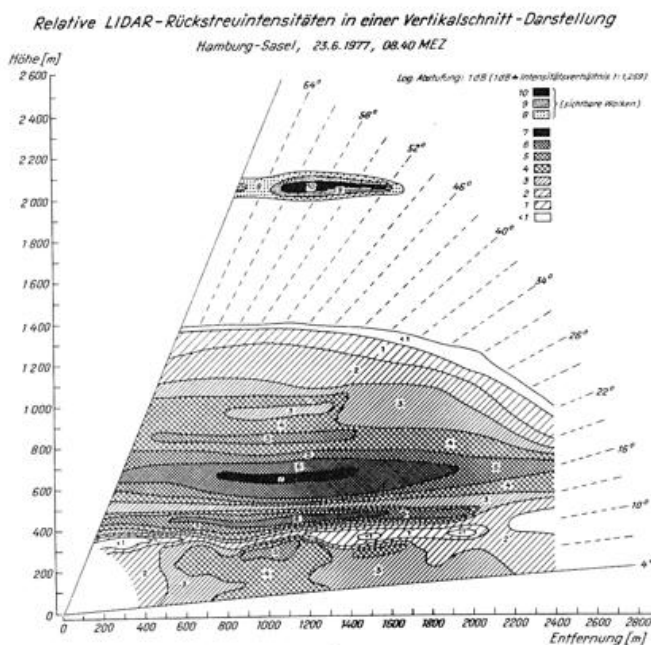


Abb. 2

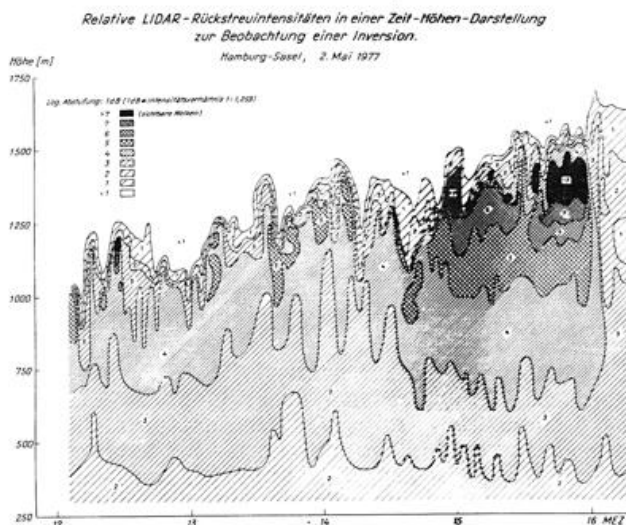


Abb. 3

## WASSESTEMPERATUR UND LUFTTROBUNG IN DER DEUTSCHEN BUCHT MITTELS METEOSAT

Peter Köpke  
Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

### ZUSAMMENFASSUNG

METEOSAT empfängt alle halbe Stunde Strahlung, u.a. aus dem Gebiet der Deutschen Bucht im sichtbaren und infraroten Spektralbereich. Daraus kann in wolkenfreien Fällen die Trübung der Atmosphäre und die Wasseroberflächentemperatur bestimmt werden. Hierzu ist jedoch erstens ein geeichtes Radiometer nötig und zweitens muß der Einfluß der atmosphärischen Parameter berücksichtigt werden, die neben der gewünschten Größe die Strahlung am Satelliten beeinflussen. Optische Messungen auf der Forschungsplattform Nordsee und numerische Simulation der Strahlung dienen dazu: 1. METEOSAT (nach-) zu eichen; 2. die mögliche Genauigkeit der Trübungs- und Temperaturmessung mittels METEOSAT zu bestimmen und 3. Korrekturtemperaturen anzugeben. Diese liegen bei der FPN zwischen 5 K und 10 K!

### 1 EINLEITUNG

Die Strahlung, die METEOSAT (Morgan, 1978) im sichtbaren und infraroten Spektralbereich empfängt, hängt ab von den optischen Eigenschaften des Untergrundes und der Atmosphäre sowie den Beobachtungswinkeln.

Wenn diese Parameter bekannt sind, kann die beim Satelliten eintreffende Strahlung in wolkenfreien Fällen berechnet werden. Durch Vergleich mit Satellitenmeßwerten ist damit eine Eichung im Flug möglich.

Um aus dem Signal am Satelliten die atmosphärische Trübung oder die Wassertemperatur zu bestimmen, muß der Einfluß der anderen, störenden Parameter ermittelt werden. Falls die Rechnungen ergeben, daß dieser Einfluß stark mit den Werten der Störparameter schwankt, müssen aktuelle Werte dieser Größen berücksichtigt werden. Der Einfluß der Störparameter steigt i.a. mit kleiner werdenden Elevationswinkeln wegen der größer werdenden relativen Luftmasse. Bei Wasser als Untergrund kommt die zunehmende störende Reflexion hinzu.

Wegen der Erdkrümmung nimmt die Elevation bei geostationären Satelliten zum Bildrand hin ab. Um die Information aus diesen Bereichen, z.B. Nord-europa bei METEOSAT, besser nutzen zu können, ist es deshalb nötig, den aktuellen Einfluß der Störparameter zu bestimmen. Hierzu - und zur METEOSAT Eichung mittels Bodenmeßwerten - fördert das BMFT das Vorhaben "Verifizierung von Satellitendaten" IVESA, über das hier berichtet wird.

### 2 FORSCHUNGSPLATTFORM NORDSEE UND METEOSAT

Gemessen wird auf der FPN (RF, 1978) bei 54.7° Nord und 7.2° Ost. Dieser Punkt liegt im METEOSAT-Bild nur 6% des Radius vom Rand entfernt. Durch die Position mehr als 80 km vom Land entfernt, können die Bedingungen um die FPN als einheitlich angesehen werden, eine notwendige Voraussetzung für Strahlungsrechnungen.

Die Elevation von METEOSAT bei der FPN beträgt 27.2°, das entspricht einer relativen Luft-

masse von 2.1. Die Größe eines Bildpunktes im Infrarot beträgt 12 km mal 6 km, im Sichtbaren die Hälfte.

### 3 SICHTBARER SPEKTRALBEREICH

Dieser Kanal liegt bei METEOSAT zwischen .4 und 1.1  $\mu\text{m}$ . Er ist in erster Linie zur Wolkenbeobachtung gedacht und deshalb nicht geeicht. Im wolkenfreien Fall über Wasser außerhalb des Sonnenreflexes wird das Signal überwiegend und fast linear (Köpke, 1977) durch die Trübung der Atmosphäre bestimmt. Eine Trübungsbestimmung mittels METEOSAT ist daher grundsätzlich möglich, wegen der groben Digitalisierung und der spektralen Breite jedoch nur in großen Stufen.

Bei wolkenfreien Bedingungen werden folgende Parameter gemessen:

- mit einem Aktinometer bei 10 Wellenlängen zwischen .44 und 2.2  $\mu\text{m}$ : spektrale optische Dicke;
- mit einem schnellen Radiometer bei 5 Wellenlg. zwischen .44 und .75  $\mu\text{m}$ : von Wasser und Himmel kommende winkelabhängige Strahldichten;
- mit einer Kamera: prozentuale Schaumbedeckung;
- weiter von der FPN Besatzung u.a.: Sichtweite, Windrichtung und -geschwindigkeit u. Wellenhöhe.

Das Strahlungsfeld wird mit einem Computerprogramm von Quenzel (1978) simuliert. Durch Integration über die Wellenlängen unter Berücksichtigung der Filtertransmission, von Wasserdampf,  $\text{O}_3$ , Ozean mit Wellen und Schaum und Aerosoltyp und -menge werden METEOSAT -Strahldichten berechnet.

Eine Änderung der Trübung von mittel auf kräftig vergrößert das Signal um rund 40%. Eine realistische Variation der Wasserdampf- und  $\text{O}_3$ -Menge ergibt eine Änderung von rund 6%.

Eindeutige Eichwerte für den Kanal im Sichtbaren gibt es nicht, da diese von der spektralen Verteilung der Strahlung abhängen, die das Signal erzeugt. Ein vorläufiger Eichwert (die Messungen sind bei Redaktionsschluß noch nicht ausgewertet) ergibt sich durch Vergleich von METEOSAT Graustufen mit gerechneter Strahldichte für mittlere Trübung:

Graustufe 12 entspricht rund  $8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ .

#### 4 INFRAROT SPEKTRALBEREICH

Dieser Kanal von METEOSAT (zwischen 10.5 und 12.5  $\mu\text{m}$ ) soll der Bestimmung der Oberflächen- und Wolkentemperatur dienen. Im wolkenfreien Fall über Wasser wird das Signal auch überwiegend von der Oberflächentemperatur bestimmt. Es wird jedoch durch das geringe Emissionsvermögen des Wassers sowie durch Wasserdampf, Dimere, Aerosol,  $\text{O}_3$  und  $\text{HNO}_3$  verändert.

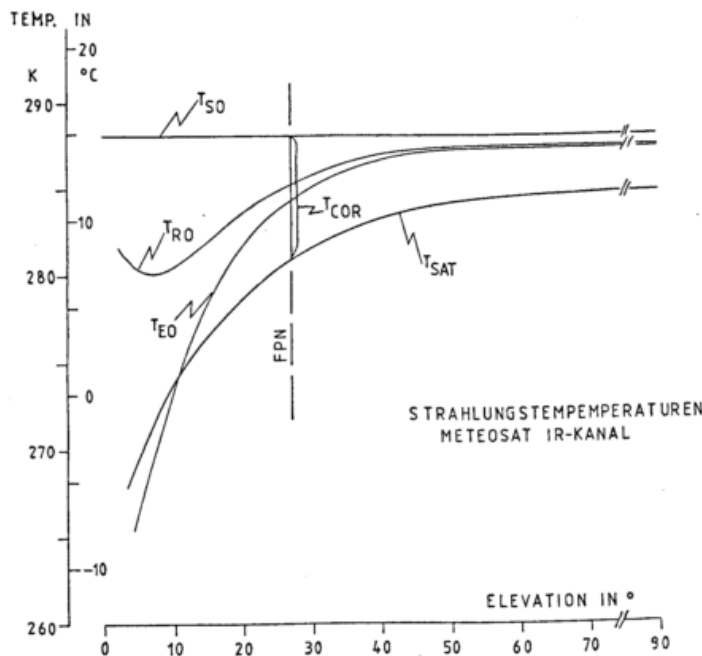
Bei wolkenfreien Bedingungen werden folgende Parameter gemessen:

- mit einem Radiometer mit Eichtopf: Strahlungstemperatur;
- mit schwimmendem Thermometer: Wassertemperatur in 10 cm Tiefe;
- weiter von der FPN-Besatzung u.a.: Lufttemperatur und Feuchte, Wassertemperatur in 4 m Tiefe.

Radiosondenwerte stehen von Schleswig zur Verfügung.

Die Strahlung am Satelliten wird mit einem Computerprogramm berechnet, das auf einem Programm von Grassl (1974) aufbaut, durch Integration über die Wellenlänge unter Berücksichtigung der Filtertransmission und aller oben angegebenen Größen, einschließlich dem wellenlängenabhängigen Emissionsvermögen der Wasseroberfläche.

Die Abbildung zeigt die Strahlung, angegeben als Äquivalenttemperatur, in Abhängigkeit von der Elevation, bei fester Atmosphäre (US-Stand mit maritimem Aerosol, 7.7 m/sec Wind).



Die Oberflächentemperatur  $T_{SO}$  ist natürlich unabhängig von der Elevation, wogegen die Emissionstemperatur  $T_{EO}$  mit der Elevation sinkt. Abgeschwächt wird dieser Effekt durch verstärkte Reflexion wärmer werdender Himmelsbereiche in der Summe der an der Wasseroberfläche nach oben gehenden Strahlung  $T_{RO}$ . Die Absorption in der Atmosphäre, die die Atmosphärenemission überwiegt, nimmt dagegen mit der relativen Luftmasse zu,

sodaß  $T_{SAT}$  im Nadir um rund 4 K höher ist als unter dem Winkel der FPN.

Um aus der Äquivalenttemperatur am Satelliten die Wasseroberflächentemperatur zu erhalten, muß eine Korrekturtemperatur addiert werden, mit der die genannten Effekte berücksichtigt werden. Bei der FPN führen verschiedene realistische Atmosphärenmodelle zu Korrekturtemperaturen zwischen 5 und 10 K. Damit wird einerseits die Notwendigkeit der Korrektur bei hoher nördlicher Breite gezeigt und andererseits vorgeführt, daß eine Korrektur mit klimatologischen Mittelwerten nur eine sehr ungenaue Bestimmung der Temperatur vom Satelliten aus erlaubt.

Eine vorläufige Nacheichung des METEOSAT IR-Kanals ergibt einen rund 1 K höheren Temperaturwert als im Calibration Report (Morgan, 1979) genannt. Die Schwankung der Werte durch ungenaue Pixelposition und unsichere Atmosphärenwerte überdeckt jedoch die im Report angegebenen Werte.

#### 5 LITERATUR

- Grassl, H.: Influence of different absorbers in the window region on radiative cooling (and on surface temperature determination). Beitr. Phys. Atmosp., 47 (1974), S.1-13.
- Köpke, P.: Bestimmung der atmosphärischen Trübung mittels geostationärem Satelliten. Münchener Universitätschriften, Fachber. Phys. Wiss. Mitt. Nr. 30. (1977).
- Morgan, J.: Introduction to the METEOSAT System. ESOC Darmstadt (1978), MDMD/MET/JM-bd/833
- Morgan, J.: METEOSAT 1, Calibration Report, Is 3. ESOC Darmstadt (1979), MDMD/MET
- Quenzel, H.: Computation of luminance and color distribution in the sky. In: Nagel, M. (Ed.): Daylight illumination - color - contrast tables for fullform objects. New York (1978): Academic Press.
- RF = Reedereigemeinschaft Forschungsschiffahrt: Forschungsplattform Nordsee, technische Daten (1978). August Bebel Allee 1, 28 Bremen 41.

LASER-DOPPLER-METHODE ZUR INDIREKTEN MESSUNG DES WINDES

Friedrich Köpp

DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Oberpfaffenhofen

**KURZFASSUNG** Das Laser-Doppler-Verfahren kann zur indirekten Messung des Windfeldes über Entfernungen von mehr als 1000 m herangezogen werden. Das Meßprinzip und einige Eigenschaften eines CO<sub>2</sub>-Dauerstrich-Systems werden beschrieben. Aus der Fülle der Anwendungsgebiete werden zwei für die Flugsicherung bedeutungsvolle Aufgabenstellungen herausgegriffen.

1 EINLEITUNG

Untersuchungen über Flugzeug-Unfälle bzw. Zwischenfälle während der Start-, Anflug- und Landephase haben ergeben, daß diese in verschiedenen Fällen durch Windscherungen in geringen Höhen verursacht wurden (Shrager, 1977). In Bodennähe werden Scherwinde durch Fronten, Seewinde, Low Level Jets und Gewitterböen hervorgerufen. Sie zu erfassen, bevor sie die Anflugbereiche eines Flughafens erreicht haben, ist eine vordringliche Aufgabe zur Erhöhung der Flugsicherheit, die mit konventionellen Windmeßsystemen nicht gelöst werden kann. Ein weiteres Problem stellen die durch große Flugzeuge hervorgerufenen Wake-Turbulenzen dar, durch die nachfolgende Maschinen gefährdet werden. Die Überwachung von Wake-Turbulenzen ermöglicht eine enge Staffelung startender und landender Flugzeuge, wodurch nicht nur die Sicherheit sondern auch die Kapazität an stark frequentierten Flughäfen gesteigert wird. Diese beiden Beispiele aus der Flugsicherung stehen stellvertretend für viele weitere Meßaufgaben aus z.B. der Meteorologie, dem Umweltschutz oder dem militärischen Bereich, die alle die Erfassung des Windfeldes über große Entfernungen beinhalten.

In den letzten Jahren wurde im In- und Ausland mit Nachdruck an indirekten Verfahren gearbeitet, die die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit räumlich und zeitlich kontinuierlich erfassen. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Laser-Doppler-Methode am geeignetsten ist, den vielfältigen Anforderungen an ein universelles Windmeßsystem gerecht zu werden (Köpp, Werner, 1977).

2 MESSPRINZIP

Das Laser-Doppler-Anemometer (LDA) ist ein aktives Meßsystem zur indirekten Bestimmung des Windes. Als Strahlungsquelle dient ein Dauerstrichlaser, dessen Energie über ein Spiegelteleskop auf das Meßvolumen im Abstand R fokussiert wird (Abbildung 1). Ein Teil der Strahlung wird von den Aerosolpartikeln, die mit dem Wind durch das Meßvolumen bewegt werden, zurückgestreut. Dabei erfährt die gestreute Strahlung eine Doppler-Frequenzverschiebung von

$$\Delta f_D = 2 \frac{v_r}{c} f_0 \quad (1)$$

f<sub>0</sub>: Frequenz der Laserstrahlung  
c: Lichtgeschwindigkeit

v<sub>r</sub>: Windkomponente in Meßrichtung (Radialkomp.).

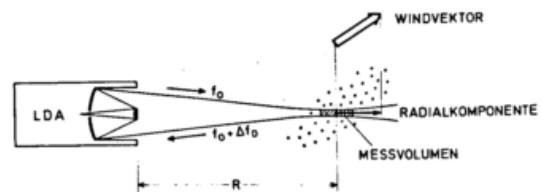


Abbildung 1: Messung der Radialkomponente des Windvektors mit einem LDA

Die zurückgestreute, frequenzverschobene Strahlung wird vom Spiegelteleskop wieder gesammelt. In einem Interferometer wird sie mit nicht Doppler-verschobener Laserstrahlung eines Local Oscillators gemischt und auf den Detektor abgebildet. Bei dieser kohärenten Empfangstechnik entsteht ein Signal, das mit der Schwebungsfrequenz  $\Delta f_D$  moduliert ist. Aus  $\Delta f_D$  läßt sich die Radialkomponente des Windvektors im Abstand R ermitteln. Die Variation der Radialkomponente erfolgt durch Änderung der Teleskopbrennweite. Ein automatischer Abtastmechanismus, der den Meßstrahl in vorprogrammierten Azimut- und Elevations-Richtungen ablenkt, erlaubt die Erfassung eines Feldes von Windvektoren.

3 SYSTEMEIGENSCHAFTEN

Kernstück eines LDA ist der Laser, dessen Wellenlänge aus Gründen der Augensicherheit und der geringeren atmosphärischen Störungen im Bereich des thermischen Infrarot liegt. Es bieten sich CO<sub>2</sub>-Dauerstrichlaser an, die in geschlossener Bauweise mit 10 - 20 W Ausgangsleistung erhältlich sind. Hohe Anforderung wird an die Frequenzkonstanz gestellt, da eine Kurzzeitstabilität besser als 1 : 10<sup>6</sup> erforderlich ist.

Die Referenzstrahlung für die kohärente Empfangstechnik liefert der Local Oscillator, der eine definierte Frequenzverschiebung von einigen MHz gegenüber der Laserfrequenz aufweist. Dies läßt sich entweder durch eine Bragg-Zelle oder durch einen zweiten Laser, der an die Hauptlaserfrequenz starr gekoppelt ist, erreichen.

Bei der Wahl des Teleskopdurchmessers D ist zu berücksichtigen, daß die Länge des Meßvolumens

$$\Delta R = \frac{8 \lambda}{\pi} \left( \frac{R}{D} \right)^2 \quad (2)$$

für große D abnimmt, d.h., im Interesse einer guten Entfernungsauflösung ist ein großes Teleskop zu wählen. Für das Signal-Rausch-Verhältnis bringt ein großer Durchmesser keine Verbesserung, weil ab der sog. effektiven Apertur, die in diesem Fall bei  $D \approx 30$  cm liegt (Schwiesow, Cupp, Derr, 1979), der Energiegewinn durch Kohärenzverluste (hervorgerufen durch atmosphärische Turbulenz) nahezu kompensiert wird. Nachdem die Größe eines LDA-Systems primär durch die Teleskopabmessungen bestimmt wird, sollte D aber möglichst klein gehalten werden. Einen guten Kompromiß stellt ein 50 cm Spiegel dar, für den sich eine Range-Auflösung zwischen 1 m bei  $R = 100$  m und 108 m bei  $R = 1000$  m errechnet.

Die Genauigkeit, mit der sich die Radialkomponente bestimmen läßt, wird in der Praxis durch die Filterbreite des Spektrumanalysators festgelegt. Mit kommerziellen Surface-Acoustic-Wave-Analysatoren kann eine Auflösung von 60 kHz, entsprechend 0,32 m/s erzielt werden. Die Genauigkeit für die Windrichtung liegt bei ca.  $5^\circ$ .

Die Ermittlung des Windvektors aus einer Reihe von Radialkomponenten erfolgt am zweckmäßigsten nach der aus der Radartechnik übernommenen Methode des konischen Scans. Es wird unter einer Elevation  $\theta$  in einer Entfernung R die Radialkomponente  $v_r$  gemessen. Durch schrittweises Abtasten des Azimuts  $\phi$  zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  erhält man einen sinusförmigen Verlauf von  $v_r$  (Abbildung 2). Aus der Lage des Maximums ergibt sich direkt die Windrichtung  $\phi_w$ . Die horizontale Windkomponente läßt sich aus der Amplitude  $v_m$ , die Vertikalkomponente aus der Ablage z ableiten. Nach Änderung von R und  $\theta$  wird der Wind in anderen Höhen auf gleiche Weise ermittelt; es ergibt sich ein Vertikalprofil von Windvektoren.

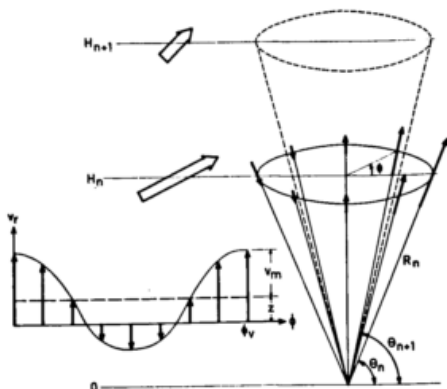


Abbildung 2: Methode des konischen Scans zur Bestimmung vertikaler Windprofile

#### 4 ANWENDUNGSBEISPIELE

Das LDA läßt sich für die verschiedensten Anwendungsgebiete einsetzen. Voraussetzung dafür ist lediglich die Optimierung des Scanvorgangs, d.h., die Anpassung der Range-, Azimut- und Elevationsabtastung auf die spezielle Meßaufgabe. Auf die Bestimmung des vertikalen Windprofils nach der Methode des konischen Scans wurde bereits hingewiesen. Weitere Einsatzgebiete sind die Untersuchung und Langzeitüberwachung von Transportvorgängen für den Umweltschutz oder die Bestimmung des Crosswindes für militärische Anwendung.

Wie in der Einleitung bereits angedeutet, ist der Einsatz des LDA an Flughäfen zur Messung von

Scherwinden und Wake-Turbulenzen von besonderer Bedeutung. Der konische Scan eignet sich zur Erkennung von Windscherungen in einem Bereich von wenigen hundert Metern Durchmesser über der Meßstation. Dabei könnte z.B. ein Höhenbereich von 500 m mit einer Auflösung von 25 m abgedeckt werden. Zusätzlich kann in Richtung des Gleitpfades gemessen werden, um aus Unstetigkeiten in der Radialkomponente auf den Durchzug von Fronten und Böenlinien zu schließen.

Zur Messung von Wake-Turbulenzen muß der Scanvorgang modifiziert werden. Die Aufgabe besteht darin, die von startenden und landenden Flugzeugen erzeugten Turbulenzkörper zu erfassen und ihre Auflösung bzw. ihren Abtransport mit dem Wind zu überwachen. Dazu genügt es, in einer Ebene senkrecht zur Landebahn entlang eines sog. Fingerscans (Abbildung 3) zu messen.

Bereits 1976 wurde am John F. Kennedy International Airport, New York, ein  $CO_2$ -LDA zur Überwachung von Scherwinden und Wake-Turbulenzen erprobt (Brashears, Hallock, 1976). Die positiven Ergebnisse dieser und weiterer Erprobungen lassen erwarten, daß dieses Verfahren in naher Zukunft zumindest auf verkehrsreichen Flugplätzen zum Einsatz gelangt.

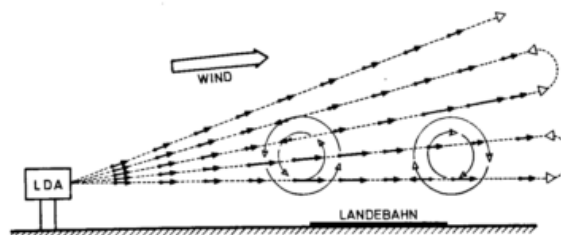


Abbildung 3: Nachweis von Wake-Turbulenzen nach der Methode des Fingerscans

#### 5 SCHLUSSBEMERKUNG

Das Laser-Doppler-Anemometer eignet sich ausgezeichnet zur indirekten Messung des Windfeldes über Entfernungen von 1000 m und mehr. Nachdem die Entwicklungsarbeiten bei Industriefirmen bereits sehr weit fortgeschritten sind, bietet es sich für eine Einrichtung wie die DFVLR an, ein fertiges System zu kaufen und an einer Versuchsstrecke zu erproben. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse können dann als Voraussetzung für einen Routinebetrieb genutzt werden.

#### LITERATUR

Brashears, M.R.; Hallock, J.N.: The measurement of wind shear and wake vortices by laser Doppler velocimetry. Vorgetragen auf 7th Conference on Aerospace and Aeronautical Meteorology, Melbourne, Fla. 1976.

Köpp, F.; Werner, C.: Meßmethoden zur indirekten Bestimmung des Windes. DFVLR IB 553-77/5, 1977.

Schwiesow, R.L.; Cupp, R.E.; Derr, V.E.: Atmospheric effects on infrared Doppler lidar. Vorgetragen auf 9th International Laser Radar Conference, München, Juli 1979.

Shrager, J.: The analysis of national transportation safety board large fixed-wing aircraft accident/incident reports for the potential presence of low-level wind shear. U.S. Department of Transportation Rpt. No. FAA-RD-77-33, Final Rpt. Feb. 1977, Washington, D.C.

KOMBINIERTE STEREO-ZEILENABTASTUNG UND LASER-HÖHENMESSUNG ZU WINDBESTIMMUNG UND WOLKEN-ANALYSE VON EINEM POLAREN WETTERSATELLITEN AUS

Dieter Lorenz und Erich Schmidt

Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Oberpfaffenhofen  
Institut für Physik der Atmosphäre, Forschungsbereich Nachrichtentechnik und Erkundung

KURZFASSUNG

Mit Hilfe eines Stereo-Zeilenabtasters und eines Laser-Höhenmessers besteht die Möglichkeit, von einem polaren Wettersatelliten aus Wolkenzug- und damit Windmessungen auch in polaren Breiten durchzuführen. Darüber hinaus kann eine derartige Gerätekombination Lufttemperaturen und Wolkennhöhen bestimmen helfen sowie außerdem wesentliche Hilfen für die Wolkenanalyse aus dem Weltraum liefern. Ein entsprechender Gerätevorschlag der DFVLR Oberpfaffenhofen wird vorgestellt; Anwendungsmöglichkeiten werden diskutiert.

1 WINDBESTIMMUNG

Windvektoren werden in der Satellitenmeteorologie heute vorzugsweise aus dem Wolkenzug mit Hilfe von Bilddaten geostationärer Satelliten bestimmt, und zwar wird dazu in der Regel die Verlagerung der Wolken in einem Zeitintervall von einer halben Stunde benutzt. Die Höhenzuordnung erfolgt über die im 10  $\mu\text{m}$ -Bereich gemessene Strahlungstemperatur der Wolken. Wegen der Äquatorposition geostationärer Satelliten können diese Methoden in höheren Breiten nur unter ungünstigen Sichtwinkeln und in den Polargebieten überhaupt nicht angewandt werden. Diese Bereiche lassen sich nur von polaren Satelliten aus optimal erfassen.

Im Prinzip sind zeitlich versetzte Aufnahmen ein und derselben Wolke auch von einem polaren Satelliten aus möglich, allerdings von zwei verschiedenen Orten aus und damit unter unterschiedlichen Winkeln. Man kann das mit einem Zeilenabtaster mit zwei gegeneinander geneigten Abtastebenen (Konvergent-Abtastung) vornehmen. Die Zeitunterschiede sind hier allerdings nur in der Größenordnung von Minuten, so daß, um die gleiche Genauigkeit wie bei der Windvektorbestimmung von geostationären Satelliten zu erreichen, die optische Auflösung um eine Größenordnung höher sein muß. Dafür verändern sich in den kurzen Zeitintervallen die Wolken viel weniger als in einer halben Stunde.

Bei der Beobachtung der Wolken von zwei verschiedenen Orten aus wird der Wolkenzug durch eine in Flugrichtung des Satelliten zusätzliche, von der Höhe abhängige Komponente verfälscht (s. Abb. 1). Dies läßt sich aber bei bekannter Höhe eliminieren. Kombiniert man deshalb den Zeilenabtaster mit zwei geneigten Abtastebenen mit z.B. einem Laser-Höhenmesser, so läßt sich nicht nur diese zusätzliche Komponente eliminieren, sondern auch gleichzeitig eine exakte

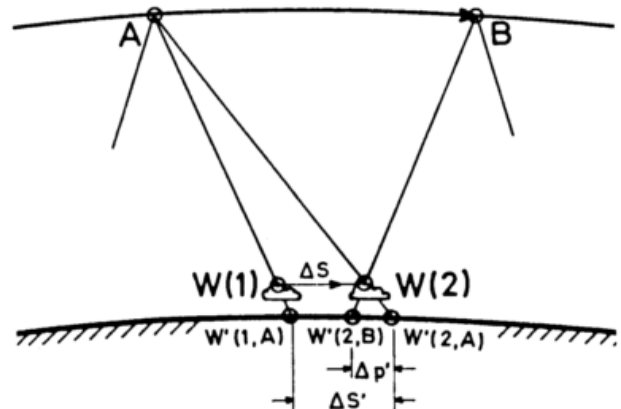


Abb. 1. Verfälschung der flugbahnparallelen Wolkenzugkomponente durch die Abtastung von verschiedenen Positionen aus. A, B Satellitenorte zu den Zeiten  $t_1, t_2$ , W(1), W(2) Wolkenorte zu den Zeiten  $t_1, t_2$ , W'(1,A), W'(2,A), W'(2,B) Projektion von W(1), W(2) auf die Erdoberfläche von A bzw. B aus,  $\Delta s, \Delta s'$  satellitenbahnparallele Wolkenzugkomponente in der Zeit  $t_2 - t_1$  bzw. deren Projektion,  $\Delta p'$  höhenabhängiger Fehler von  $\Delta s'$  infolge Abtastung von B aus.

Höhenangabe für die betreffende Wolke und damit das Windniveau machen. Der Leistungsbedarf eines solchen Lasersende- und -empfangssystems ist wesentlich geringer als für ein Doppler-Lidarsystem zur unmittelbaren Windmessung über die Aerosol-Rückstreuung, wie sie z.B. in NASA-Planungen genannt wird (Atlas et al. 1978).

2 WOLKENANALYSE UND WOLKENHÖHENBESTIMMUNG

Aus den Aufnahmen, die sich bei der beschriebenen Konvergentabtastung ergeben, las-

sen sich stereoskopische Bilder gewinnen, die die Analyse von Satelliten-Wolkenbildern wesentlich erleichtern. Aber auch Wolkenhöhenmessungen können mit diesen Bildern gemacht werden (Lorenz u. Schmidt, 1979). Allerdings führt, weil die Abtastung einer bestimmten Wolke zu unterschiedlichen Zeitpunkten vorgenommen wird, die flugbahnparallele Wolkenzugkomponente zu einem Höhenfehler. Dieser läßt sich jedoch durch die Laserhöhenmessung korrigieren. Auf diese Weise erhält man die Möglichkeit einer Höhenmessung auch außerhalb der mit dem Laser vermessenen Referenzpunkte.

### 3 ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN

Versieht man den Konvergent-Abtaster mit Kanälen im Kurzweiligen und im thermalen Infrarot (10,  $\mu\text{m}$ -Bereich; ein 6,  $\mu\text{m}$  Wasserdampf-Kanal kann zusätzlich von Interesse sein), so ist ein Tag- und Nachtbetrieb möglich unter der noch zu untersuchenden Voraussetzung, daß die Wolkenkonturen im Rahmen der Meßgenauigkeit in beiden Spektralbereichen identisch sind. Außerdem liefert der 10,  $\mu\text{m}$ -Kanal auch die Temperatur bei hinreichend dichten Wolken nebst Höhenzuordnung.

Auf diese Weise kann man die folgenden Produkte erhalten: Wolkenzug und damit (unter den bekannten Einschränkungen) Windvektoren mit Höhenzuordnung für ein Netz von Meßpunkten, dessen Dichte von der erreichbaren Laserimpulsfrequenz abhängig ist, Wolkentemperatur (bei hinreichend dichten Wolken) mit Höhenzuordnung, Wolkenhöhe und stereoskopische Wolkenbilder.

Die aus dem Wolkenzug abgeleiteten Windvektoren lassen sich z.B. als Eingangsdaten für Wetteranalyse und Vorhersagemodelle verwenden, ebenso die aus den Wolkentemperaturen abzuleitenden Lufttemperaturen. Bei den Wolkenhöhen sind z.B. die Wolkenobergrenzen für die Flugwetterberatung von Interesse. Dabei ist aber für den Routinebetrieb nicht an eine Vermessung des ganzen Wolkenbildes gedacht, sondern nur von einzelnen, besonders interessierenden Ausschnitten oder auch nur Punkten. Eine Darstellung der gesamten Wolkenhöhen, z.B. in Form eines Höhenlinienbildes ist nämlich viel unanschaulicher als ein stereoskopisches Bild, das dem Meteorologen bei Analyse und Vorhersage deshalb viel hilfreicher ist.

Aus dem Bereich der Forschung sollen hier von den zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten nur zwei erwähnt werden: in der Wolkenphysik und Strahlungsbilanzuntersuchungen (Interpretation von Scanner-Daten geringer Auflösung, wie sie von Satelliten aus (ESA, 1978) vorgesehen sind; in diesem Rahmen sind wegen der Abtastung in zwei verschiedenen Ebenen auch zusätzliche Informationen für die Strahlungsbilanzkomponenten selbst zu erwarten).

### 4 REALISIERUNG

Der Bereich Nachrichtentechnik und Erkundung der DFVLR in Oberpfaffenhofen befaßt sich mit den Realisierungsmöglichkeiten dieses Verfahrens aufgrund eines Gerätevorschlages von Schmidt (1978). Der Bau einer Flugzeugversion

eines Scanners für Konvergentabtastung mit integriertem Laser-Höhenmesser ist in Vorbereitung. Ein entsprechendes Experiment wurde für eine Spacelab-Mission mit einem Koexperimentator des Deutschen Wetterdienstes angemeldet. Endziel ist der Einsatz auf einem freifliegenden polaren Satelliten vor allem für den operationellen Einsatz der Wetterdienste.

### LITERATUR

Atlas, D. et al: Visions of the future operational meteorological satellite system. Proceedings EASCON '78, Sept. 25-27, 1978, Airlington, Virginia. Preprint.

European Space Agency: Sun-earth observatory and climatology satellite SEOCS. Report on the Phase A Study. DP/PS (78) 10. Paris 1978.

Lorenz, D.; Schmidt, E.: Verfahren zur stereoskopischen Wolkenanalyse aus dem Weltraum. Bildmess. u. Luftbildwes. 47 (1979), Nr. 1, S.1-14.

Schmidt, E.: Stereo-Zeilenabtaster. Patentanmeldung P 2833808.1 der DFVLR vom 8. Aug. 1978.

ZUR AUSWAHL VON WOLKEN ALS TRACER FÜR DIE WINDBESTIMMUNG MIT  
HILFE GEOSTATIONÄRER SATELLITEN

QUECK H.

DFVLR Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen

KURZFASSUNG

Auf Grund der halbstündigen Beobachtungen der geostationären meteorologischen Satelliten METEOSAT und GOES-1, kann der Ablauf des Wettergeschehens schleifenartig verfolgt werden. Besonders eindrucksvoll kommt dabei die Wolkenverlagerung zum Ausdruck. Aus dieser Verlagerung kann unter Berücksichtigung verfälschender Faktoren, auf die Windrichtung und Windstärke in ihrer Höhenverteilung geschlossen werden. Von entscheidender Bedeutung für die Verlässlichkeit der aus der Wolkenbewegung bestimmten Vektoren ist die Höhenzuordnung (ESA 1979, LMD 1979) und damit die Wolkenklassifikation, wobei folgende Gruppen zu unterscheiden sind: Konvektionswolken, Stratuswolken, Cirruswolken und Wolken in mehreren Schichten.

ABSTRACT

Because of the observations occurring twice an hour of the geostationary meteorological satellites METEOSAT and GOES-1, the run of the weather conditions can be seen in a loop. Most impressive thereby are the cloud displacements. From this displacements the wind direction and the wind speed can be calculated, taken in mind some disturbing factors. The reliability of the wind vector extraction from cloud displacements mostly depends on the height coordination (ESA 1979, LMD 1979) and therewith the cloud classification, differentiating: convective clouds, stratus clouds, cirrus clouds and multilayerd clouds.

1 EINLEITUNG

Im Rahmen des METEOSAT Projektes, wurde in der Hauptabteilung Raumflugbetrieb der DFVLR mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft, ein System zur meteorologischen Bilddatenverarbeitung aufgebaut (Gredel et al. 1977), wobei das Programmsystem McIDAS (Man Computer Interactive Data Access System) der University of Wisconsin (Smith 1975) übernommen wurde. Das Studium der bestehenden Verfahren, hatte zu der Überzeugung geführt, dass auf der Grundlage des McIDAS die beste Voraussetzung besteht, auf dem derzeitigen Wissensstand der meteorologischen Datenverarbeitung aufzubauen.

2 WINDBESTIMMUNG AUS DER WOLKENVERLAGERUNG

Die Berechnung von Windvektoren aus der Veränderung der Position von Wolken als Funktion der Zeit zwischen zwei Beobachtungen, stellt einen entscheidenden Schritt dar, um die mit herkömmlichen Methoden (Radiosondenaufstiege, Pilotballone, Schiffsbeobachtungen etc.) nur spärlich erfassten Gebiete der Erde (insbesondere die Ozeane in den Tropen und auf der südlichen Hemisphäre), mit Messwerten zu belegen. Auf diese Weise erhält der Synoptiker ein geschlossenes Bild der Ausgangsbedingungen, das als Grundlage für ein numerisches Modell der atmosphärischen Vorgänge anzusetzen ist.

Unter der Voraussetzung, es liegt eine navigierte Bildsequenz eines geostationären Satelliten vor, kann die Windvektorbestimmung eingeleitet werden durch Übermittlung entsprechender Kommandos an der Bedientastatur des Display Systems.

Der Berechnung der Windvektoren liegt folgender Arbeitsplan zugrunde:

- I Auswahl einer Wolke als Target
- 1 Dimension des Targets  $0 \leq k \leq 32$ ,  $0 \leq l \leq 32$
- 2 Dimension der Matrix der Bildüberlagerungskoeffizienten  $0 \leq p \leq 33$ ,  $0 \leq q \leq 33$
- 3 Kontrastverbesserung

II Datenmanipulation

- 1 Datenfilterung
- 2 Übergreifende Mittelbildung
- 3 Grauwertausscheidung
- 4 Laplace-Operator
- 5 Gradienten-Operator
- 6 Verkleinerung der Grauwertauflösung
- 7 Verkleinerung der räumlichen Auflösung

III Bildüberlagerung

- 1 Kreuzkorrelation
- 2 Euklidische Norm
- 3 Gewichtete Punktmessung
- 4 Visuelle Verfolgung

IV Interpolation des Zeitabstandes

- 1 Zweifach quadratische Interpolation
- 2 Quadratische Splineinterpolation

V Berechnung der Vektoren

- 1 u und v Komponente
- 2 Geschwindigkeit und Richtung
- 3 Windzunahme
- 4 Windscherung
- 5 Glättung von Geschwindigkeit und Windzunahme

VI Qualitätskontrolle

- 1 Änderung der u und v Komponenten nach Zeit und Raum
- 2 Änderung der Geschwindigkeit und Richtung nach Zeit und Raum
- 3 Vergleich der Bildüberlagerungsflächen
- 4 Analyse der abgeleiteten Scheitelpunkte
- 5 Ausschluss des Auftretens von Überlagerungen an der Matrixgrenze.

Die einzelnen Schritte seien an einem Beispiel erläutert. Abb. 1 zeigt eine METEOSAT-Beobachtung im VIS und IR-Kanal, die die Grundlage für die nächsten Darstellungen ist. Mit der Auswahl einer Wolke als Target im ersten Bild (A) einer Sequenz, die durch das Positionieren eines quadratischen (oder rechteckigen) Cursors vorgenommen wird, wird deren Verlagerung zum zweiten Bild (B) der Sequenz bestimmt, durch verschiedene, wählbare zweidimensionale Überlagerungstechniken. Die Entwicklung eines hinreichend

vollständigen Softwaresystems zur Navigation (Phillips and Smith 1973) einer Bildsequenz, machte die genaue Messung der Wolkenverlagerung möglich. Jede Abweichung von der Überdeckung der Erdbilder verursacht systematische Fehler in der Berechnung der Wolkenverlagerung, wie aus Abb. 2 zu sehen ist. Weil nämlich die Spinachsen des geostationären Satelliten und die der Erde nicht parallel sind und wegen oszillierender Bewegungen des Satelliten auf seiner

Umlaufbahn, verschieben sich scheinbar die Kontinente beim Betrachten einer unbearbeiteten Sequenz. Diese scheinbare Bewegung muß korrigiert werden.

Im zweiten Bild der Sequenz (B) ist das Suchgebiet vergrößert worden, weil die Wolkenverlagerung nach jeder Richtung erfolgen kann. Abb. 3 zeigt die Korrelation eines Bildausschnitts (A) im Suchgebiet (B). Dabei werden die beiden Flächen verglichen und für jede Zeile

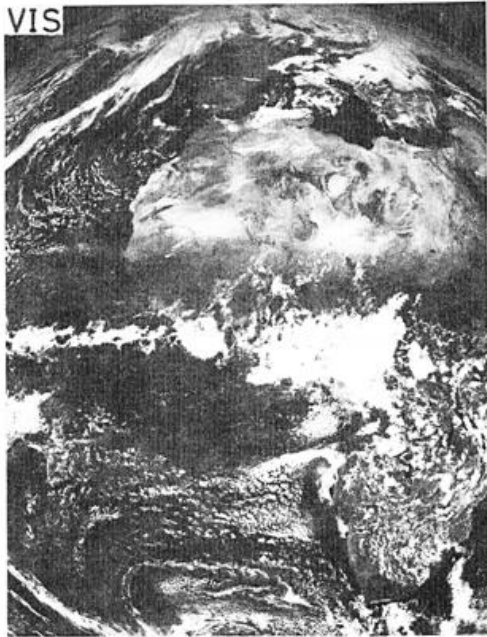


Abb. 1 METEOSAT-Beobachtung vom 07.03.1978  
12:00 im VIS und IR, Res. 4.5 km im SSP

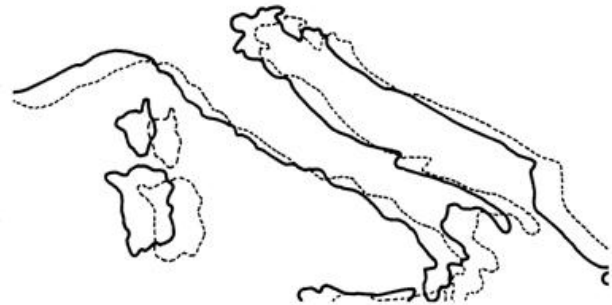


Abb. 2 Systematischer Fehler in der Berechnung der Wolkenverlagerung verursacht durch eine scheinbare Kontinentverlagerung

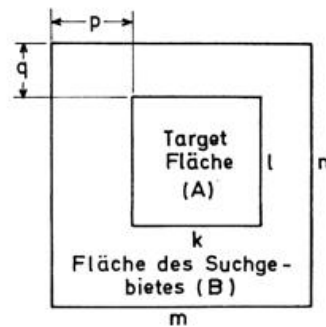


Abb. 3 Korrelation eines Bildausschnitts (A) im Suchgebiet (B)

- q Zeilenabstand
- p Reihenabstand
- k, l Targetfläche
- m, n Suchfläche

und Spalte Überlagerungskoeffizienten berechnet. Aus der Matrix dieser Koeffizienten wird die Position der besten Überdeckung bestimmt, die gleich der Wolkenverlagerung gesetzt wird. Drei der verschiedenen Überlagerungsbestimmungen sind in Abb. 4 skizziert.

Die Kreuzkorrelationsmethode (1) bestimmt den Cosinus des Winkels ( $\theta$ ) zwischen den Vektoren  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$ . Wenn  $\cos(\theta) = 1.0$ , zeigen die Vektoren in die gleiche Richtung (die Korrelation ist ebenfalls 1.0), bei  $\cos(\theta) = 0.0$  besteht keine Korrelation, d.h. die Vektoren sind voneinander unabhängig und bei  $\cos(\theta) = -1.0$  zeigen die Vektoren in entgegengesetzte Richtung, d.h. das Suchgebiet ist spiegelbildlich zum Target.

$$c_{p,q} = \cos(\theta) \quad d_{p,q} = |\vec{r}_{p,q}| \quad c_{p,q} = \sum_{j=1}^l \sum_{i=1}^k f(A,B)$$

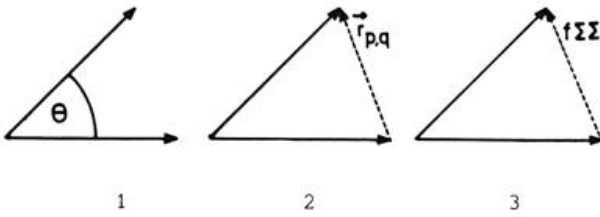


Abb. 4 Methoden der Überlagerungsbestimmung  
 1 Kreuzkorrelation  
 2 Euklidische Norm  
 3 Gewichtete Punktmessung

Nach der Euklidischen Norm wird der Abstand  $|r(p,q)|$  zwischen den Vektoren  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$  gemessen. Jeder Abstand  $|r(p,q)| \neq 0$  zeigt eine unvollkommene Überdeckung, im Gegensatz zur Kreuzkorrelation liefert diese Methode jedoch einen direkten Vergleich der Strahlungswerte (Graustufen), wie aus Abb. 5 ersichtlich ist.

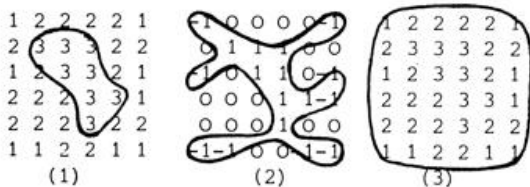


Abb. 5 Ergebnisse der Überlagerungsbestimmung  
 1 Targetfläche  
 2 Kreuzkorrelation  
 3 Euklidische Norm

Die Euklidische Norm und die Kreuzkorrelation werden kombiniert in der Summation der Funktionsterme ( $f$ ), die die Unterschiede der Komponenten von  $\vec{A}$  und  $\vec{B}$  betreffen. Hierbei werden die Unterschiede in den Graustufen als Indizes und die Quadrate dieser Unterschiede als Zusatzglieder verwendet. Auf diese Weise kann die Vielzahl von  $p$ -Normen, die eine Funktion zweier Grauwerte beinhalten, berücksichtigt werden. Vergleiche der Ergebnisse aus der Kreuzkorrelationsmethode und der Euklidischen Norm haben ergeben, daß das Auflösungsvermögen beider Methoden zur Windvektorbestimmung annähernd gleich ist (Smith and Phillips 1974). Offensichtlich steht doch der scharfe Kontrast der Wolken gegenüber der Meeresfläche im Vordergrund und schwächt die ausgleichende Funktion der Integration.

Die Bestimmung der Windvektoren aus der Bildüberlagerung erfolgt an unbearbeiteten Satellitenaufnahmen. Dabei werden die Endpunkte der Verlagerungsvektoren auf das Erdkoordinatennetz übertragen (Transformation des Linien-Elementkoordinatennetzes in das Länge-Breite-Koordinatennetz). Falls entweder zeitlich oder räumlich zwei Windbestimmungen möglich sind, kann ein Beschleunigungsterm berechnet werden. Mit mehr als zwei Windbestimmungen kann eine Sequenz



Abb. 6 Windvektorfeld im Indischen Ozean aus GOES-1 Bilddaten

von Windgeschwindigkeits- oder Beschleunigungstermen im Erdkoordinatennetz dargestellt werden (siehe Abb. 6). Schließlich kann bei Anwendung einer zunehmenden Grauwertausscheidung die Windscherung berechnet werden.

### 3 LITERATURHINWEISE

ESA: METEOSAT Cloud Winds Quality. An assessment by the METEOSAT Operation Advisory Group, European Space Operations Center, METEOSAT Data Management Department, Meteorological Operations Division, 1979.

Gredel, J.; Harmening, M.; Rattel, W.; Schwarz, U.: METEOSAT Display System (MDS)-Beschreibung der Anlagen und Programme zur meteorologischen Bilddatenverarbeitung-DFVLR Zentralabteilung Raumflugbetrieb, 1977.

LMD: Champs de vent deduits des déplacements des nuages mesurés a partir d'images successives du satellite geostationnaire GOES I.O. au-dessus de l'Océan Indien du 16 Mai au 1<sup>er</sup> Juillet 1979. Note LMD n° 97 - Septembre 1979, Laboratoire de Météorologie Dynamique, Centre National de la Recherche Scientifique, 24, Rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05.

Phillips, D.R.; Smith, E.A.: Geosynchronous Satellite Navigation Model. GSFC Contract Report NAS5-21794, August 1973.

Smith, E.A.: Phillips, D.R.: McIDAS Cloud Tracking System. GSFC Contract Report, NAS5-21794, August 1973.

Smith, E.A.: The McIDAS System. IEEE Transactions on Geoscience Electronics, vol. GE-13, no 3, July 1975.

### AEROSOLSONDIERUNG MITTELS FLUGZEUGLIDAR

Mörl, P., Reinhardt, M.E., Renger, W.

DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Oberpfaffenhofen

Die Übersichtskartierung dunstiger Luftmassen, die mit dem Flugzeug-Lidar durchgeführt werden kann, bietet im brauchbaren Zeitscale wertvolle Einblicke in das dynamische Verhalten der unterschiedlichen Luftmassen bzw. Aerosolschichten, die mit den bisherigen in-situ-Verfahren nicht möglich waren.

Dargestellt werden Ergebnisse der Messungen, die mit dem Aerosol-Lidar des Deutschen Meteorologischen Forschungsflugzeugs bei Flügen im Meso- und Regionalscale in Höhen um 10 000 Fuß erhalten wurden.

Lidar-Messungen vom Flugzeug aus sind besonders interessant, denn sie bieten die Möglichkeit der schnellen Übersichtskartierung dunstiger Luftmassen im Regional- und Mesoscale. Als typische Anwendungen seien genannt

- Smoglagen mit Temperatur-Sperrschichten,
- Überwachung der nichtgasförmigen Schadstoffemission größerer Industriekomplexe auch bei Nacht,
- Frischluftspülkanäle zur Unterstützung von Bebauungsplanungen.

Der Zusammenhang zwischen Lidar-Signalen und den unterschiedlichen Aerosoleigenschaften wurde oft untersucht, er kann unmittelbar nicht hergestellt werden, jedoch lassen sich durch gleichzeitige Messungen mit verschiedenen Wellenlängen und die Hinzunahme von in-situ-Messungen (Aerosol-Counter, Integrating Nephelometer) Aussagen über den Aerosoltyp, insbesondere das ihn kennzeichnende Verhältnis  $\frac{\beta(180)}{\sigma_e}$  (Rückstreu-

Extinktionskoeffizient) gewinnen. Kenntnis dieses Proportionalitätsfaktors als Funktion der Schichthöhe ist Voraussetzung für die Absolutskalierung von Lidarmessungen bei Vertikalsondierungen.

Zur optimalen Ausnutzung der Möglichkeiten eines Flugzeug-Aerosollidars ist eine in flight-Bestimmung von  $\sigma_e$  aus der Fernmessung allein anzustreben. Dazu muß das Laser-Bodenecho in die Lidarsignal-Auswertung einbezogen werden, was wegen der großen Erweiterung des Dynamikbereichs gewisse Schwierigkeiten bereitet. Erste Meßflüge hierzu lassen erwarten, daß sich mit der nunmehr verfügbaren hohen Laserpulsrate zumindest gute Stützwerte für die Extinktionskorrektur nach einem 3-Schichtenmodell auf diese Weise gewinnen lassen.

Das derzeitige Aerosol-Lidar ALEX-F des Deutschen Meteorologischen Forschungsflugzeugs Mystère (D-CMET) ist mit einem Nd-YAG-Laser (Typ ILS NT 672) ausgestattet, der simultan und kolinear 20 ns Pulse bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 1,064 \mu\text{m}$

und  $\lambda_2 = 0,532 \mu\text{m}$  mit maximal 10 Hz Pulsfolge liefert. Die Einzelpulsenergien betragen maximal  $E_{1064} = 150 \text{ mJ}$ ,  $E_{532} = 100 \text{ mJ}$ .- Der Laserkopf ist fest am Empfangsteleskop montiert; der Laserstrahl wird über Prismen coaxial zum Fernrohr justiert. Die Laserstrahldivergenz beträgt + 2 mrad (10 db-Punkte), das benutzte Fernrohrgesichtsfeld + 3 mrad. Das optische Empfangssystem - für den Einbau in die Mystère optimiert - besteht aus einem Zeiss-Ritchey-Chretien Spiegelteleskop mit 280 cm Äquivalentbrennweite und erlaubt ein maximal nutzbares Gesichtsfeld von +1°. Das Gesamtsystem ist über dem hinteren Fotofenster der Maschine eingebaut (s. Bild). Die Fotofenster sind Druckkabinenfenster (Glasdicke 46 mm  $\phi = 51 \text{ cm}$ ) hoher optischer Qualität.

Das beim Durchlaufen der Aerosolschichten vom Laserpuls erzeugte Rückstreuprofil

$$I(t) = \beta(180) \cdot e^{-2\sigma_e \cdot R} \cdot \frac{\tau_c}{2} \cdot \frac{P_0}{R^2}; \quad \begin{array}{l} \tau \text{ Pulslänge,} \\ P_0 \text{ Pulsausgangsleistung} \end{array}$$

wird über einen Strahlteiler den optischen Detektoren (Si-Diode für  $\lambda_1$ , Photomultiplier für  $\lambda_2$  und anschließend dem Transientenrekorder Biomation 8100 zugeführt. Diese Messung erlaubt eine einkanalige Feinsondierung z.B. von Rauchfahnen mit max. 10 ns Höhengauflösung und einen zweikanaligen Betrieb mit max. 100 ns (15 m Schichtdicke).

Zusammen mit Betriebsdaten und den Meßdaten der angeschlossenen Analogkanäle wie Druckhöhe, Temperatur, Feuchte etc. sowie Lage- und Positionsdaten der Kreisellplattform (INS) des Flugzeugs erfolgt die Aufzeichnung der Lidarprofile auf Digitalband.

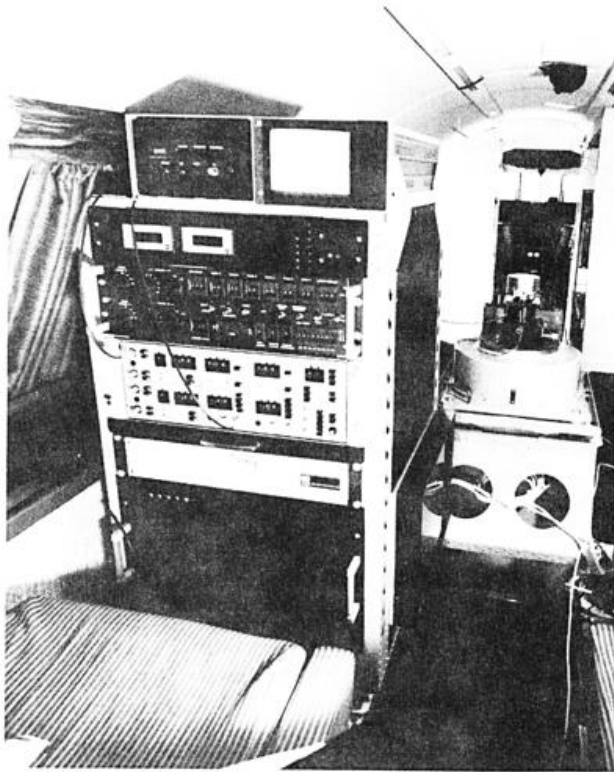
Die Datenauswertung beginnt mit der  $R^2$ -Korrektur und der Normierung der Profile auf gleiche Laserpulsausgangsenergie. Anschließend werden die Signalspannungen in eine lineare Grauwertskala (8 bit) umgesetzt und die Aerosolschichtung entsprechend  $\beta \cdot e^{-2\sigma_e \cdot R}$  mit Hilfe des  $\dagger$ DIBIAS-

$\dagger$  Digitales interaktives Bildauswertesystem

Systems des DFVLR-Instituts für Nachrichtentechnik in der xz-Ebene auf dem Flugkurs dargestellt. Zur optimalen Darstellung des Signalumfangs dient die Farbkodierung der Graustufen.

Einige Ergebnisse der bisher durchgeführten Pilotmissionen (Schnittflüge Po-Ebene, Scanflüge über Ballungsgebieten, Profile von Wolkenobergrenzen, Feinsondierung von Rauchfahnen) sind im Poster enthalten.

Zur Isoliniendarstellung der Lidardaten von Scanflügen (Parallelkurse mit 5 - 10 km Abstand) in der xy-Ebene wurden erste Bearbeitungen am DIBIAS vorgenommen. Erforderlich ist die Aufbereitung der Daten auf Magnetband zur schnellen Eingabe in den Bildspeicher. Ausgewählt werden pro Flug drei xy-Etagen, die bodennahe Schicht sowie Ebenen in der Nähe der Inversion. Besonders wichtig ist in diesem Zusammenhang wieder die Gewinnung des eingangs erwähnten  $\beta/\sigma_e$ -Faktors, die jedoch durch das in Ballungsgebieten vorhandene Bodenmeßnetz unterstützt werden kann.



#### LITERATUR

- 1 Quenzel, H.I.; Ruppertsberg, G.H.; Schellhase, R.: Calculations about the systematic error of visibility-meters measuring scattered light. *Atmospheric Environment* 9 (1975), S.587-601,
- 2 Kent, G.S.: Deduction of Aerosol Concentrations from 1,06  $\mu\text{m}$  Lidar Measurements. *Appl. Optics* 17, (1978). S. 3763-3773,
- 3 Mörl, P.; Reinhardt, M.; Renger, W.: ALEX-F- Ein Fernerkundungssystem für die Umweltforschung. *DFVLR-Nachrichten* 27 (1979), S. 26-28

4 Renger, W.; Ruppertsberg, G.H.: Konzept für den Flugzeugeinsatz eines multidisziplinären Lidar-Systems. *Ann. Meteorol.* (Neue Folge) (1977), 12.

5 Abschlußbericht der Phase B/C "Multidisziplinäres LIDAR-Experiment für den Einsatz im Flugzeug", OIQS 576-AK-SN/A WE-0275-21 Dornier-System Mai 77.

# MESSBARKEIT VON SPURENGASEN IN DER MITTLEREN ATMOSPHERE MIT SPEKTRAL HOCHAUFLÖSENDEN INSTRUMENTEN

H. Oelhaf, H. Fischer und E. Redemann

Meteorologisches Institut der Universität,  
8000 München 2, Theresienstr. 37

## 1 EINLEITUNG

Über die Spurengase in der mittleren Atmosphäre (d.h. im Höhenbereich Tropopause bis 100 km) liegen bislang - mit Ausnahme von  $H_2O$  und  $O_3$  - nur singuläre Messungen vor. Zur Erforschung der Photochemie, des Energiehaushalts und der Dynamik der mittleren Atmosphäre werden jedoch simultane globale Beobachtungen einer größeren Anzahl von Spurenbestandteilen, wie z.B. der Stickoxid-Familie benötigt.

Spektral hochauflösende Instrumente bieten die Möglichkeit, auch Spurengase mit geringem Mischungsverhältnis in der mittleren Atmosphäre mit der Methode der Horizontsondierung nachzuweisen. Überlappungseffekte der Emissionslinien bzw. Liniengruppen des zu messenden Gases durch Linien anderer Spurengase (sog. Störgase) können durch geeignete Wahl des Spektralintervalls weitgehend ausgeschlossen werden.

Für den Einsatz auf Spacelab wird zur Zeit ein großes He-gekühltes IR-Teleskop entwickelt (LEMKE, 1978), in das solche Instrumente eingebaut werden sollen. Im Bau befindet sich gegenwärtig ein Ebert-Fastie-Spektrometer (EFS) mit einer spektralen Auflösung von  $1\text{ cm}^{-1}$  (Experimentatoren: Prof. Offermann und Prof. Trinks, Wuppertal; Co-Experimentator: Dr. Fischer, München). Darüber hinaus ist der Einsatz eines Michelson-Interferometers mit einer spektralen Auflösung von  $0,1\text{ cm}^{-1}$  geplant (Experimentatoren: Dr. Fischer und D. Rabus, München).

Um sich einen detaillierten Überblick über die Leistungsfähigkeit solcher Horizontsondierungsgeräte zu verschaffen, werden am Meteorologischen Institut München (MIM) umfangreiche Berechnungen von hochaufgelösten Emissionsspektren durchgeführt, aus denen - zur Definition der Meßziele - die optimalen schmalen Frequenzintervalle für die Messung einer Reihe von Spurengasen ausgewählt sowie Meßbereich und Meßgenauigkeit in der mittleren Atmosphäre abgeschätzt werden können.

## 2 GRUNDLAGEN UND VORAUSSETZUNGEN

Für die Berechnung der Emissionsspektren wurden nach den neuesten Literaturangaben Standardprofile der untersuchten Spurengase erstellt. Diese bilden, zusammen mit neuesten Liniendaten aus der umfangreichen Datenbank des MIM, die wichtigsten Eingabedaten für die Computerprogramme, deren Kern aus einem von E. Redemann entwickelten Linie-für-Linie Rechenverfahren besteht.

Um vergleichbare Aussagen zu erhalten, wurden den hier vorgestellten Ergebnissen die technischen Daten des oben genannten EFS zugrunde gelegt, das bei einer spektralen Auflösung von  $1\text{ cm}^{-1}$  einen Rauschpegel von ca.  $3 \cdot 10^{-10}\text{ W}/(\text{cm}^2\text{sr})$  aufweist. Diesen technischen Randbedingungen stehen die physikalischen ge-

genüber, die insbesondere durch das begrenzte Energieangebot und - in vielen Fällen - durch Überlagerungseffekte von Störgas-Emissionslinien definiert werden.

Die Abschätzung von Meßbereich und Meßgenauigkeit eines speziellen Spurengases basiert demzufolge einerseits auf dem Verhältnis von Energieangebot zu Rauschpegel und andererseits auf dem prozentualen Anteil, den die Störgase zum Gesamtsignal beitragen. Bislang nicht berücksichtigt sind in dieser Abschätzung Fehlerquellen, die durch Streulicht von der Erdoberfläche und dem Space Shuttle, Kontamination der Spiegel des Teleskops und der umgebenden Atmosphäre sowie die limitierte Lagestabilisierung des Teleskops usw. bedingt sind.

## 3 UNTERSUCHUNGSMETHODE AM BEISPIEL DES SPURENGASES $N_2O$

In einer Vorauswahl werden die wichtigsten  $N_2O$ -Banden hinsichtlich Energieangebot und Einfluß von Störgasen verglichen und anschließend an Hand von synthetischen Spektren schmale Spektralintervalle ausgesucht, die möglichst wenig Emissionslinien von Störgasen aufweisen.

Der zweite Schritt besteht darin, für die ausgewählten Spektralintervalle detaillierte Linie-für-Linie Rechnungen durchzuführen, die - in Abhängigkeit von der Minimalhöhe (vgl. dazu FISCHER, H. et al., 1980) - für eine jeweils unterschiedliche spektrale Auflösung präzise Angaben über die am Instrument zu erwartenden Strahldichten liefern. Aus diesen Daten können Emissionsspektren (Abb. 1a und 1b) oder - für eine ausgewählte Stelle im Spektrum - Strahldichteprofile gezeichnet werden. Aus den Emissionsspektren und Strahldichteprofilen läßt sich das optimale Meßintervall (hier z.B.  $\nu_0 = 1272,86\text{ cm}^{-1}$ ) definieren, sowie die Abschätzung von Meßbereich und Meßgenauigkeit unter den in Abschnitt 2 genannten Bedingungen vornehmen.

Die Betrachtung der Emissionsspektren in Abb. 1a und 1b macht folgende Aussagen deutlich: Zum einen wird die Bedeutung der druckabhängigen Linienverbreiterung klar, die u.a. den höhenabhängigen Einfluß der Störgase  $CH_4$  und  $H_2O$  steuert. Zum anderen zeigt sich, daß bei einer Auflösung von  $1\text{ cm}^{-1}$  die  $N_2O$ -Linien nur noch unwesentlich aus dem Spektrum hervortreten, wodurch das Erreichen einer hohen Meßgenauigkeit zumindest erschwert wird.

## 4 ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

Eine Übersicht über die voraussichtlichen Meßbereiche der bisher untersuchten Spurengase und ihre Lage im Spektrum zeigt Abb. 2. Dabei ist eine Meßgenauigkeit von besser als 20 % vorausgesetzt. Die Unterschiede ergeben sich insbesondere aus den stark voneinander abweichenden Konzentrationsprofilen der Spurengase und dem

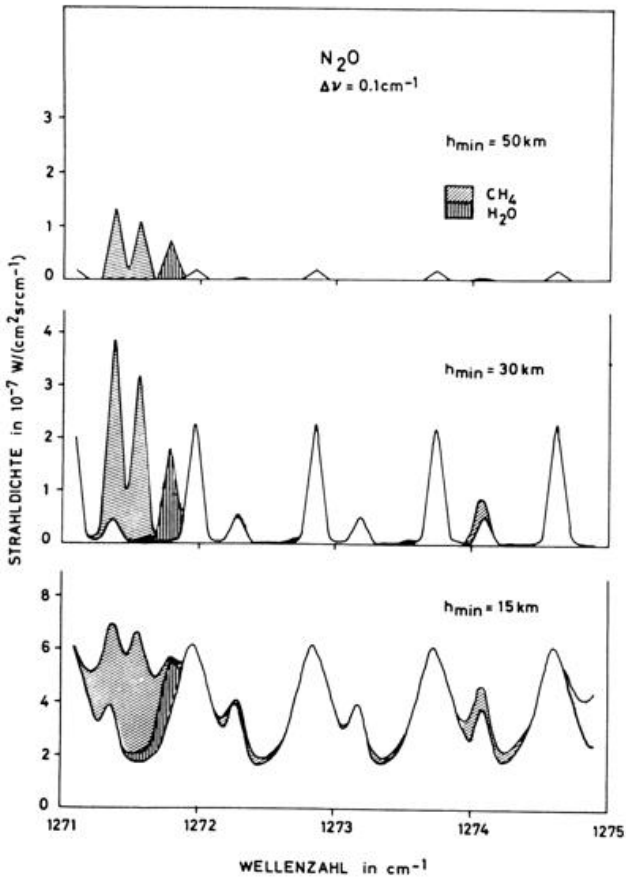


Abb. 1a: Emissionsspektren für N<sub>2</sub>O mit den Stör-  
gasen CH<sub>4</sub> und H<sub>2</sub>O im Spektralbereich  
1271-1275 cm<sup>-1</sup> bei einer Auflösung von  
0,1 cm<sup>-1</sup>; optische Wege mit Minimal-  
höhen bei 15, 30 und 50 km.

jeweiligen Einfluß der Stör-  
gasen. Als Schluß-  
folgerung kann gesagt werden, daß sich eine  
Reihe von Spurengasen mit dem zugrundegelegten  
Gerätekonzept des EFS in der mittleren Atmo-  
sphäre erfassen läßt. Bei NO und F11 ist eine  
höhere Auflösung von etwa 0,1 cm<sup>-1</sup> Bedingung,  
wenn ein Fehler von 20% im Spurengasprofil für  
einen gewissen Höhenbereich nicht überschritten  
werden soll. Infolge eines sehr geringen Ener-  
gieangebots und starker Überlagerungseffekte  
durch das Störgas H<sub>2</sub>O im Fall von NO sowie HNO<sub>3</sub>  
im Fall von F11 können mit dem EFS in den ange-  
gebenen Höhenbereichen für diese beiden Spuren-  
gase nur Meßgenauigkeiten von 50% (NO) bzw. ca.  
30% (F11) erreicht werden.

Mit der Untersuchung weiterer Spurengase soll  
ein abgerundetes Bild über die Möglichkeiten  
hochauflösender Instrumente (insbes. des EFS)  
gewonnen werden. Dazu wird auch die Entwicklung  
geeigneter Inversionsprogramme beitragen, die  
es u.a. erlauben, die Sensitivität des Strahl-  
dichtesignals auf verschiedene Fehlereinflüsse  
detailliert zu untersuchen und somit die bis-  
her gewonnenen Aussagen weiter zu präzisieren.

5 LITERATUR

Lenke, D.: GIRL - Ein Infrarot-Observatorium  
im Weltraum. Sterne und Weltraum, 1978, Nr. 12,  
S. 399.

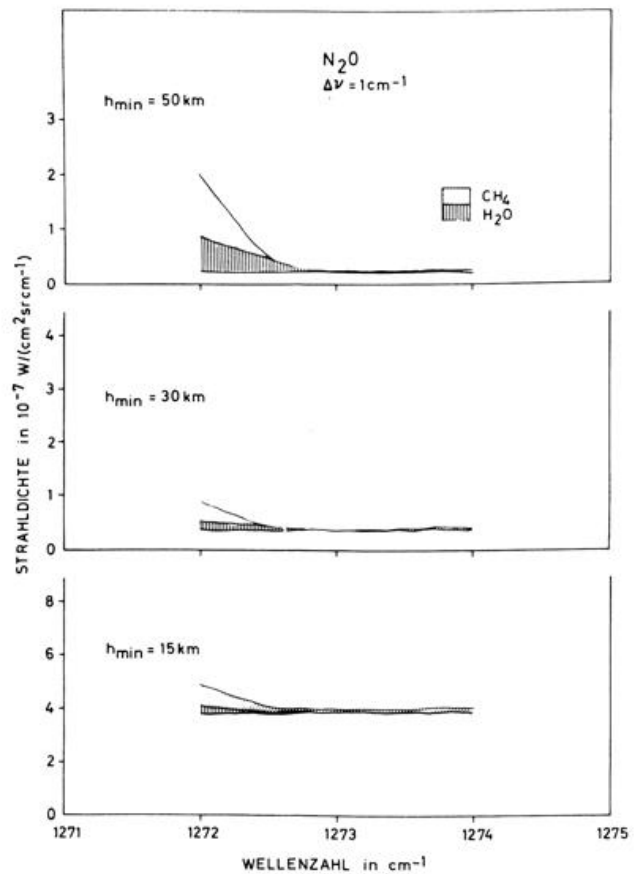


Abb. 1b: Wie Abb. 1a.  
Spektrale Auflösung jedoch 1 cm<sup>-1</sup>.

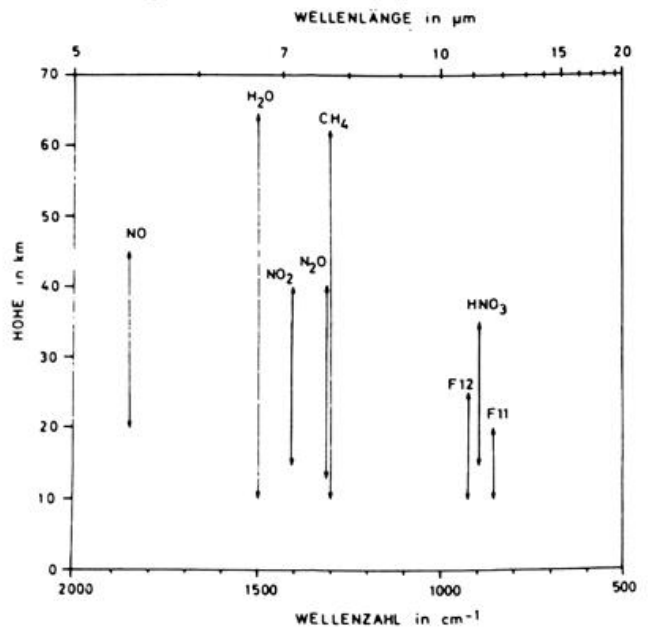


Abb. 2: Meßbereiche und optimale Lage der  
Spektralintervalle aller bisher unter-  
suchten Spurengase. Details siehe Text.

Fischer, H.; Lüdecke, C.; Gille, J.: Über die  
Verteilung der Spurengase H<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub> und HNO<sub>3</sub> in  
der mittleren Atmosphäre aus LIMS-Messungen.  
Annalen der Meteorologie, 1980, Meteorologen-  
tagung in Berlin.

VERGLEICHENDE MESSUNGEN STRATOSPHERISCHER CH<sub>4</sub>- und CO-KONZENTRATIONEN  
MIT SPEKTROGRAPH UND KORRELATIONS-RADIOMETERN

D. Rabus, F. Fergg

Universität München, Meteorologisches Institut  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

### 1 EINLEITUNG

Am Meteorologischen Institut München wurde in den Jahren 1977-78 in Zusammenarbeit mit der Industrie ein Radiometertyp entwickelt, der zur Bestimmung von Spurengaskonzentrationen in der Stratosphäre von Spacelab oder ähnlichen Instrumententrägern aus tauglich ist. Erste Ballonflüge zur Erprobung der Instrumente erfolgten Ende 1978. Zwei dieser Radiometer, ausgerüstet für Messungen an CH<sub>4</sub> und CO, wurden in einer Nutzlast zusammen mit einem hochauflösenden, ballonflugtauglichen Spektrographen der Universität Lüttich geflogen. Zweck dieser Nutzlastkombination war es, Konzentrationsprofile des CH<sub>4</sub> und des CO in den vom Ballon aus zugänglichen Höhenbereichen der Stratosphäre zu ermitteln, sowie durch Vergleich mit den gleichzeitig gewonnenen Spektrographendaten eine Abschätzung der Meßgenauigkeit der Meßgenauigkeit der Radiometer zu bekommen. Arbeitsweise der Radiometer, sowie Meß- und Auswertverfahren sind im folgenden dargestellt. Die Ergebnisse der Messungen werden zur Meteorologen-Tagung Berlin 1980 vorgelegt.

### 2 MESSVERFAHREN

Die Messung von Spurengaskonzentrationen mit den Radiometern erfolgt über eine Bestimmung der Transmission in atmosphärischen Strahlengängen zwischen Sonne und Instrument (Okkultationsmessung). Abb. 1 zeigt die dabei benutzte Geometrie. Alle Instrumente der Nutzlast werden über einen gemeinsamen Sonnensucher auf die Sonnenmitte ausgerichtet. Der Sonnensucher und damit die Instrumente folgen der Sonne während der Messungen von Zenithwinkeln  $z < 90^\circ$  bis zum Sonnenuntergang ( $z \approx 95,5^\circ$  bei 30 km Ballonhöhe). Die Meßstrahlung durchdringt dabei zunehmend tiefere Schichten der Atmosphäre, wobei sich die Transmission zwischen Instrument und Sonne entsprechend der in der Atmosphäre durchlaufenen Strecke und dem Mischungsverhältnis des untersuchten Gases ändert. Durch entsprechende Interferenzfilter wird dafür gesorgt, daß nur Strahlung in Wellenlängenbereichen der für die untersuchten Gase charakteristischen Absorptionsbanden im Infraroten auf den Detektor fällt. Die gemessene Transmission ist damit eindeutig der absorbierenden Masse

des untersuchten Gases im Strahlengang zugeordnet und kann durch entsprechende Auswertverfahren daraus gewonnen werden.

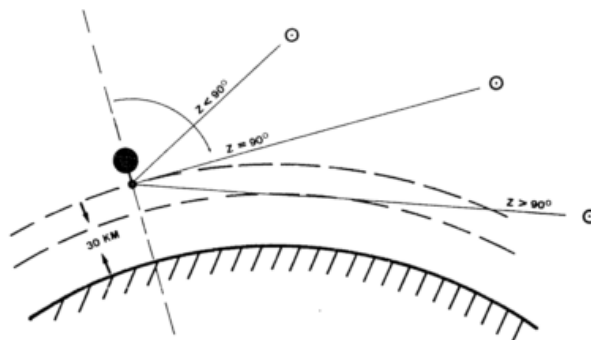


Abb. 1 Geometrie der Okkultations-Messungen an atmosphärischen Spurengasen für verschiedene Zenithwinkel  $z$ .

Die für die Messungen ausgewählten Spektralbereiche lagen für CH<sub>4</sub> bei  $3.42 \mu\text{m} \pm 0.09 \mu\text{m}$  und für CO bei  $4.64 \mu\text{m} \pm 0.1 \mu\text{m}$ . Mit dem Spektrographen wurden innerhalb dieser Bereiche einzelne CH<sub>4</sub>- bzw. CO-Linien mit einer spektralen Auflösung von  $0.04 \text{ cm}^{-1}$  registriert. Mit den Radiometern kann kontinuierlich gemessen werden, der Spektrograph benötigt dagegen aufgrund seiner hohen Auflösung 5 - 10 min für ein Teilspektrum. Da der für Okkultationsmessungen an tieferen Schichten nutzbare Zenithwinkelbereich,  $90^\circ \geq z \geq 94.5^\circ$ , von der Sonne in ca. 20 min durchlaufen wird, konnten mit dem Spektrographen nur zwei CH<sub>4</sub>-Spektren in dieser Zeit registriert werden. Zusätzliche Messungen im CO-Spektralbereich wie auch am CH<sub>4</sub> wurden jedoch für Zenithwinkel  $< 90^\circ$  durchgeführt.

### 3 ARBEITSWEISE DER RADIOMETER

Die Verwendung von Radiometern, also spektral relativ breitbandigen Instrumenten, für die Messung atmosphärischer Transmissionen führt zu zwei meßtechnischen Schwierigkeiten. Die zu bestimmende über den Spektralbereich

$v \dots v + \Delta v$  gemittelte Transmission  $\tau_{\Delta v}$  ist gegeben durch

$$\tau_{\Delta v} = \frac{L_{\Delta v, i}}{L_{\Delta v, e}}$$

wobei  $L_{\Delta v, i}$  die am Instrument meßbare Strahl-dichte im Bereich  $\Delta v$  und  $L_{\Delta v, e}$  die Hinter-grundsstrahl-dichte, also im wesentlichen die extraterrestrisch in die Atmosphäre einfallende Strahl-dichte der Sonne ist. Mit einem genügend hoch auflösenden Spektrographen ist es möglich, die extraterrestrische Strahl-dichte in Spektral-bereichen zwischen Absorptionslinien zu be-stimmen und durch Interpolation auch für den Bereich der Linien selber. Bei Radiometern mit wesentlich geringerer spektraler Auflösung muß ein anderer Weg beschritten werden. Eine zweite Schwierigkeit besteht darin, daß im Durchlaß-bereich von Interferenzfiltern,  $\Delta v = 0.01 \dots 0.05 v$ , nicht ausschließlich Absorptions-linien des untersuchten Gases liegen. Nicht unterdrückte Fremdgasabsorption ergäbe jedoch systematisch zu hohe Konzentrationswerte.

Durch ein Korrelations-Meßprinzip lassen sich beide Schwierigkeiten weitgehend beherrschen. Zur Erläuterung zeigt Abb. 2 die Anordnung der optischen Komponenten des Radiometers.

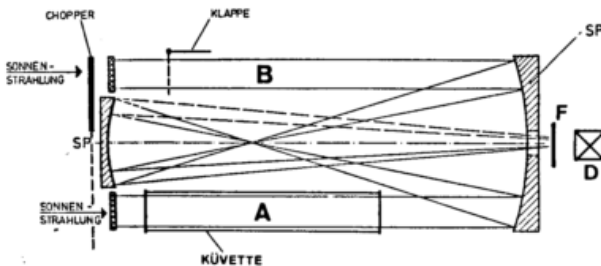


Abb. 2 Strahlengang im Korrelations-Radiometer. Erläuterungen s. Text.

Die Meßstrahlung tritt von links in die beiden optischen Kanäle, A und B, ein. Über die beiden Spiegel SP wird sie auf den Detektor D fokussiert. Vor dem Detektor sorgt das Interferenz-filter F für die Aussonderung eines geeigneten Spektralbereichs. Im Kanal A befindet sich zusätzlich eine mit dem untersuchten Gas gefüllte da. 10 cm lange Küvette. Die Füllung der Küvette ist so bemessen, daß sie wesentlich mehr Gas enthält, als voraussichtlich im atmosphärischen Strahlengang vorhanden ist. Die Füllmenge wird dabei mit Hilfe von Proberechnungen so gewählt, daß die Küvette in der Nähe der Absorptionslinien-Zentren optisch dicht, im restlichen Durchlaßbereich des Interferenz-filterns aber möglichst transparent ist. Der Detektor sieht daher durch den Kanal A hauptsächlich Strahlungsleistung zwischen den Absorptionslinien des Küvettengases, also die Hintergrundsstrahlung. Der variable Einfluß der schwächeren atmosphärischen Linien wird in diesem Kanal weitgehend unterdrückt. Die Transmission der Küvette ist anhand der bekannten Füllmenge berechenbar. Daraus und mit dem Signal des Kanals A kann das der extraterrestrischen Strahl-dichte  $L_{\Delta v, e}$  entsprechende Signal berechnet werden. Das Signal B ist proportional

der Strahl-dichte  $L_{\Delta v, i}$  damit ist auch  $\tau_{\Delta v}$  als Verhältnis berechenbar. Fremdgasabsorption ist in beiden Kanälen dem Betrage nach in gleichem Maße vorhanden. Ihr Einfluß wird durch die Ver-hältnisbildung bei der Berechnung von  $\tau_{\Delta v}$  stark unterdrückt. Durch den Chopper und die Klappe (siehe Abb. 2) lassen sich die Signale A und B getrennt erzeugen.

#### 4 AUSWERTEVERFAHREN

Die Auswertung der Daten erfolgt in der übli-chen Weise (1), (2). Zunächst kann die Konzen-tration in der Schicht oberhalb des Ballons durch Vergleich der Meßdaten mit gerechneten Transmissionen ermittelt werden, danach auf die gleiche Weise sukzessive die Konzentratio-nen der tieferen Schichten. Das Verfahren ist für Radiometer- und Spektrographendaten grund-sätzlich gleich. Eine zusätzliche Schwierig-keit bei der Auswertung der CO-Meßdaten ergibt sich dadurch, daß die durch solares CO verur-sachten Fraunhoferlinien berücksichtigt werden müssen. Die Berechnung der entsprechenden Li-nienpositionen und -absorptionen ist anhand veröffentlichter Daten (3), (4), (5) möglich.

#### 5 LITERATUR

- (1) Goldman, A. et al., J. Geophys. Res. Vol 78, No 24, 1973.
- (2) Farmer, C.B., Can. J. Chem., Vol 52, 1974.
- (3) Kunde, V.G., Astrophys. J., Vol 153, 435 ff., 1968.
- (4) Goldberg, L., Müller, E. Astrophys. J., Vol 118, 397 ff., 1953.
- (5) Goldman, A. et al., Astrophys. J., Vol 182, 581 ff., 1973.

MESSUNG VON NO<sub>2</sub>-PROFILIEN IN DER STRATOSPHERE MIT KORRELATIONS-RADIOMETERN

H. Fischer, E. Redemann, A. Leupolt

Universität München, Meteorologisches Institut  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

1 EINLEITUNG

Die Erforschung der Photochemie der mittleren Atmosphäre hat eine Reihe von neuen Problemen aufgeworfen, die trotz zahlreicher singulärer Ergebnisse bei der Messung der verschiedensten Spurengase oft nicht gelöst werden konnten. Im Hinblick auf die große Bedeutung, die der Aufrechterhaltung der Ozonschicht in der Stratosphäre zukommt, sind Messungen von Konzentrationsprofilen der Stickoxid-Gruppe von besonderem Interesse.

Im Juli 1978 sowie im Februar und Mai 1979 wurden insgesamt drei Ballonflüge in der Stratosphäre durchgeführt, die der Messung von NO<sub>2</sub>-

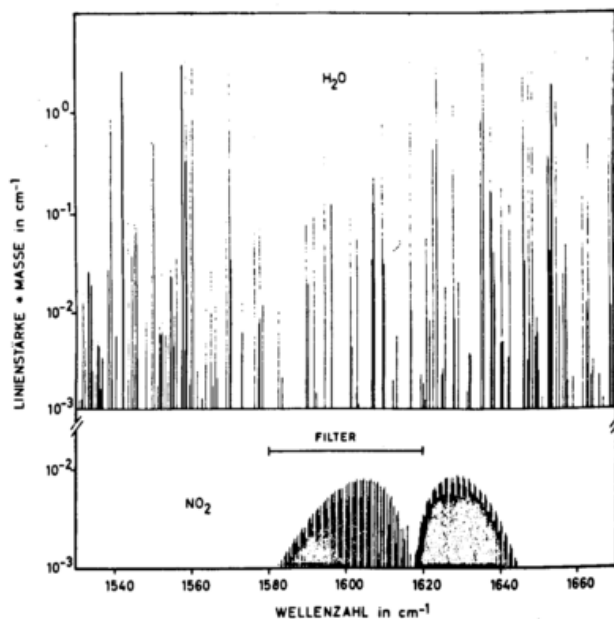


Abb.1 Produkt aus Linienstärke (cm<sup>-1</sup> molecules<sup>-1</sup> cm<sup>2</sup>) und Masse im atmosphärischen Weg (molecules cm<sup>-2</sup>) im Bereich der NO<sub>2</sub>-Bande bei 6.2 μm. Nur die stärksten Linien sind dargestellt. Der Balken definiert die Halbwertsbreite des Interferenzfilters.

Konzentrationsprofilen und anderer Spurengase mit der Okkultationsmethode dienen (Fischer, H. et al., 1980a). Diese Ballonflüge sind Teil eines großen "Ground Truth"-Meßprogramms zur Verifizierung der Messungen des LIMS-Experimentes an Bord des Satelliten NIMBUS 7, das zum ersten Mal auch globale Verteilungen der Spurengase NO<sub>2</sub> und HNO<sub>3</sub> liefern soll.

Die Schwierigkeit der Messung des NO<sub>2</sub>-Profils mit Radiometern, bei denen die Absorption des NO<sub>2</sub> in der Atmosphäre aus Strahldichtemessungen in einem ausgewählten Spektralintervall abgeleitet wird, liegt darin begründet, daß die einzige starke NO<sub>2</sub>-Absorptionsbande im infraroten Spektralbereich bei 6.2 μm mitten in der sehr starken 6.3 μm-Absorptionsbande des H<sub>2</sub>O liegt (Abb.1). Wegen des geringen NO<sub>2</sub>-Mischungsverhältnisses kann dieses Gas in der mittleren Atmosphäre mit optischen Methoden nur gemessen werden, wenn die spezielle Horizontsondierungsgeometrie angewendet wird (vgl. Fischer, H. et al., 1980b). Aus der Berechnung der Spektren in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe des Sehstrahles durch die Atmosphäre kann der Einfluß des Wasserdampfes (ca. 50 %) auf die NO<sub>2</sub>-Messung abgeschätzt werden. Die Genauigkeit der Messung läßt sich jedoch wesentlich erhöhen entweder durch den Einsatz eines hochauflösenden Instrumentes, z.B. eines Spektrometers, mit dem die integrale Absorption einer einzelnen oder mehrerer NO<sub>2</sub>-Absorptionslinien gemessen werden kann, oder eines Korrelationsradiometers, bei dem der Einfluß der Störgase eliminiert wird.

2 MESSPRINZIP DES KORRELATIONS-RADIOMETERS

Das Instrument ist ein 2-Kanal-Radiometer, das in dem einen Kanal die einfallende Strahlung direkt, in dem anderen Kanal nach dem Durchgang durch eine Küvette, die mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt ist, mißt. Im Küvettenkanal wirkt die Gaszelle wie ein selektives Filter, das bei optimaler Füllung der Zelle mit NO<sub>2</sub> nur zwischen den NO<sub>2</sub>-Absorptionslinien transparent ist. Abb.2 zeigt einen spektralen Ausschnitt des Meßbereiches. Durch die Bildung der Differenz der Signale aus beiden Kanälen kann der Einfluß von Störgasen eliminiert und auf die Masse des NO<sub>2</sub> im atmosphärischen Weg geschlossen werden. Eine wichtige Voraussetzung für die selektive Wirkungsweise der Küvette ist der optimale Gasdruck in der Zelle. Bei zu hohen Konzentrationen wird die Küvette für die gesamte einfallende Strahlung optisch dicht, während bei zu geringer Füllung die Absorption in den Zentren der Absorptionslinien nicht ausreicht, eine genügende Selektivität zu erzielen. Wegen der höhenabhängigen Halbwertsbreite der Absorptionslinien kann die Küvette daher nur für einen bestimmten Höhenbereich in der Stratosphäre optimal gefüllt werden.

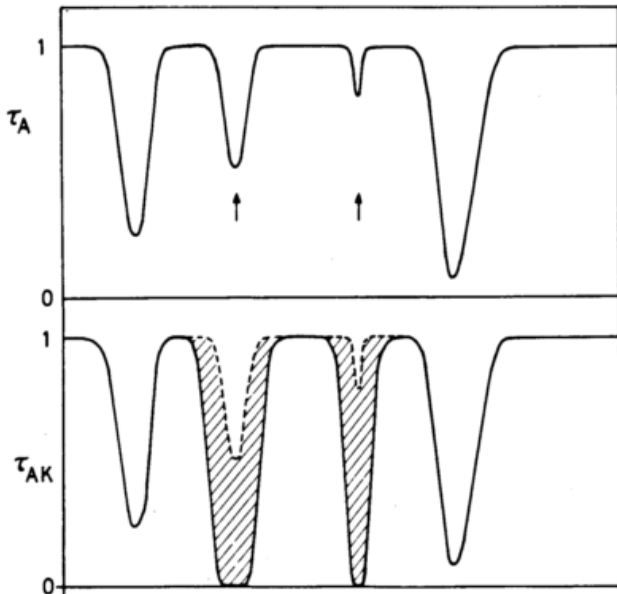


Abb. 2 Schematische Darstellung des Meßprinzips eines Korrelationsradiometers. Die Pfeile markieren zwei Linien des zu untersuchenden Gases, die im Küvettenkanal ( $\tau_{AK}$ ) stärker ausgeprägt sind als im anderen Meßkanal ( $\tau_A$ ). Die Differenz beider Signale (schraffierte Fläche) variiert mit der Masse des Gases im atmosphärischen Weg.

### 3 HERSTELLUNG UND EIGENSCHAFTEN DER NO<sub>2</sub>-ZELLEN

Stickstoffdioxid ist ein sehr aggressives Gas, das mit den meisten Materialien spontan reagiert. Erst nach mehreren Versuchen erwiesen sich Glasküvetten mit aufgeklebten CaF<sub>2</sub>-Fenstern als am besten geeignet. Allerdings ist auch in solchen Zellen eine konstante Gaskonzentration über mehrere Wochen hinweg praktisch nicht erreichbar. Aus diesem Grund wurde bei der Durchführung der Ballonexperimente die Füllung der Küvette durch Absorptionsmessungen bis kurz vor dem Start und nach Beendigung des Experimentes ständig kontrolliert, um genaue Aussagen über die Absorptionseigenschaften der Zelle zum Zeitpunkt der Messung zu erhalten. Außer durch Absorptionsvorgänge oder chemische Reaktionen ändern sich die spektralen Absorptionseigenschaften der NO<sub>2</sub>-Zelle auch mit der Temperatur, da NO<sub>2</sub> zum Teil als Doppelmolekül N<sub>2</sub>O<sub>4</sub> vorliegt. Dieses temperaturabhängige Gleichgewicht muß bei Messungen der NO<sub>2</sub>-Konzentration durch elektronisch geregeltes Beheizen der Gaszelle konstant gehalten werden.

### 4 ERGEBNISSE

Da die Auswertung der Ballonflüge im Oktober 1979 noch nicht abgeschlossen ist, können zu diesem Zeitpunkt nur vorläufige Ergebnisse der Flüge Juli 1978 und Februar 1979 vorgestellt werden. Der erste Flug war als Testflug für die Nutzlast konzipiert und wurde in Zusammenarbeit mit der DFVLR in Oberpfaffenhofen bei München am 28.7.1978 durchgeführt. Der zweite Flug fand am 9.2.1979 in Palestine/Texas statt und war mit einem Überflug von NIMBUS 7 korreliert.

Abb. 3 zeigt die aus beiden Experimenten abgeleiteten vorläufigen NO<sub>2</sub>-Profile im Vergleich mit einem minimalen und einem maximalen Profil, die aus den Ergebnissen verschiedener einzelner Messungen zusammengestellt sind. Da beim Flug im Juli 1978 ein Abdriften des Ballons über die österreichische Grenze zu befürchten war, mußte das Experiment kurz vor Sonnenaufgang am Boden vorzeitig abgebrochen werden. Trotz der dadurch erschwerten Eichbedingungen konnte dennoch aus den gewonnenen Meßdaten ein NO<sub>2</sub>-Profil abgeleitet werden. Der Vorteil der kontinuierlichen Messung mit dem Korrelationsradiometer drückt sich in der erkennbaren Feinstruktur des Profils aus. Beim Flug im Februar 1979 traten technische Probleme auf, die nur die Ableitung weniger Profilpunkte erlaubten. Daher ist in diesen Daten auch keine Feinstruktur erkennbar.

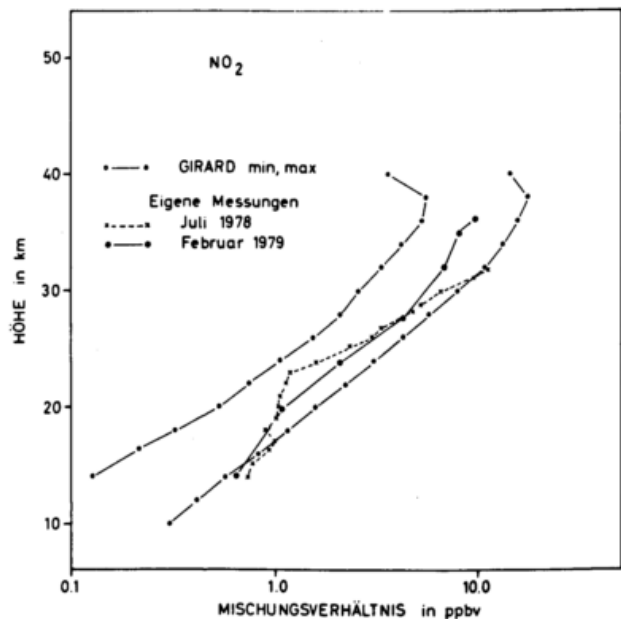


Abb. 3 Abgeleitete NO<sub>2</sub>-Profile im Vergleich mit einem minimalen und maximalen Profil (Girard 1978, private Mitteilung).

### 5 SCHLUSSBEMERKUNG

Die vorläufige Auswertung der Meßdaten für die Flüge 1978 und Februar 1979 zeigt bereits, daß mit der von uns angewendeten Meßmethode gute Ergebnisse erzielt werden. Da die technischen Probleme, die während der ersten beiden Flüge auftraten, gelöst wurden, können für den sehr erfolgreich verlaufenen Flug im Mai 1979 vielversprechende Ergebnisse erwartet werden.

### 6 LITERATUR

Fischer, H. et al., 1980a, Radiometrische Messung stratosphärischer Spurengasprofile ..., Meteorologentagung Berlin 1980

Fischer, H. et al., 1980b, Über die Verteilung der Spurengase H<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub> und HNO<sub>3</sub> ..., Meteorologentagung Berlin 1980

Girard, A., 1978, private Mitteilung.

UNTERSUCHUNGEN ZUR UNTERSCHIEDUNG VON EIS- UND WASSERWOLKEN AUS SPEKTRALEN REFLEXIONSMESSUNGEN

Werner Pollinger und Peter Wendling

Meteorologisches Institut der Universität München

Es wird ein Verfahren beschrieben, mit dem aus spektralen Reflexionsmessungen bei zwei Wellenlängen Eis- und Wasserwolken unterschieden werden können. Das Verfahren beruht auf dem unterschiedlichen Streu- und Absorptionsverhalten der Elemente der beiden Wolkenarten. Erste Ergebnisse, die für die Wellenlängen  $0.7 \mu\text{m}$  und  $1.6 \mu\text{m}$  vorliegen, führen zu dem Schluß, daß eine Unterscheidung unter bestimmten Bedingungen möglich ist.

1 EINLEITUNG

Der Einfluß von Eiswolken auf den Strahlungshaushalt der Erde ist von erheblicher Bedeutung und zwar nicht nur auf Grund der Tatsache, daß Zirruswolken überall auf dem Erdball zu finden sind - die Wolkenhöhe der Zirren schwankt dabei je nach Breitengrad und Jahreszeit von etwa 10 km bis 20 km in den Tropen, während sie in Polnähe knapp über dem Boden auftreten können -, sondern auch, weil die Häufigkeit ihres Auftretens von anthropogenen Einflüssen (Strahlflugzeuge) abhängig sein kann. Aus meteorologischer Sicht ist es zudem wichtig, den Anteil der Niederschlagsentstehung, der über die Eisphase abläuft, über den Kontinenten und Meeren bei verschiedenen Breitengraden zu erfassen. Für eine globale Registrierung der Eiswolken bezüglich ihrer zeitlichen und geographischen Verteilung bieten sich Messungen von Satelliten an. Voraussetzung hierfür ist neben den meßtechnischen Einrichtungen ein Verfahren, das es erlaubt, aus den Meßwerten für die Strahl-dichte Rückschlüsse auf die Wolkenart zu ziehen. Die im weiteren vorgeschlagene Methode zur Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken geht von dem unterschiedlichen Absorptions- und Streuverhalten dieser beiden Wolkenarten aus.

2 METHODE

Aus den von Wolken bei zwei Wellenlängen ( $0.7 \mu\text{m}$  bzw.  $1.6 \mu\text{m}$ ) reflektierten Strahldichten und Modellrechnungen wird entschieden, ob es sich um eine Eis- oder Wasserwolke handelt. Das spezielle Verfahren zur Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken besteht darin, aus dem Meßwert für die Strahldichte bei  $0.7 \mu\text{m}$  mit dem numerischen Modell die Strahldichte bei  $1.6 \mu\text{m}$  sowohl für eine Eis- als auch für eine Wasserwolke zu berechnen. Diese theoretischen Werte werden dann mit dem gemessenen Wert bei  $1.6 \mu\text{m}$  verglichen, wobei einer der beiden berechneten Werte mit dem tatsächlichen Meßwert übereinstimmen muß. Je nachdem, ob der Meßwert mit dem theoretisch für eine Eis- oder Wasserwolke berechneten Wert übereinstimmt oder diesem zumindest nahekommt, handelt es sich um eine Eis- oder Wasserwolke. Dieses Verfahren wird auf seine Gültigkeit bezüglich der zu wählenden Wellenlängen, der optischen Eigenschaften des Atmosphärenmodells, d.h. bezüglich der Reflexions-, Transmissions- und Absorptionseigenschaften, sowie bezüglich des Sonnenstandes bei festem

Beobachtungswinkel untersucht. Zur Gewinnung von Meßwerten kann man von einer Meßgeometrie ausgehen, wie sie in Abb. 1 dargestellt ist.

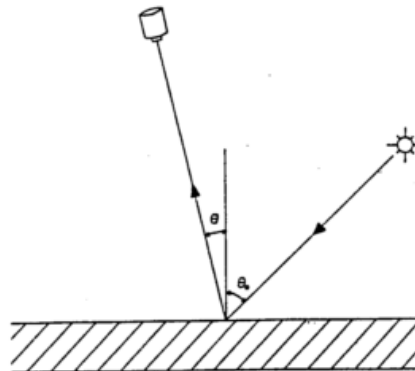


Abb. 1 Meßgeometrie

Dabei wird angenommen, daß der Meßträger einen großen Abstand zur Erde hat (geostationärer Satellit). Dann folgt daraus, daß nur Strahldichten unter kleinem Zenitwinkel gemessen werden können. Entsprechend den Meßmöglichkeiten werden im Modell nur kleine Zenitwinkel berücksichtigt, wobei aber der Einfallswinkel der Sonne über den ganzen Bereich mit Ausnahme der sehr kleinen Einfallswinkel in Horizontnähe variiert wird. Das Atmosphärenmodell wird numerisch mit der Matrizenmethode (Plass et al, 1973) verwirklicht. Die Wahl der Wellenlängen ist abhängig vom Streu- und Absorptionsverhalten der Eis- bzw. Wasserwolkenelemente. Zum einen ist es notwendig, daß sich bei der einen Wellenlänge die optischen Eigenschaften möglichst gering, bei der anderen möglichst stark unterscheiden, zum anderen sollen störende Faktoren wie Wasserdampfabsorption oder Bodenbedo entweder keine oder aber gleiche Auswirkungen bei beiden Wellenlängen haben. Die Wellenlängen  $0.7 \mu\text{m}$  und  $1.6 \mu\text{m}$  erfüllen die gestellten Forderungen hinreichend gut, wobei bei  $1.6 \mu\text{m}$  eine weitaus stärkere Absorption durch Eis als durch Wasser auftritt und die Wasserdampfabsorption vernachlässigbar ist. Für diese Wellenlängen werden nun theoretische Strahldichten in Abhängigkeit von der optischen Dicke und dem Einfallswinkel der Sonne für Eis- und Wasserwolken berechnet

(Wendling, 1979). Als Ergebnis erhält man Diagrammkurven wie in Abb. 2. Die Rechnungen in Abb. 2 gehen allerdings auf ein vereinfachtes Atmosphärenmodell zurück, d.h., es wird nur mit einer Eis- bzw. Wasserwolke gerechnet und Einflüsse des Bodens sowie der oberhalb und unterhalb der Wolkendecke vorhandenen Schichten vernachlässigt.

Unter Vorgabe von fiktiven Strahldichten bei  $0.7 \mu\text{m}$  werden aus den Diagrammen die Werte für die optische Dicke einer Eis- bzw. Wasserwolke entnommen. Mit den auf  $1.6 \mu\text{m}$  umgerechneten Werten für die optische Dicke ergeben sich wiederum Strahldichten für die Eis- bzw. Wasserwolke bei  $1.6 \mu\text{m}$ . Ist das Verhältnis der beiden Strahldichten merklich verschieden von eins, so ist ihre Unterscheidbarkeit gegeben. Die bisher vorliegenden Berechnungen lassen den Schluß zu, daß das vorgeschlagene Verfahren im Prinzip eine Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken erlaubt.

In einem weiteren Schritt berücksichtigt nun das Atmosphärenmodell zusätzliche Atmosphärenschichten mit Molekülstreuung oberhalb und unterhalb der Wolkenschicht sowie die Bodenalbedo, wobei letztere von 0.1 bis 0.8 variiert wird. Die so erhaltenen Ergebnisse werden da-

raufhin untersucht, bei welchen optischen Dicken, bei welchen Bodenalbeden und bei welchen Zenitwinkeln der Sonne die Unterscheidung noch eindeutig zu treffen ist. Weiterhin wird gezeigt, inwieweit die Unterscheidung bei übereinandergeschichteten Eis- und Wasserwolken noch möglich ist.

Bezüglich der meßtechnischen Realisierung des vorgeschlagenen Verfahrens werden einige Anforderungen aus dem Modell für das Meßgerät und die Meßstrategie abgeleitet. Dabei wird von den Leistungsdaten der sich gegenwärtig in einem stationären Orbit befindlichen Meßinstrumente ausgegangen und untersucht, inwieweit sich die abgeleiteten Forderungen technisch realisieren lassen.

### 3 LITERATUR

Plass, G.N.; Kattawar, G.W.; Catchings, F.E.: Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh Scattering. Appl. Opt. 12 (1973), 314-329.

Wendling, P.; Wendling, R.; Weickmann, H.K.: Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. Appl. Opt. 18 (1979), 2663-2671.

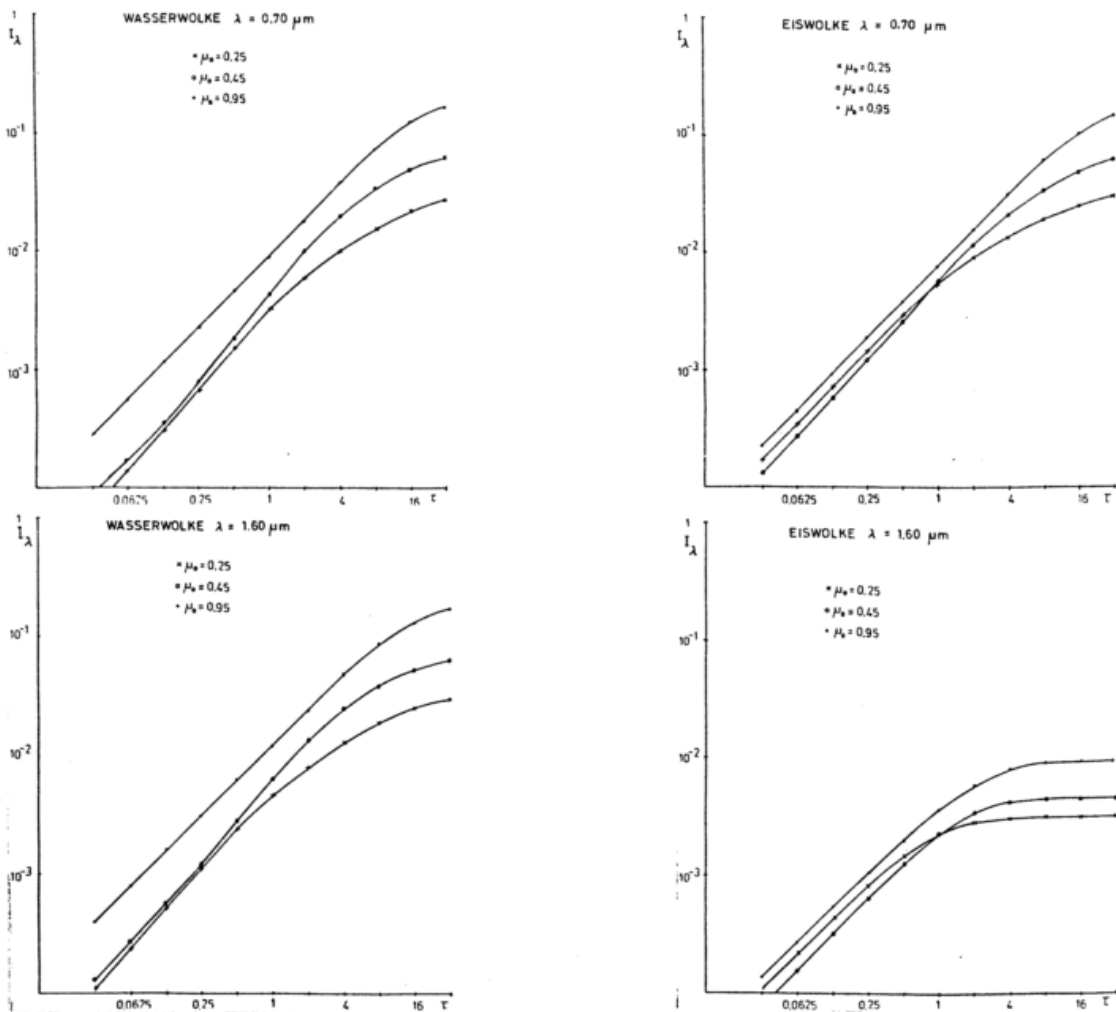


Abb. 2 Reflektierte Strahldichte in relativen Einheiten als Funktion der optischen Dicke und des Einfallswinkels der Sonne ( $\mu_0 = \cos \theta_0$ ).

RADIOMETRISCHE MESSUNG STRATOSPHERISCHER SPURENGASPROFILE VON EINER SONNENSTABILISIERTEN BALLONGONDEL AUS

H. Fischer, F. Fergg und D. Rabus

Universität München, Meteorologisches Institut  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

1 EINLEITUNG

Um die Erforschung der Photochemie, des Energiehaushaltes und der Dynamik der Stratosphäre voranzutreiben, werden weitere, möglichst simultane globale Beobachtungen einer größeren Anzahl von Spurenstoffen benötigt. Die im folgenden vorgestellten Ballonmessungen wurden im Rahmen des internationalen "Ground Truth"-Programmes für das LIMS-Experiment auf NIMBUS 7 (Fischer, H. et al., 1980a) durchgeführt. Die Nutzlast besteht aus einer sonnenstabilisierten Gondel (Abb.1), in die bis zu vier Transmissionsradiometer integriert werden können. Aus einem Teil der Messungen sind Profile für die Spurengase  $H_2O$ ,  $NO_2$  und  $HNO_3$  im Höhenbereich von ca. 12 bis 35 km abgeleitet worden.

2 DIE BALLONFLÜGE

Bei den bisher durchgeführten drei Ballonflügen handelt es sich um einen Testflug und zwei Meßflüge, die jeweils mit einem Überflug von NIMBUS 7 korreliert waren. Der Testflug erfolgte am 28. Juli 1978 von Oberpfaffenhofen aus in Zusammenarbeit mit der DFVLR. Da ein Abdriften des Ballons über die österreichische Grenze zu befürchten war, mußte der Flug frühzeitig - bereits kurz vor Sonnenaufgang am Boden - abgebrochen werden. Trotz dieser Einschränkung der Meßbedingungen konnten die Instrumente erfolgreich getestet und aus den Meßdaten der beiden damals verfügbaren Radiometer Profile für die Spurengase  $H_2O$  und  $NO_2$  (vgl. Fischer, H. et al. 1980b) abgeleitet werden.

Der zweite Flug fand am 9.2.1979 in Palestine/Texas statt und war auf die Messung bei Sonnenuntergang wegen der damit verbundenen Vorteile ausgerichtet. Wegen der ungünstigen Wetterbedingungen erfolgte der Start bereits gegen Mittag. Durch das lange Verweilen der Ballongondel im Schwebeniveau erwärmte sich die Nutzlast stärker als unter den geplanten Flugbedingungen zu erwarten gewesen wäre. Eine Überhitzung der empfindlichen Detektoren und der Elektronik konnte nur noch durch zeitweiliges Abschalten der Instrumente über Telemetrikommandos verhindert werden. Die dadurch erzwungene diskontinuierliche Messung während der entscheidenden Phase des Sonnenunterganges lieferte nur noch einige Meßpunkte der Spurengaskonzentrationen im bereits genannten Höhenbereich in der Atmosphäre. Trotzdem zeigte sich bei der Datenauswertung, daß auch dieser Flug als Teilerfolg gewertet werden kann, wenn auch die Möglichkeiten der Nutzlast nicht voll

ausgeschöpft werden konnten. Um bei nachfolgenden Flügen ähnliche Einflüsse, die durch wechselnde Flugbedingungen verursacht sind, auszuschalten, wurde die Gondel mit geeignetem Material an der Frontseite verkleidet. Der dritte Flug fand am 5. Mai 1979 in Palestine/Texas statt und verlief reibungslos.

3 MESSPRINZIP

Die im Meteorologischen Institut München konzipierten Radiometer verwenden die Sonne als Strahlungsquelle und messen im Normalfall die in zwei verschiedenen Spektralintervallen von der Atmosphäre geschwächten Intensitäten, insbesondere bei Sonnenauf- bzw. Sonnenuntergang. Die Spektralbereiche werden durch Interferenzfilter ausgesondert, von denen einer innerhalb der Absorptionsbande des zu untersuchenden Spurengases und der andere, der als Referenz dient, in einem spektral möglichst benachbarten

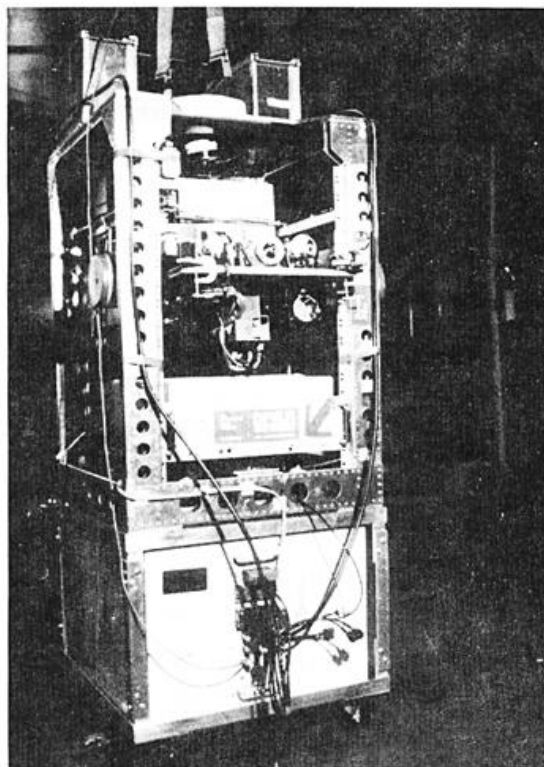


Abb.1 MIM-Ballon gondol zur Messung stratosphärischer Spurengasprofile; im oberen Bereich ist die Meßplattform, die auf die Sonne ausgerichtet wird, mit dem Sonnensucher und den Radiometern zu erkennen.

atmosphärischen Fenster liegt. Zeitliche Änderungen der Sensitivität des Meßsystems und Einflüsse der Kontinuumsabsorption können durch dieses Konzept weitgehend eliminiert werden. Bei Messung des NO<sub>2</sub> mit Radiometern muß das Korrelationsmeßprinzip angewendet werden (vgl. Fischer, H. et al., 1980b). Aus den Daten bei relativ hochstehender Sonne kann eine absolute Eichung aller Meßwerte erreicht werden.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten optischen Daten des Experimentes zusammengestellt:

Ausrichtgenauigkeit : 3'  
Gesichtsfeld : 10'

Meßbereich	Filtereigenschaften	
	zentr. Wellenlänge	Halbwertsbreite
H <sub>2</sub> O-Bande	6,55 µm	0,15 µm
H <sub>2</sub> O-Referenz	8,32 µm	0,12 µm
HNO <sub>3</sub> -Bande	11,30 µm	0,15 µm
HNO <sub>3</sub> -Referenz	12,04 µm	0,14 µm
NO <sub>2</sub>	6,25 µm	0,14 µm

#### 4 ERGEBNISSE

Im folgenden werden nur die aus den beiden ersten Ballonflügen abgeleiteten Profile für H<sub>2</sub>O und HNO<sub>3</sub> kurz diskutiert. Die Ergebnisse für das Spurengas NO<sub>2</sub> sind an anderer Stelle wiedergegeben (Fischer, H. et al., 1980b).

Abb.2 zeigt die beiden Wasserdampfprofile, von denen das im Februar 1979 gewonnene eine sehr trockene untere Stratosphäre widerspiegelt.

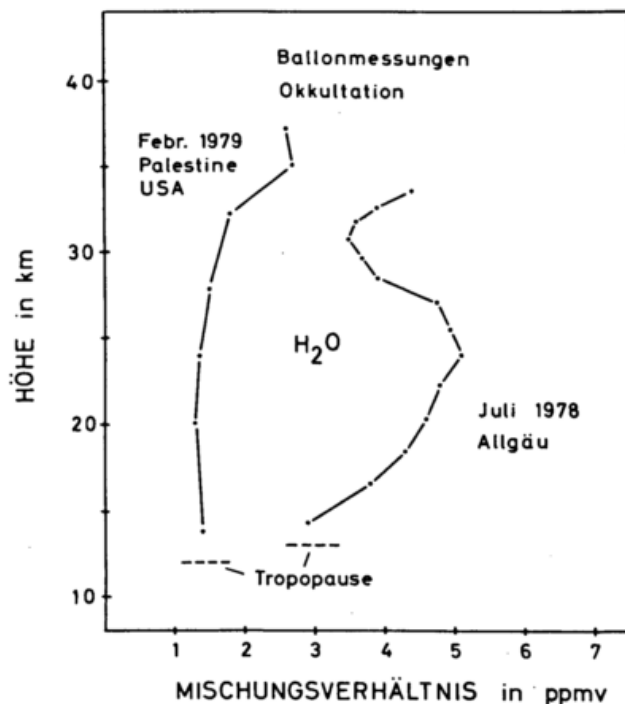


Abb.2 Aus optischen Messungen abgeleitete stratosphärische Wasserdampfprofile

Erst oberhalb ca. 28 km steigt das Mischungsverhältnis langsam an. Die Ursache für die relativ wenigen Meßpunkte ist in Kapitel 2 beschrieben. Obwohl die absolute Genauigkeit für das Juli-Profil insbesondere in den obersten Schichten geringer ist, läßt die deutlich sichtbare Feinstruktur die Möglichkeiten der Meßmethode erkennen. Bereits geäußerte Vermutungen über feuchte Schichten in der Stratosphäre werden hiermit bestätigt. Da erst für den Februar-Flug ein Radiometer zur Messung von HNO<sub>3</sub> zur Verfügung stand, kann zum jetzigen Zeitpunkt nur ein HNO<sub>3</sub>-Profil präsentiert werden (Abb.3). Die technisch bedingte Einschränkung der Meßbedingungen wirkt sich in diesem Fall besonders ungünstig aus, so daß nur fünf Meßpunkte ermittelt werden konnten. Trotzdem befinden sich die Lage des HNO<sub>3</sub>-Maximums und sein Absolutwert in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren.

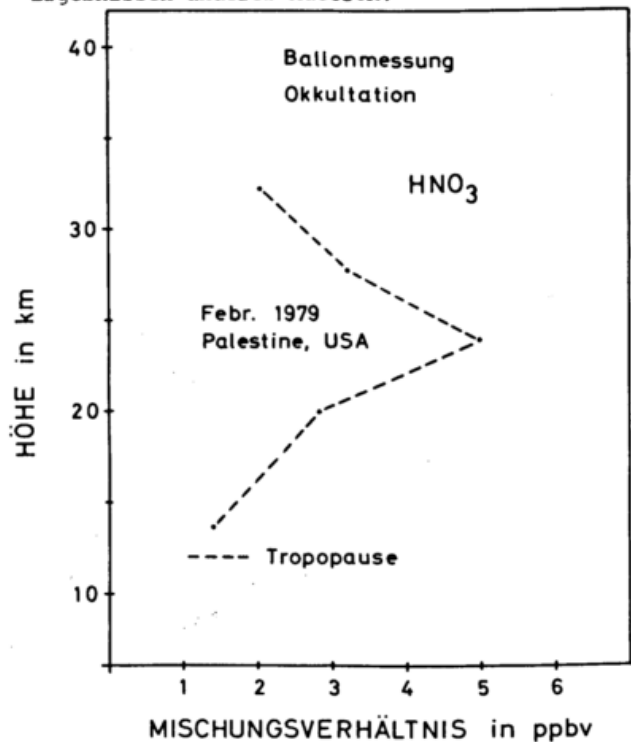


Abb.3 Aus optischen Messungen abgeleitetes HNO<sub>3</sub>-Profil (siehe dazu Text)

#### 5 AUSBLICK

Trotz gewisser technischer Probleme bei den ersten beiden Ballonflügen konnten stratosphärische Spurengasprofile mit zum Teil interessanten Erkenntnissen abgeleitet werden. Im Hinblick auf den reibungslos abgelaufenen Flug im Mai 1979 sollte die Auswertung dieser Daten darüber hinausgehende Ergebnisse liefern.

#### 6 LITERATUR

Fischer, H. et al., 1980a, "Über die Verteilung der Spurengase H<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub> und HNO<sub>3</sub> ...", Meteorologentagung Berlin 1980

Fischer, H. et al., 1980b, "Messung von NO<sub>2</sub>-Profilen in der Stratosphäre ...", Meteorologentagung Berlin 1980

BESTIMMUNG DER AEROSOLGRÖSSENVERTEILUNG AUS DER HIMMELSTRAHLDICHTE BEI KLEINEN STREUWINKELN

E.v.Dall'Armi

Meteorologisches Institut der Universität, Theresienstraße 37, D-8000 München 2

Die Streufunktion, bestimmbar aus Messungen der Himmelsstrahldichte bei kleinen Streuwinkeln, wird numerisch bezüglich der Aerosolgrößenverteilung invertiert. Bei geeigneter Wahl von Streuwinkeln und Wellenlängen erhält man gute Ergebnisse, auch bei unbekanntem Brechungsindex und Meßfehlern bis zu 5%.

### 1 EINLEITUNG

Der Gehalt an festen und flüssigen Schwebeteilchen in der Luft, Aerosolpartikeln, beeinflusst in vielfältiger Weise atmosphärische Vorgänge. Da anthropogene Quellen mit wachsendem Anteil zur Aerosolentstehung beitragen, ist die genaue Kenntnis der Eigenschaften und der Wirkung der Aerosolpartikel von großem Interesse. Die Aerosolgrößenverteilung ist neben dem Brechungsindex die wichtigste Kenngröße zur Beschreibung der Aerosoleigenschaften. Sie läßt Rückschlüsse auf Alter und Herkunft der Teilchen zu. Brechungsindex und Größenverteilung zusammen sind die notwendige physico-chemische Information, um alle Strahlungswirkungen der Aerosolpartikel zu beschreiben.

In den letzten Jahren gibt es zahlreiche Bestrebungen, optische Meßverfahren zu entwickeln. Der hier im Rahmen einer Diplomarbeit (v.Dall'Armi, 1979) untersuchten Methode liegt folgende Überlegung zugrunde: Die Aureole (der Bereich stärkerer Aufhellung des Himmels in Sonnennähe) wird durch Streuung der Sonnenstrahlung an Aerosolpartikeln und Luftmolekülen hervorgerufen. Da aus dem Streuverhalten der Teilchen auf die Größenverteilung geschlossen werden kann, versucht man letztere aus Messungen der Himmelsstrahldichte in Sonnennähe zu bestimmen. Das theoretische Problem besteht darin, eine physikalisch sinnvolle und genügend genaue Lösung für die Inversion der entsprechenden Integralgleichung zu finden. Bei der vorliegenden Untersuchung wird ein numerisches Inversionsverfahren in der Anwendung auf den Vorwärtsstreubereich geprüft. An Stelle von Meßwerten werden unter Verwendung realistischer Aerosolgrößenverteilungen die notwendigen Daten im Computer hergestellt.

### 2 DAS INVERSIONSVERFAHREN

Die Streueigenschaften von Aerosolpartikeln können durch die Streutheorie nach Mie beschrieben werden. Die Streufunktion einer Aerosolgrößenverteilung gibt an, welcher Anteil der einfallenden Strahlung von den Teilchen unter dem Winkel  $\theta$  gestreut wird, abhängig von der Wellenlänge der Strahlung, dem Brechungsindex und dem Radius der Teilchen. Die Streufunktion  $f(\theta)$  läßt sich z.B. aus Messungen der Himmelsstrahldichte bestimmen.  $f(\theta)$  sind also die Meßwerte.

$$f(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} F_i \frac{3}{4r} \frac{dV(r)}{d \log r} d \log r \quad (1)$$

$F_i$  entspricht der Intensität der Streustrahlung nach dem Mieformalismus.  $dV(r)/d \log r$  ist die gesuchte Aerosolgrößenverteilung als logarithmische Volumenverteilung. Sie gibt an, welches Volumen die Teilchen im Radiusintervall  $r, r+dr$  haben.

Die Aufgabe des Inversionsverfahrens ist es, die Gleichung (1) bezüglich der Volumenverteilung zu invertieren. Mit der Berechnung der quadratischen Abweichung zwischen gemessenen und berechneten optischen Daten wird iterativ die bestmögliche Übereinstimmung zwischen wahrer Verteilung und rekonstruierter Aerosolgrößenverteilung erzielt. Die invertierte Verteilung wird durch ein Säulendiagramm dargestellt. Diese Inversionsmethode geht auf Heintzenberg (1978) zurück.

### 3 DER KERN DER INTEGRALGLEICHUNG

Der Kern  $K(r) = F_i \cdot 3/4r$  der Gleichung (1) gibt Aufschluß darüber, welche und wieviele Streuwinkel für eine gute Inversion benötigt werden. Er ist die Gewichtsfunktion der Integralgleichung. Die Auswahl der Streuwinkel und Wellenlängen muß so erfolgen, daß für jede Säulenbreite der zu invertierenden Verteilung genügend Information in diesen Gewichtsfunktionen vorliegt.

Die wichtigsten Ergebnisse sind: Große Streuwinkel liefern mehr Information über kleine Teilchen, ebenso kleinere Wellenlängen. Bei großen Teilchen ist es entsprechend umgekehrt. Es reicht nicht aus, Messungen bei einem Streuwinkel und mehreren Wellenlängen durchzuführen, da die Gewichtsfunktionen im nutzbaren Spektralbereich (d.h. vom Sichtbaren bis zum nahen Infrarot bei Wellenlängen im Bereich atmosphärischer Fenster) nur ein Radiusintervall von einigen  $\mu\text{m}$  abdecken. Die optisch wirksamen Teilchen liegen jedoch nach den Messungen zahlreicher Autoren zwischen  $0,03 \mu\text{m}$  und  $30 \mu\text{m}$  Radius. Drei Wellenlängen kombiniert mit Streuwinkeln zwischen  $1^\circ$  und  $20^\circ$  ergeben die Aerosolgrößenverteilung von  $0,1$  bis  $40 \mu\text{m}$  Teilchenradius. Die großen Teilchen sind also gut erfaßbar, während die sehr kleinen Teilchen so nicht bestimmt werden können. Auch die Erweiterung der Meßdaten auf größere Streuwinkel hilft hier nicht weiter.

4 ERGEBNISSE

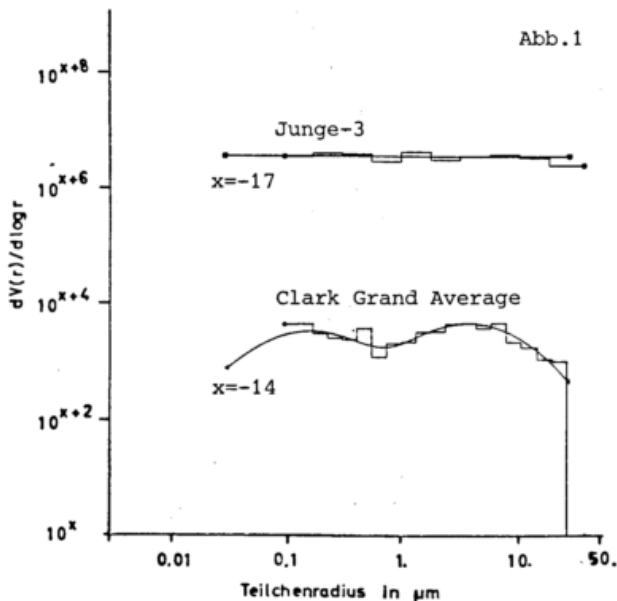
4.1 Der günstigste Datensatz

Aufgrund der Kernanalyse und bestätigt durch Testrechnungen hat sich der folgende Datensatz als optimal erwiesen, mit Streufunktionswerten bei:

Wellenlängen	Streuwinkel					
0,4 $\mu\text{m}$	1°	2°	4°	6°	10°	20°
0,77 $\mu\text{m}$	1°	1°				
1,68 $\mu\text{m}$	1°	2°				

Damit wurden eine Reihe von Aerosolgrößenverteilungen invertiert, u.a. Jungeverteilungen und auch extrem schmale Verteilungen. Den besten Eindruck der Möglichkeiten des Verfahrens vermittelt die Inversion des Clark Grand Average, einem verfeinerten Modell für gealtertes Aerosol. Es entsteht aus der Überlagerung logarithmischer Gaussverteilungen. Wegen der begrenzten Möglichkeiten des Inversionsverfahrens bei kleinen Teilchen wurde die Verteilung bei 0,03  $\mu\text{m}$  abgeschnitten.

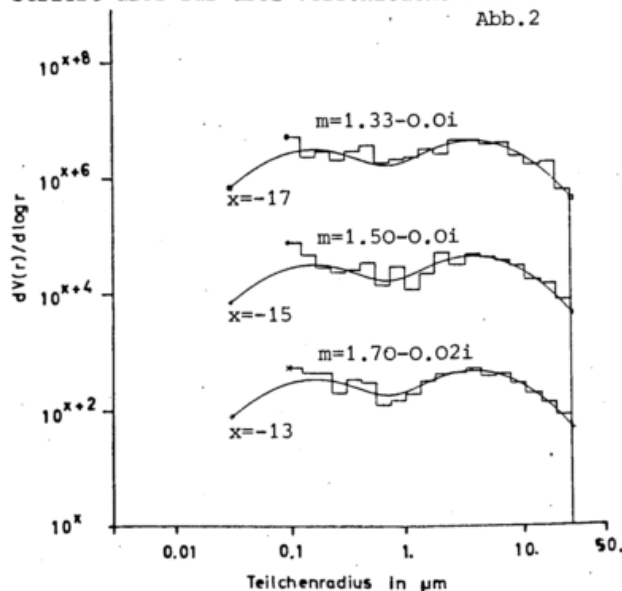
Abb. 1 zeigt, daß sich mit dem genannten Datensatz die Verteilungen Clark Grand Average und Junge-3 mit 20 bzw. 10 Säulen im Intervall 0,1 bis 40  $\mu\text{m}$  sehr gut rekonstruieren lassen. Weniger Säulen und Daten führen zu einem ungenaueren Ergebnis, wesentlich mehr bringen keine Verbesserung.



4.2 Der Einfluß des Brechungsindex

Bei den vorstehenden Inversionsbeispielen wurde für die Daten simulierter Messungen und für die berechnete Verteilung der gleiche Brechungsindex  $m=1,50-0,02i$  angenommen, wie er für mittlere Verhältnisse in der Atmosphäre zutrifft. Sein wirklicher Wert kann jedoch zwischen 1,70 und 1,33 (Wasser) beim Realteil, 0 (keine Absorption) und 0,66 (Ruß) beim Imaginärteil schwanken. Da man den wirklichen Brechungsindex bei optischen Messungen meist nicht kennt, muß geprüft werden, ob sich dies negativ auf das Inversionsergebnis auswirkt.

Die Analyse des Kerns ergab, daß der Brechungsindex erst bei Streuwinkeln größer ( $10^\circ$ ) das Inversionsergebnis wesentlich beeinflusst. Wählt man Wellenlängen und Winkel geeignet aus, so erhält man auch bei großer Abweichung des angenommenen vom wirklichen Brechungsindex noch gute Inversionsergebnisse. Abb. 2 demonstriert dies für drei verschiedene Fälle.



4.3 Auswirkungen von Meßfehlern

Das Verfahren wurde auch bezüglich der Auswirkungen von Meßfehlern getestet. Die Daten der simulierten Messungen wurden mit statistischen Meßfehlern belegt. Es zeigt sich, daß Meßfehler bis zu 5% noch gut tolerierbar sind.

5 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Analyse des Kerns und zahlreiche Inversionsrechnungen haben ergeben, daß die geprüfte Inversionsmethode recht gut zur Rekonstruktion realistischer Aerosolgrößenverteilungen geeignet ist. Die Unempfindlichkeit bezüglich des unbekanntes Brechungsindex und der Meßfehler liegt an der Wahl geeigneter Kombinationen von Wellenlängen und Streuwinkeln.

Die Untersuchungsmethode läßt sich auch auf andere Meßdatensätze anwenden. Insbesondere erscheint es angebracht, die Messungen auf die Extinktionskoeffizienten zu erweitern, weil dann auch kleinere Teilchen invertiert werden können als in den hier gezeigten Beispielen.

LITERATUR

v. Dall'Armi, E. (1979): Die Inversion simulierter Streufunktionswerte bei kleinen Streuwinkeln bezüglich der Aerosolgrößenverteilung, Diplomarbeit, Met. Inst. Univ. München

Heintzenberg, J. (1978): Particle Size Distributions from Scattering Measurements of Nonspherical Particles via Mie-Theory, Beitr. Phys. Atmosph., 51, S. 91-99.

DER EINFLUSS DER ATMOSPHERE AUF REMOTE SENSING DATEN  
IM 0.4 - 0.8  $\mu\text{m}$  BEREICH ÜBER DEM OZEAN

Martina Kästner

Universität München, Meteorologisches Institut,  
Theresienstr. 37, 8000 München 2

ZUSAMMENFASSUNG

Rechnungen zeigen für den Spektralbereich von 0.4 bis 0.8  $\mu\text{m}$  für wolkenfreie Gebiete über Wasser die Variabilität der Nadirstrahldichte am Satelliten aufgrund der natürlichen Schwankungen der atmosphärischen Parameter. Das verwendete Ozeanmodell enthält Absorption, Rayleigh- und Mie-Streuung, sowie zusätzliche Absorption durch das Chlorophyll des Phytoplanktons, und es besitzt eine teilweise mit Schaum bedeckte rauhe Wasseroberfläche. Das Atmosphärenmodell enthält ebenfalls Rayleigh- und Mie-Streuung, sowie Absorption durch Ozon und Wasserdampf.

Die größten Strahldichteänderungen am Satelliten zwischen 1 und 10 % werden durch die optisch wirksamen Parameter Lufttrübung und Schaum auf der Wasseroberfläche verursacht, während die der anderen Parameter einzeln betrachtet etwa bei 1 % liegen. Die Ergebnisse sind abhängig von der Wellenlänge und der Sonnenelevation.

1 EINLEITUNG

Seit Oktober 1978 mißt der Coastal Zone Color Scanner von Nimbus 7 über Wasser in 5 Kanälen zwischen 0.44 und 0.75  $\mu\text{m}$ . Die am Satelliten gemessenen spektralen Strahldichten werden durch die optischen Eigenschaften des Wassers und der darüberliegenden Atmosphäre gesteuert. Man kann die gemessene Nadirstrahldichte aufteilen in die vom Wasser durch die Atmosphäre transmittierte Strahldichte (etwa 5 %) und die sog. path radiance der Atmosphäre (etwa 95 %). Diese Aufteilung von Photonen in solche, die die Wasseroberfläche berühren oder ins Wasser eindringen und solche, die das nicht tun, ermöglicht eine getrennte numerische Behandlung der am Satelliten gemessenen Strahlung mit einem Ozeananteil und einem Atmosphärenanteil.

2 OPTISCH WIRKSAME PARAMETER

Im folgenden werden die optisch wirksamen Parameter der Atmosphäre und des Ozeans aufgeführt. Die extraterrestrische Sonnenstrahlung wird auf ihrem Weg durch die Atmosphäre durch das Ozon und den Wasserdampf absorbiert, an Luftmolekülen gestreut und an Aerosolpartikeln gestreut und absorbiert. Die direkte und die gestreute Sonnenstrahlung, die auf die Wasseroberfläche trifft, wird entweder reflektiert oder dringt in das Wasser ein. Ein Teil der eingedrungenen Strahlung erreicht als Unterlicht wieder die Atmosphäre. Das verwendete Ozeanmodell enthält streuende und absorbierende Wassermoleküle und Hydrosole und zu-

sätzlich absorbierendes Phytoplankton. Sedimente oder Gelbstoffe sind nicht berücksichtigt, weil deren Streueigenschaften nicht hinreichend bekannt sind. Bei einer Berücksichtigung der Sedimente und der Gelbstoffe verändern sich die Ergebnisse geringfügig bei der Wellenlänge 0.55  $\mu\text{m}$ , so daß die Gültigkeit der Ergebnisse nur wenig eingeschränkt ist.

3 ERGEBNISSE

Die Änderungen der am Satelliten gemessenen spektralen Strahldichte, die durch die atmosphärischen Parameter entstehen können, sind in Abb. 1 dargestellt. Eine ausführliche Darstellung der Untersuchungen und der Ergebnisse findet sich in Quenzel und Kästner(1978). Die Rechnungen wurden für die Wellenlängen 0.44, 0.52, 0.55, 0.67 und 0.75  $\mu\text{m}$  durchgeführt, sie sind daher charakteristisch für das sichtbare Spektrum. Die 1-%-Kurve im unteren Teil der Abbildung gibt in Absolutwerten 1 % der Strahldichte am Satelliten an und soll als Vergleich für die darüberliegenden Kurven dienen. Jede dieser Kurven gibt eine Strahldichteänderung am Satelliten durch die Abweichung eines optisch wirksamen Parameters von einem Referenzzustand an.

Kurve 1: Die Lufttrübung nimmt von sehr geringer Trübung (spektraler Linke Trübungsfaktor  $T_{550} = 1.5$ ) auf kräftige Trübung zu ( $T_{550} = 5.0$ ); entsprechende Werte der optischen Dicke:  $\tau_{550}$  steigt von 0.14 auf 0.47.

Kurve 2: Die Trübung nimmt von sehr ge-

ringer Trübung ( $T_{550} = 1.5$ ) auf mäßige Trübung zu ( $T_{550} = 2.5$ );  $\tau_{550}$  steigt von 0.14 auf 0.24.

Als Referenztrübung über dem Ozean wurde die sehr geringe Trübung gewählt, weil dort im allg. nicht mit verschmutzter Luft gerechnet wird. Kurve 1 und 2 zeigen den starken Einfluß der Trübung auf das Satellitensignal, für  $\lambda = 0.44 \mu\text{m}$  sind es zwischen 3 und 9%, für  $0.67 \mu\text{m}$  schon 29 und 80%.

Kurven 3 und 4: Auf der Wasseroberfläche nimmt die von Schaum bedeckte Fläche von 0 auf 1% bzw. von 0 auf 0.45% zu. Ab der Windstärke 4 befinden sich auf dem Wasser Schaumkronen. Kurven 3 und 4 zeigen den relativ kräftigen Einfluß dieser Schaumkronen, der für  $\lambda = 0.44 \mu\text{m}$  1 bis 3%, für  $\lambda = 0.67 \mu\text{m}$  7 bis 16% ausmacht.

Kurve 5: Der Ozongehalt sinkt von 0.36 auf 0.31 cm NTP. Der mittlere Ozongehalt in unseren Breiten liegt um 0.34 cm NTP, er unterliegt jedoch jahreszeitlichen Schwankungen. Die Änderung bei  $0.55 \mu\text{m}$  beträgt 1% der Strahldichte am Satelliten.

Kurve 6: Wenn die in die Atmosphäre einfallende Sonnenstrahlung um 1% zunimmt, nimmt der Satellitenmeßwert entsprechend zu.

Die Jahresschwankung der Sonnenstrahlung liegt bei 3%.

Kurve 7: Die Zunahme der Molekülmasse wird durch den Luftdruck parametrisiert, der von 1013 mb um 50 mb steigt.

Kurve 8: Die Wasserdampfmasse nimmt von 0.5 auf 5 g/cm<sup>2</sup> zu, was zu einer Abnahme der Strahldichte bei  $0.75 \mu\text{m}$  führt. Die Jahresschwankung von Wasserdampf liegt bei uns im Mittel zwischen 0.5 und 3 g/cm<sup>2</sup>.

Kurve 9: Das Aerosolmodell (maritime Luft) ändert sich, wenn die relative Luftfeuchte von 70 auf 90% ansteigt. Durch das zusätzliche Angebot von Wasserdampfquellen die Aerosolteilchen, so daß eine andere Größenverteilung der Aerosolpartikeln entsteht. Die optische Dicke wird aber als konstant angesetzt. Die Strahldichte am Satelliten erhöht sich dadurch um etwa 1% bei  $\lambda = 0.44 \mu\text{m}$ .

Kurven 10 und 11 beschreiben die Strahldichteänderungen von 0 auf 1 mg/m<sup>3</sup> bzw. von 0 auf 10 mg/m<sup>3</sup> Phytoplanktongehalt. Eine weitere Erhöhung des Phytoplanktongehaltes würde Kurve 11 nur unbedeutend verändern.

#### 4 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Zur Interpretation von Remote Sensing Daten bezüglich der Unterlage müssen die atmosphärischen Parameter hinreichend genau bekannt sein, da sie die Strahlung am Satelliten im sichtbaren Spektralbereich wesentlich beeinflussen. Dieser maskierende Effekt führt insbesondere bei der Bestimmung der Chlorophyllkonzentration vom Satelliten aus zu Genauigkeitsanforderungen an die Störparameter, die schwerlich erfüllbar sind.

#### 5 LITERATUR

Quenzel, H. und M. Kästner: Remote Sensing of chlorophyll in the ocean: Masking effects of the atmosphere. Wiss. Mitt. 33 (1978), Universität München, Meteorologisches Institut.

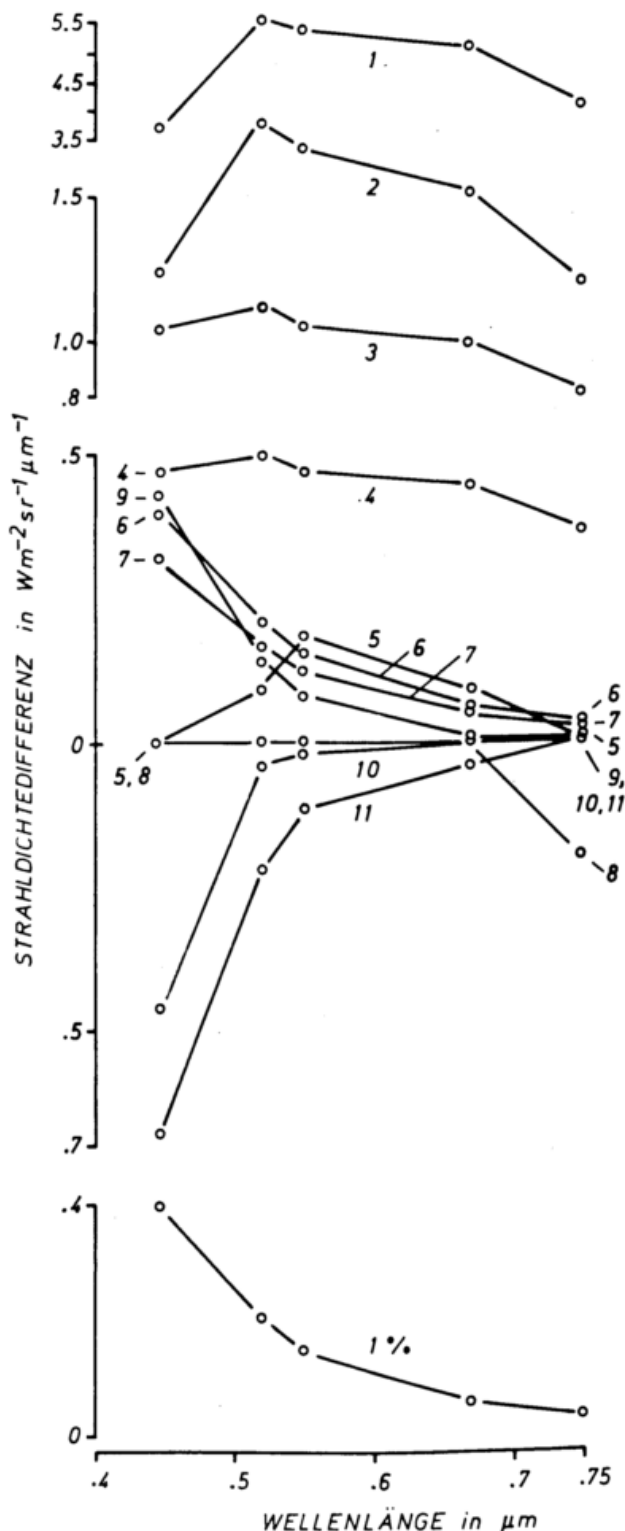


Abb. 1: Änderungen der Nadirstrahldichte am Satelliten über der Wellenlänge bei einer Sonnenelevation von 32.5°.

## DOPPLER-SODAR-MESSUNGEN DER KOHÄRENZ DES TURBULENTEN WINDFELDES IN DER GRENZSCHICHT

Wamser, C.

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Es werden Untersuchungen beschrieben, die mit einem am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg entwickelten monostatischen Doppler-SODAR-System durchgeführt wurden. Die Dopplerverschiebung wird mit Hilfe eines speziellen Spektrumanalysators online bestimmt, Hierdurch ist es möglich, nicht nur das mittlere Windfeld sondern auch Fluktuationen bis etwa 0.1 Hz mit guter räumlicher Auflösung zu messen. Die dargestellten Ergebnisse wurden mit einer vertikal gerichteten Antenne gewonnen und erlauben quantitative Aussagen über Strukturen des vertikalen Windfeldes und seiner Kohärenz bis etwa 250 m Höhe.

### 1 EINLEITUNG

Das Sodar-Meßverfahren gestattet die indirekte Bestimmung von wichtigen Parametern der unteren Atmosphäre aus der Streuung von Schall an turbulenten Inhomogenitäten. So können aus der Amplitude der Streustrahlung qualitative Aussagen über die Temperaturstruktur, aus der Dopplerverschiebung der rückgestreuten Signale das Bewegungsfeld abgeleitet werden. Auf dem Wege zu einem praktisch einsetzbaren Meßsystem wurden von uns verschiedene Doppler-Analyseverfahren getestet, wobei sich zeigte, daß die Methode der Bestimmung des Fourierspektrums anderen i.a. verwendeten Frequenzmeß-Verfahren überlegen ist. Über die Spektralanalyse ist auch bei sehr geringem Signal-zu-Rauschverhältnis die Ableitung der Dopplerverschiebung mit hinreichender Genauigkeit möglich, da das gleichzeitig analysierte Rauschspektrum aus dem Empfangssignal eliminiert werden kann.

Im folgenden werden erste Ergebnisse gezeigt, die mit einer vertikal gerichteten SODAR-Antenne gewonnen wurden. Durch spektrale Korrelation der Vertikalgeschwindigkeiten in bis zu 14 Höhenstufen können Grenzschichtparameter wie der charakteristische Scale und die Varianz der Vertikalwindkomponente, sowie der "decay"-Parameter und das Phasenspektrum abgeleitet werden, aus dem die Neigung von Turbulenzelementen bestimmt werden kann.

### 2 BEISPIELE

Abbildung 1 und 2 sind Beispiele für den Verlauf des Vertikalwindes in 14 verschiedenen Höhenstufen, gemessen mit dem Doppler-SODAR. In Abb. 1 (freie Konvektion) erkennt man die für stark labile Schichtung typische asymmetrische Struktur, die durch die über die Antenne driftenden Konvektionszellen hervorgerufen wird. Die in

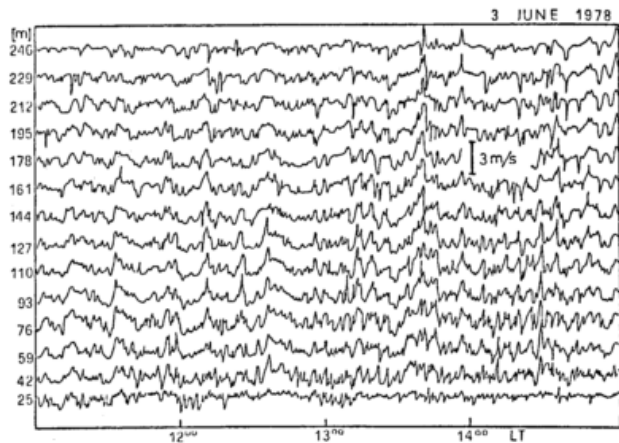


Abb. 1: Gang des Vertikalwindes in 14 Höhenstufen, gemessen mit einem Doppler-SODAR im Falle freier Konvektion.

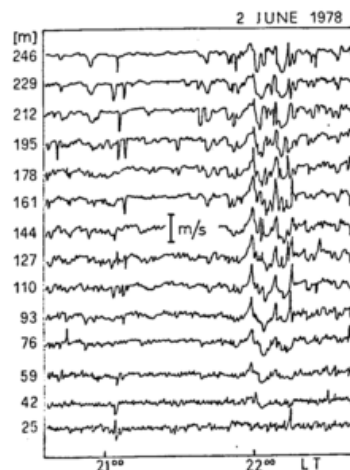


Abb. 2: Gang des Vertikalwindes in 14 Höhenstufen, gemessen mit einem Doppler-SODAR in einem stabilen Fall mit ausgeprägter Schwerewellengruppe.

Abb. 2 dargestellten Vertikalwind-Zeit-  
reihen zeigen in der Zeit von 21.30 -  
22.30 Uhr periodische Schwankungen,  
deren Amplituden mit der Höhe exponen-  
tiell zunehmen. Ähnliche Variationen  
wurden bei den an einem 300 m hohen  
Antennenmast in Nähe der SODAR-Antenne  
durchgeführten direkten Messungen fest-  
gestellt und sind auf die mit einer  
Schwerwellengruppe verbundenen Orbi-  
talebewegungen zurückzuführen.

### 3 SPEKTRALANALYSE DER VERTIKALWIND- ZEITREIHEN

Die Überprüfung der mit dem SODAR ge-  
messenen Fluktuationen erfolgte durch  
Spektralvergleich. Abbildung 3 ist ein  
Beispiel eines Vergleichs zwischen  
einem mit einem Ultraschall-Anemometer  
in 110 m Höhe und mit dem SODAR (Hö-  
henbereich 100 - 117 m) gemessenen

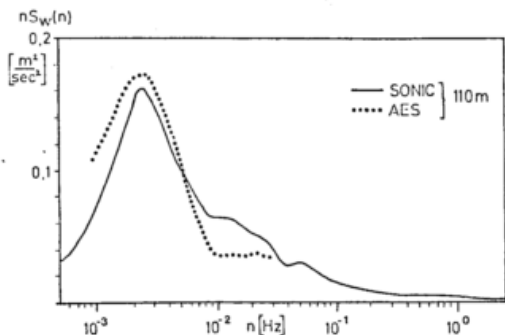


Abb. 3: Vergleich zwischen zwei Varianz-  
spektren, gemessen mit einem  
Doppler-SODAR und einem Ultra-  
schall-Anemometer.

Varianzspektrums. Die Übereinstimmung  
ist insbesondere hinsichtlich der Lage  
und Höhe des Maximums befriedigend; Ab-  
weichungen im höherfrequenten Bereich  
können durch den horizontalen Abstand  
der Meßsysteme und die räumliche Mit-  
telung im Streuvolumen des SODARS  
bedingt sein.

Charakteristische Strukturen der Turbu-  
lenzparameter wurden für 3 unterschied-  
liche Fälle untersucht: A: Windfreie  
Konvektion, B: Erzwungene Konvektion  
(hier nicht gezeigt), C: Stabile Lage  
mit ausgeprägter Schwerwellengruppe.  
Hierfür wurden die w-Fluktuationen  
spektral analysiert, die Zeitreihen in  
den verschiedenen Höhenstufen mitein-  
ander korreliert und Phasen- sowie  
Kohärenzspektren berechnet. Die Abbil-  
dungen 4a und 4b zeigen die Varianz-  
spektren für Fall A und C. Das Ergeb-  
nis dieser Untersuchung kann folgender-  
maßen zusammengefaßt werden:

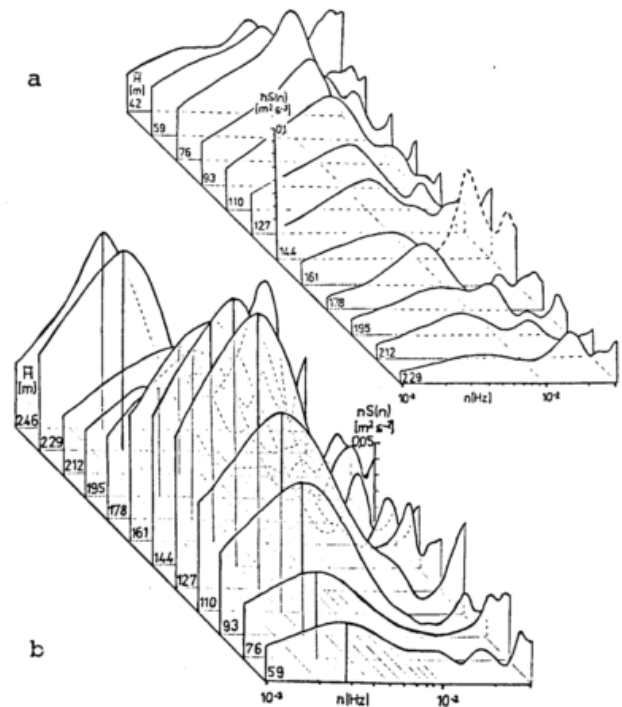


Abb. 4: Vertikalwind-Varianzspektren  
für die in Abb. 1 und 2 dar-  
gestellten Zeitreihen.

- a Man erkennt eine deutliche Zunahme  
der Vertikalwindvarianz bis etwa  
100 m Höhe für die beiden konvektiven  
Fälle; in größeren Höhen nimmt im  
Fall A die Varianz ab und bleibt  
dagegen im Fall B bis 250 m Höhe  
konstant. Fall C zeichnet sich durch  
exponentielle Zunahme der Varianz bis  
etwa 200 m Höhe aus.
- b Beide konvektiven Fälle zeigen aus-  
geprägte Maxima im Varianzspektrum  
mit Verschiebung zu niederen Frequen-  
zen in größeren Höhen. Im Falle er-  
zwungener Konvektion tritt bei etwa  
 $1.5 \cdot 10^{-2}$  Hz ein Nebenmaximum auf.  
Die über die Höhe gemittelten cha-  
rakteristischen Scales sind: Fall A:  
 $\lambda_m = 200$  m, Fall B:  $\lambda_m(I) = 775$  m,  
 $\lambda_m(II) = 270$  m. Im Gegensatz zu den  
konvektiven Fällen zeigt sich - wie  
erwartet - in den Varianzspektren  
der Schwerwellengruppe keine Abhän-  
gigkeit der Frequenz des Maximums von  
der Höhe.
- c Die aus den Phasenspektren ermittelten  
Phasenverschiebungen von Turbulenz-  
elementen im Bereich des charak-  
teristischen Scales wurden in den konvek-  
tiven Fällen auf die Neigung von  
Konvektionszellen zurückgeführt.  
Diese beträgt im Fall erzwungener  
Konvektion etwa  $25^\circ$ ; dagegen konnte  
im Fall freier Konvektion keine merk-  
liche Neigung der Zellen bestimmt  
werden.
- d Die Davenport-Hypothese, nach der die  
Kohärenz exponentiell mit dem Quoti-  
enten  $\Delta z / \lambda_m$  abnehmen sollte, scheint  
nach den bisherigen Untersuchungen  
im konvektiven Fall nur im Frequenz-  
bereich von  $\lambda_m$  gültig zu sein.

ERGEBNISSE DER VERIFIKATION VON SATELLITENDATEN  
DURCH VERGLEICH MIT RADIOSONDENDATEN

Gerhard Steinhorst

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt, Offenbach (Main)

ZUSAMMENFASSUNG

Es werden die Ergebnisse der Verifikation von Satellitenwinddaten durch Vergleich mit Radiosondendaten für die geostationären Satelliten METEOSAT, GOES und GMS dargestellt. Es zeigt sich, daß sich seit Juli 1979 die Qualität der METEOSAT-Windvektoren deutlich verbessert hat und somit das Niveau der GOES- und GMS-Winddaten erreicht haben.

1 EINLEITUNG

In der Meteorologischen Auswertezentrale (MIEC) des ESOC in Darmstadt werden zweimal täglich aus den Bilddaten des geostationären Satelliten METEOSAT etwa 400 Windvektoren erzeugt.

Die Besonderheit der Windbestimmung aus METEOSAT-Daten liegt darin, daß sie auf einer völlig automatischen Korrelationsmethode zur Verfolgung der Wolkenränder beruht. Erst in der Endphase der Windbestimmung wird durch manuellen Eingriff eine Qualitätsprüfung an den MIEC-Konsolen vorgenommen.

Die Satellitenwinde finden Eingang in die numerische Analyse des DWD, wo sie zusammen mit Flugzeugmeldungen (Aireps) das Beobachtungsnetz der Radiosonden über dem Atlantik und der Sahara ergänzen. Zugleich erleichtern die in die Höhenkarten eingetragenen Satellitenwinde die Bestimmung der Windmaxima (Jets), was wiederum zu einer Verbesserung der Jet- und Isotachenvorhersage für den Luftverkehr führt.

2 TESTMETHODE

Die über das GTS (globale Fernmeldesystem) in Offenbach empfangenen Satellitenwinde wurden während der Testperioden mit entsprechenden Radiosondendaten verglichen. Mit Hilfe der EDV werden für die Radiosondenwinddaten benachbarte Satellitenwinde in einem 2° Intervallum die Radiosondenstation nach Richtung und Geschwindigkeit für die angegebene Druckfläche überprüft. Zusätzlich wird noch die "Höhe bester Zuordnung" (HBZ) durch lineare Interpolation der Radiosondenwerte bestimmt. Die HBZ ist die Druckfläche, für welche die Vektordifferenz zwischen Radiosonden- und Satellitenwindvektor innerhalb einer bestimmten Schranke am geringsten ist.

Die Druckdifferenz  $\Delta p$  zwischen der HBZ und dem ursprünglich angegebenen Druckniveau des Satellitenwindes kann als Maß für den Fehler in der Höhenzuordnung der Satellitenwindvektoren angesehen werden.

Unzulänglichkeiten der Testmethode sind:

- Fehler in den Radiosondendaten
- mangelhafte zeitliche und räumliche (2° Intervall) Zuordnung der Winde
- Lineare Interpolation

3 ERGEBNISSE DER VERIFIKATION

3.1 Vergleich Radiosonde - METEOSAT

In Zusammenarbeit mit der ESOC hat der Deutsche Wetterdienst an mehreren Windtestkampagnen teilgenommen, von denen der Test vom 21.11. - 05.12.1978 am aufschlußreichsten war. Die folgende Tabelle zeigt die statistischen Ergebnisse des Windvergleichs gegliedert in tiefe (> 700mbar), mittelhohe (700-400mbar) und hohe Winde (< 400mbar) für den Absolutbetrag der Richtungs-  $|\Delta\varphi|$  und Vektordifferenz  $|\Delta\vec{v}|$  sowie für die Geschwindigkeits- $\Delta u$  und Druckdifferenz  $\Delta p$ . Zum Vergleich sind in Klammern (Tabelle 1) ebenfalls die Ergebnisse des neuen Windvergleichs vom 25.07. - 17.10.79 in Form des arithmetischen Mittels ARM und der mittleren Quadratwurzel (Root Mean Square) RMS angeführt.

Grundsätzlich haben sich die Ergebnisse seit Juli 1979 erheblich verbessert. Dies gilt insbesondere für die mittleren Richtungs- und Vektordifferenzen, die nunmehr für alle Niveaus fast gleiche Werte aufweisen. Das sekundäre Maximum bei 140° in der Häufigkeitsverteilung für  $|\Delta\varphi|$  während der Testperiode vom 21.11. - 05.12.78 tritt nicht mehr in Erscheinung. Die mittlere Geschwindigkeitsdifferenz weist seit Juli 1979 nur noch für die hohen Winde deutlich positive Werte auf. Dies besagt, daß die aus den Satellitendaten ermittelte Windgeschwindigkeit gegenüber den Radiosondenvergleichswerten zu klein ausfällt.

Die Vektordifferenz  $|\Delta\vec{v}|$  hat sich für das mittlere und hohe Niveau deutlich verbessert, sowohl in den Mittelwerten als auch in der Streuung. Die Zunahme von  $|\Delta\vec{v}|$  mit der Höhe ist durch die generelle Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zu erklären.

		$ \Delta\varphi $ ( $^{\circ}$ )	$\Delta u$ m/s	$ \Delta\vec{v} $ m/s	$\Delta P$ mbar
1000-700 mbar	ARM	54.8 (26.5)	1.6 (0.1)	4.7 (5.0)	7.9 (-6.7)
	RMS	74.0 (39.8)	5.5 (5.1)	6.3 (6.4)	39.4 (60.0)
700 - 400 mbar	ARM	35.4 (25.7)	4.6 (0.1)	9.5 (6.9)	41.7 (-5.0)
	RMS	51.4 (40.2)	11.9 (6.1)	13.6 (8.8)	158.0 (87.8)
< 400 mbar	ARM	33.7 (27.4)	7.9 (3.6)	16.9 (10.2)	116.2 (12.4)
	RMS	49.3 (42.6)	15.6 (9.5)	20.2 (13.2)	202.4 (177.4)

TABELLE 1  
Statistische Ergebnisse (Radiosonde - METEOSAT) vom 21.11 - 05.12.78 und in ( ) vom 25.7 - 17.10.79

Wie aus den mittleren Druckdifferenzen  $\Delta P$  ersichtlich ist, wurden im ersten Testzeitraum 1978 die Satellitenwinde zu geringen Druckwerten zugeordnet. Aufgrund der neueren Ergebnisse seit Juli 1979 ist die Höhenzuordnung der MIEC-Software erheblich verbessert worden.

### 3.2 Meteorologische Fehlerursachen

Einer der Gründe für die großen Vektordifferenzen im Nov./Dez. 1978 war in der Umstellung der Großwetterlage während des Testzeitraums zu finden. Mit Verschärfung des Trogs über dem Westlichen Mittelmeer nahm auch die Qualität der getesteten Windvektoren ab. Dies war auf die hohen Windgeschwindigkeiten im Maximum des Jets und auf den starken Gradienten der Windgeschwindigkeit zum Trog hin zurückzuführen. Scharfe horizontale oder vertikale Gradienten der Windgeschwindigkeit verursachen besonders dann große Vektordifferenzen, wenn die Höhe des Satellitenwindes nicht richtig erfaßt wird. Durch ungenaue Höhenzuordnung wurden auch mehrere Satellitenwinde im Trogbereich fälschlicherweise oberhalb der Tropopause angesiedelt.

Ebenso große Abweichungen zwischen Radiosonden- und Satellitenwinde werden durch orographisch beeinflusste Wolken erzeugt, besonders im Luv und Lee der Pyrenäen und des Atlas-Gebirges.

### 3.3 Vergleich der Satellitenwinde von METEOSAT, GOES, GMS

Um im DWD eine Kontrolle über die in die numerische Analyse einfließenden Satellitenwinde zu haben, werden seit Ende Juni 1979 nicht nur die Windvektoren des europäischen Satelliten METEOSAT, sondern auch des amerikanischen Satelliten GOES-W und des japanischen Satelliten GMS getestet. Hierzu wird ebenfalls das oben beschriebene Verfahren angewendet. Die folgende Tabelle 2 zeigt das arithmetische Mittel (ARM) und die mittlere Quadratwurzel (RMS) der Windvektordifferenzen  $|\Delta\vec{v}|$  Radiosonde - Satellit für den Zeitraum vom 25.07. - 17.10.79 für 3 verschiedene Höhenbereiche.

		MET 1	GOES	GMS
Zahl der Fälle		598	350	573
1000 - 700 mbar	ARM	5.0	3.9	5.4
	RMS	6.4	4.6	7.5
700 - 400 mbar	ARM	6.9	6.6	8.2
	RMS	8.8	7.4	10.7
< 400 mbar	ARM	10.2	10.8	11.5
	RMS	13.2	13.2	13.3

TABELLE 2  
Arithmetisches Mittel ARM und mittlere Quadratwurzel RMS für  $|\Delta\vec{v}|$  von Radiosondenwind - Satellitenwind

Grundsätzlich unterscheidet sich die Qualität der berechneten Windvektoren für alle 3 geostationären Satelliten nur wenig, wobei die GOES-Winde im tiefen und mittleren Niveau etwas besser abschneiden.

### 4 LITERATURHINWEISE

METEOSAT Operations Advisory Group (Herausgeber), METEOSAT Cloud Winds Quality, ESA, MDM, Darmstadt (1979)

## ANALYSE VON ZYKLONENENTWICKLUNGEN MIT HILFE VON SATELLITEN -BILDSEQUENZEN UND DARAUS ABGELEITETEN WINDFELDERN

Christian Zick, Benno Carus, Regina Dimanski

Freie Universität Berlin, Hochschulfilmreferat

Aus einer Folge von 141 halbstündlichen SMS-I-Bildern, die vom 11. bis 14.8.1974 eine Zyklonenentwicklung über dem Nordatlantik in allen Stadien zeigt, wurden mit kinematographischen Methoden dreistündliche hochtroposphärische Windfelder abgeleitet und aus den Bewegungen qualitative "Cine-Neph-Analysen", die in den quantitativen Daten nicht enthaltene Informationen erfassen. In den Stromlinien- und Isotachenanalysen konnten mesoscalige Strukturen herausgearbeitet werden, die offensichtlich in enger Beziehung zu mesoscaligen Strukturen im Wolkenbild stehen. - Am IMB der DFVLR in Oberpfaffenhofen wurde eine kurze METEOSAT -Bildsequenz analysiert. Es hat sich gezeigt, daß zwar die reine Windbestimmung qualitativ und quantitativ besser und schneller geleistet werden kann, daß aber wichtige Information verloren ginge, wenn nicht noch gleichzeitig eine Analyse der Textur - und Strukturveränderungen erfolgt.

Es ist in der Zusammenfassung bereits angedeutet, daß in diesem von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Projekt Analogdaten kinematographisch und Digitaldaten am interaktiven Bildauswertesystem vergleichend und einander ergänzend eingesetzt werden, um die Bildfolgen geostationärer Satelliten in ihrem Gesamtinformationsgehalt - also quantitative Datengewinnung, Textur und Struktur sowie deren Veränderungen in Raum und Zeit - zu analysieren und solche neuentwickelten Analyseverfahren auf bestehende Erklärungsmodelle, z. B. auf Zyklonenentwicklungen, anzuwenden; denn diese Bildfolgen erlauben die Untersuchung atmosphärischer Vorgänge in einer räumlichen und zeitlichen Auflösung, wie sie mit konventionellen Daten nicht zu erreichen ist.

Die erste präsentierte Falluntersuchung hat eine Zyklonogenese über dem Nordatlantik zum Inhalt, wie sie vom 11. bis 14.8.1974 von einer Folge von SMS-I-IR-Bildern gezeigt wird (s. Abb.1). Für diesen Zeitraum wurden in durchschnittlich dreistündlichen Abständen Filmschleifen (Loops) angefertigt, die jeweils einen 90-Minuten-Zeitraum, also vier Satellitenbilder, umfassen. Mit Hilfe dieser Loops wurden aus den Wolkenverlagerungen Winde bestimmt. Gerade im Bereich einer Zyklonogenese sind fast ausschließlich Winde im Cirrusniveau herauslesbar, so daß für diesen Fall lediglich die hohen Windfelder analysiert wurden. Diese zwangsläufige Beschränkung dürfte aber keine nennenswerte Beeinträchtigung darstellen, da auch nach den bestehenden Modellvorstellungen die Windfelder der Hochtroposphäre bei außertropischen Zyklonogenesen

eine primäre Rolle spielen, und die Erfahrung mit den Bilddaten auch zeigt, daß tatsächlich die Zyklonogenese sich in charakteristischen Struktur- und Bewegungsmustern der hohen Wolken ausdrückt.

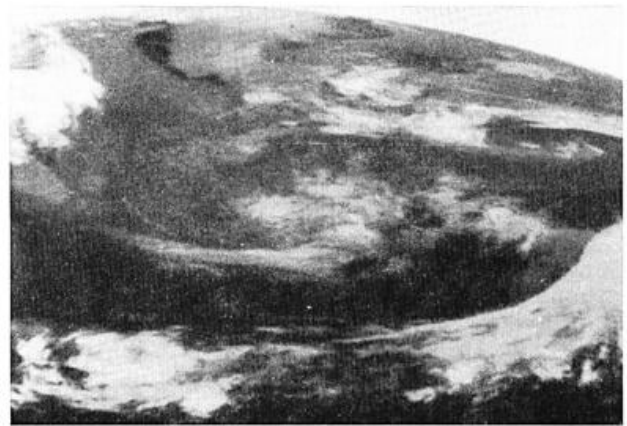


Abb.1 SMS I, IR, 12.8.1974, 15.30 GMT

Mit den Bewegungen und Veränderungen von Strukturelementen der Bewölkungsfelder ist in den Szenen Information enthalten, die über die Information von punktuellen Daten hinausgeht. Es wurde daher eine Analysemethode entwickelt, mit der diese Information ausgeschöpft werden soll. Diese Analysemethode nennen wir CINE-NEPH-Analyse (s. Abb.2). Es hat sich gezeigt, daß der Auswerter die sich verändernden Strukturen aus der Bewegung heraus so "ein-

frieren" kann, daß er daraus ein Bild gewinnt, das die Merkmale eines Standbildes mit denen einer bewegten Szene verbindet, d.h. zusätzlich zur Wolkenverteilung werden Bewegungsrichtungen und Veränderungen von Wolken und Wolkenfelder durch Symbole dargestellt. Sehr wichtige Strukturelemente, die bei der Windanalyse (die ja aus Punktbeobachtungen an geeigneten Tracern besteht) oft durch die "Maschen rutschen", sind z.B. kleinräumige Rotationen, die wegen der diffusen Struktur der beteiligten Wolken in den Winddaten nicht enthalten sind. Mit Hilfe dieser CN-Analyse ist es nun möglich, die quantitative Windauswertung, die ja nur einzelne Punkte aus einem an sich homogenen Feld liefert, zu strukturieren und in Gebieten ohne quantitative Daten das Feld zuverlässiger zu interpolieren. Die richtige Analyse von Konfluenzen und Diffluenzen z.B. in solchen Gebieten setzt eine CN-Analyse voraus.

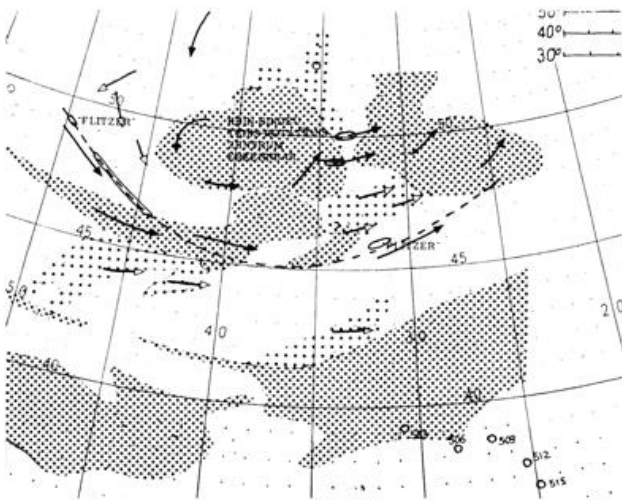


Abb. 2 CINE-NEPH-Analyse 12. 8. 1974, 14. 30 - 16. 00 GMT

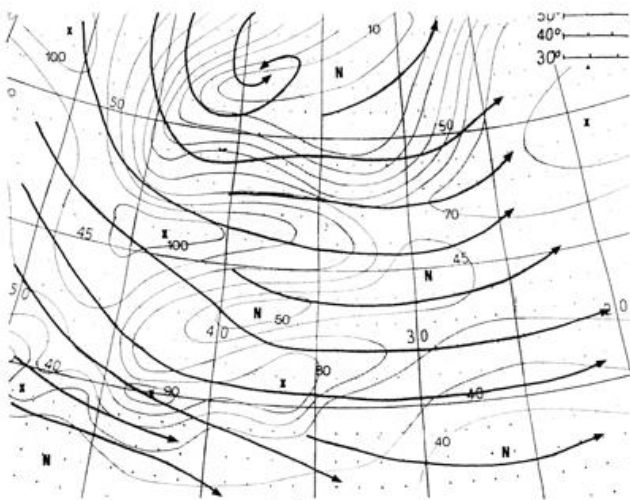
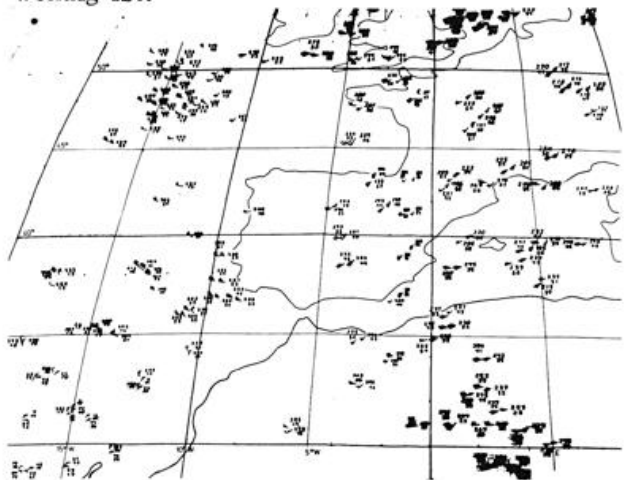


Abb. 3 Isotachen (kn), Stromlinien und hohes Wolkenfeld 12. 8. 74, 14. 30 - 16. 00 GMT

Abb. 4 Am IMB berechnete Winde für 29. 3. 78, 17. 30 - 18. 30 GMT

Aus den berechneten Windwerten und den Informationen der CN-Analyse wurden Stromlinien- und Isotachenfelder (s. Abb. 3), Relative Vorticity und Vorticity-Advektion berechnet. Alle Felder zeigen verschiedene deutliche Beziehungen zu den Wolkenfeldern. In diesem Rahmen sei nur auf zwei Details in der Abb. 3 hingewiesen: im Bereich der zyklonalen Entwicklung bei 40°W und 45 - 50°N zeigt das Stromfeld deutliche Diffluenz. Der südliche Strahlstrom bei etwa 40°N weist in der Isotachenanalyse eine ganz erhebliche Struktur auf, die weder durch konventionelle Daten noch durch Betrachten der Filmszene allein erkennbar ist. Die quantitative Analyse zusammen mit der CN-Analyse erst und die geringen Zeitintervalle der Analysen brachten zum Vorschein, daß offensichtlich längs der Strahlstromachse Geschwindigkeitsunterschiede bis zu 50 kn (am 13. 8. 1974 um 03 GMT) bestehen, und zwar nicht im Scale planetarischer Wellen, sondern im unteren synoptischen Scale (Wellenlänge 500 - 700 km). Diese Wellen stehen in guter Korrelation zu den Wolkenstrukturen.

Die an diesem Fall entwickelten Analysemethoden werden jetzt auf einen METEOSAT-Fall übertragen. Es handelt sich um die Entwicklung einer Frontalwelle über Spanien am 29. 3. 1978. Die Erfassung der quantitativen Daten, also Winde und Wolkenhöhen, wurde am IMB der DFVLR in Oberpfaffenhofen durchgeführt. Bei der Windbestimmung brachte diese interaktive Methode eine ganz erhebliche Vereinfachung (Berechnung und Positionierung) gegenüber unserer kinematografischen Windauswertemethode. Durch optimales Enhancement und optimale Bildausschnittwahl ist ein Maximum an Quantität und Qualität von Windwerten zu erreichen (s. Abb. 4). Eine Stromlinien- und Isotachenanalyse ist aus diesen Windwerten angefertigt worden, wobei hier jetzt auch die Relevanz des niedrigen Wolkenfeldes auf der Rückseite der Frontalwelle untersucht werden kann. Es ist jedoch am IMB nicht möglich, eine CN-Analyse anzufertigen, weshalb eine weitere kinematografische Verarbeitung notwendig ist.



AUFBEREITUNG VON WETTERSATELLITENDATEN

Dipl.-Ing.Kurt ZIMMERMANN

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

1 ZIELSETZUNG

Die Aufbereitung von Satelliteninformationen stellt eine wesentliche Stufe in der Kette zwischen Empfang und Verwertung der Daten dar. Mit Großanlagen ist heute der Datenmanipulation praktisch keine Grenze gesetzt, doch zeichnet sich sofort eine empfindliche Einschränkung ab, wenn man die Kosten mit ins Kalkül zieht. Aus diesem Grund wurde an der Zentralanstalt in Wien ein Weg eingeschlagen, der dem Grundsatz mit einem Minimum an Kosten ein Optimum an Information für die abzudeckenden Bedürfnisse zu erhalten, Rechnung tragend sollte.

Es sollen zwei Gesichtspunkte gemäß ihrer Priorität berücksichtigt werden :

- 1.Unterstützung des Synoptikers
- 2.Grundlagenmaterial für Forschungszwecke

Zur Zeit stehen folgende Wettersatellitenbilddaten zur Verfügung:

- von TIROS- Serie, Standard-u.hohe Auflösung, verschiedene Spektralbereiche, konstante räumliche Auflösung entlang der Polarbahn, zeitliche Folge rund 6 Stunden;
- von METEOSAT, verschiedene Spektralbereiche, analog oder digital, Auflösung bedingt durch Geostationärität mitzunehmender Breite abnehmend, zeitliche Folge minimalst 30 Minuten.

Die verschiedenen Auflösungen in Zeit und Raum (Abb.1a) bedingen den Aufwand auf der Empfangsseite (Abb.1b).

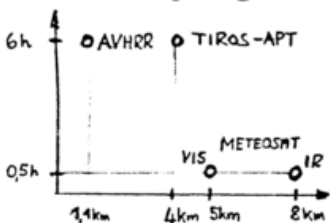


Abb. 1a Zuordnung von räumlicher zeitlicher Auflösung der Sat.systeme

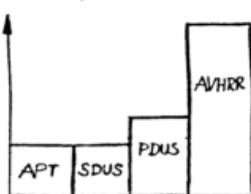


Abb. 1b Aufwand auf der Empfangsseite

2 SYSTEMÜBERLEGUNGEN

Betrachtet man den Zuwachs an Information in Abhängigkeit vom Umfang der Aufbereitung (Abb.2), so erkennt man, daß eine aufwendige Empfangsanlage eine gute Datenaufbereitung nur bedingt ausgleichen kann. Man wird daher in den meisten Anwendungsfällen auf hochauf-

lösende Bilder verzichten, und auf der Empfangsseite die weniger aufwendigen Anlagen für den Empfang von Bildsendungen mit geringerer Auflösung bei den polarumlaufenden Satelliten (APT), sowie der Analogübertragung von Daten von METEOSAT. vorsehen.

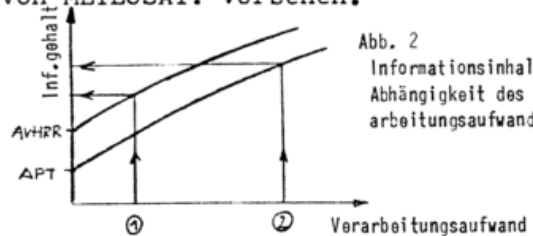


Abb. 2 Informationsinhalt in Abhängigkeit des Verarbeitungsaufwandes

3 VERARBEITUNGSSYSTEM

Die Analogdaten werden digitalisiert und einem Prozessor zugeleitet (Abb.3). Die Abspeicherung auf Magnetplatte erlaubt einen schnellen Zugriff für die Auswahl bei der Wiedergabe. Das System ist beliebig erweiterbar, sodaß hinsichtlich der Datenspeicherkapazität eine den Bedürfnissen entsprechende Anpassung erfolgen kann. Als Ausgabeinheit ist ein Bildschirm mit hoher Auflösung vorgesehen. Eine Darstellung jedes pixels durch 4 Bit gestattet eine Grauwertaufklärung von 16 Stufen, wie sie auch von den meisten Bildwiedergabegeräten erfolgt. Die Erhöhung der Anzahl der Graustufen bedingt eine größere Speicherkapazität.

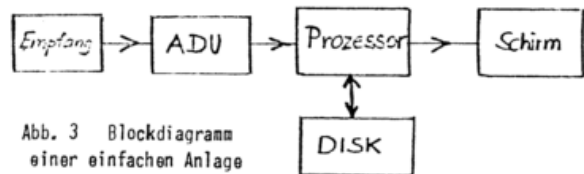


Abb. 3 Blockdiagramm einer einfachen Anlage

4 BEARBEITUNGSMÖGLICHKEITEN

Einfaches enhancement kann direkt mit Kontrast und Helligkeit des Bildschirmes ausgeführt werden. Jede beliebige andere Grauwertfunktion kann dem Prozessor eingegeben werden. Detailausschnitte einerseits, sowie Zusammenfassungen zu Übersichtsbildern andererseits sind reine Software-Angelegenheiten. Geografisches Entzerren und Darstellung

in beliebiger Projektion entsprechend der Wetterkarten ist gleichfalls leicht auszuführen, wobei vor allem das Überblenden mit Karten zweckmäßig erscheint. Dazu ist jedoch hardwaremäßig der entsprechende Eingang notwendig. Einer der Hauptpunkte eines derartigen Systems ist sicherlich die numerische Behandlung der Bilddaten der verschiedenen Kanäle, und die Verknüpfung dieser nach Verfahren wie sie die moderne digitale Bildverarbeitung anbietet.

### 5 BETRIEB UND ARCHIVIERUNG

Sämtliche Methoden der Bildaufbereitung stehen dem Synoptiker on-line zur Verfügung. Es gibt keine Verzögerungen zwischen Datenempfang und bearbeitetem Produkt, ferner keinerlei Betriebsmitelaufwand, sowie einen reduzierten Personaleinsatz. Gleiche Überlegungen gelten für die wissenschaftliche Bearbeitung des Datentmaterials, wie auch für die Verfeinerung der Methoden und die Erprobung derselben. Bei einem reinen Bildschirmverarbeitungssystem sind die Daten nur kurzfristig in Abhängigkeit der Speichergröße des Systems - verfügbar. Für eine wissenschaftliche Nachbearbeitung müßten die Bilder langzeitgespeichert werden. Ein Archivieren in digitaler Form mittels Magnetbändern scheint im Rahmen eines Betriebssystems mit wenig Aufwand wenig zielführend, da der Bandbedarf sehr groß wird. Zur Zeit ist das geeignetste Speichermedium ein hochauflösender Film, der auch die Grauwerte reproduzierbar rückgewinnen läßt. Man benötigt dazu eine Lese-u.Schreib-einrichtung, um die Daten einerseits fotografisch festzuhalten, und andererseits wieder auf numerische Werte durch Abscannen zurückführen zu können. Derartige sind jedoch relativ teuer und werden durch Wettersatellitendatenabspeicherung allein nicht voll ausgenutzt. Viele Institutionen anderer Disziplinen, die sich der Fernerkundung bedienen, stehen vor dem gleichen Problem. In Österreich wurde deshalb eine Gemeinschaftsanlage installiert, deren Anschaffungskosten von sechs verschiedenen Instituten getragen wurden. Das System der Langzeitarchivierung und die Wiederaufbereitung für die Bildschirmbearbeitung zeigt Abb.4.

Ein derartiger Scanner kann sowohl für Farb- als auch nur für Schwarz-Weiß-Aufzeichnung ausgelegt sein, wobei für letztere ein Laser als Lichtquelle am besten geeignet erscheint. Bei Colorgeräten wird die Information durch Filterung von reinem weißen Licht erreicht, das jedoch nach dem heutigen Stand der Technologie meist mittels einer Kalkkathodenröhre erzeugt wird, die wiederum keine rasche Änderung der Intensität zuläßt, sodaß bei vernünftiger Aufzeichnungs- und Abtastgeschwindigkeit ein Verlust an Pixelschärfe auftritt.

### 6 SCHLUSSBEMERKUNG

Das hier kurz umrissene System der Wettersatelliten-Bildverarbeitung bietet Wetterdienststellen und Instituten, die weniger Mittel für die Satellitenmeteorologie zur Verfügung haben, die Möglichkeit, die empfangenen Daten wirkungsvoller, als das mit herkömmlichen Bildwiedergabegeräten der Fall ist, zu nutzen. Eine Umwälzung des Aufwandes von der Empfangs- auf die Verarbeitungsseite scheint im Sinne der Meteorologie sinnvoll.

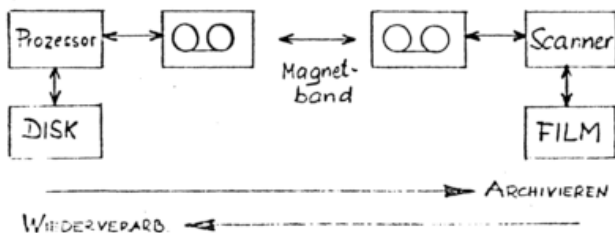


Abb. 4 Schema der Archivierung

BEISPIELE ZUR ANWENDUNG VON SATELLITENBILDERN IN DER SYNOPTIK

Veronika Zwatz - Meise

Zentralanstalt f Met u Geodyn, Hohe Warte 38, 1190 Wien, Österreich

1 EINE ANWENDUNG DER VORTICITY

Spezielle in Satellitenbildern erkennbare Wolkensysteme wie u.a. enhanced Cumuli (EC) und Komma (Ko) werden durch zyklonale Vorticity erzeugt bzw. aufrecht erhalten. Aus dem Wert der Vorticity kann daher eine Aussage über die Weiterentwicklung des betrachteten Wolkensystemes gemacht werden.

Es gibt sogenannte Schwellwerte der Vorticity, bei deren Überschreitung das Wolkensystem weitere Wetterwirksamkeit zeigt, bei deren Unterschreitung es sich jedoch abschwächt. Die Schwellwerte hängen vom jeweiligen Wolkensystem, der Art der Vorticity und ihrer Berechnungsmethode ab. Hat man Vorticity in 850 und 500 mbar zur Verfügung, so kann man für deren Kombination Bereiche abgrenzen, die bestimmte Wahrscheinlichkeiten für Verstärkung bzw. Abschwächung des zugehörigen Wolkensystems aufweisen. Das folgende Beispiel soll die Methode demonstrieren.

Abb.1 zeigt ein noch nicht gut formiertes Ko und ein EC sowie die Maximalwerte der rel. Vorticity in beiden Niveaus. Geht man damit in die entsprechenden Tabellen ein, so gelangt man für das Ko in den Bereich I  $\zeta_{850} > 1,8 \cdot 10^{-5} \wedge \zeta_{500} > 4,4 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ . In ihm tritt mit 93% Wahrscheinlichkeit weitere Wetterwirksamkeit auf. Für das EC erhält man den Bereich IV  $\zeta_{850} < 1,2 \cdot 10^{-5} \wedge \zeta_{500} < 5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$  sowie  $\zeta_{500} < 0 \text{ sec}^{-1}$ . In diesem Bereich tritt mit 90% Wahrscheinlichkeit Abschwächung auf.

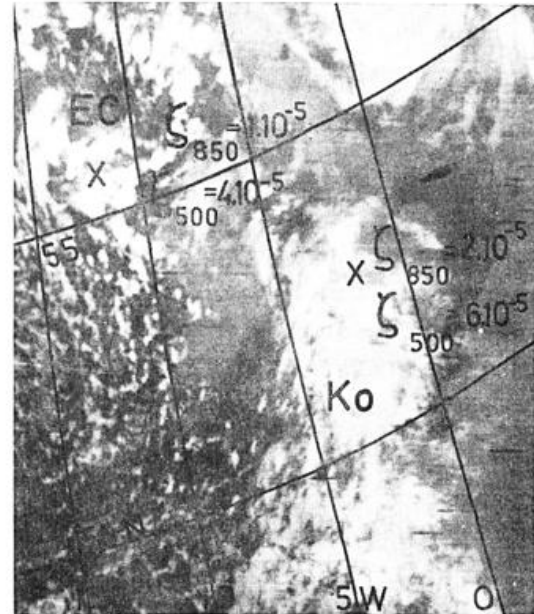


Abb.1: 22.3.79, 0410GMT, IR, TIROSN

12 Stunden später zeigt das Satellitenbild (Abb. 2) als Ergebnis ein nun gut entwickeltes Ko. Das abgeschwächte EC liegt außerhalb des Bildes.

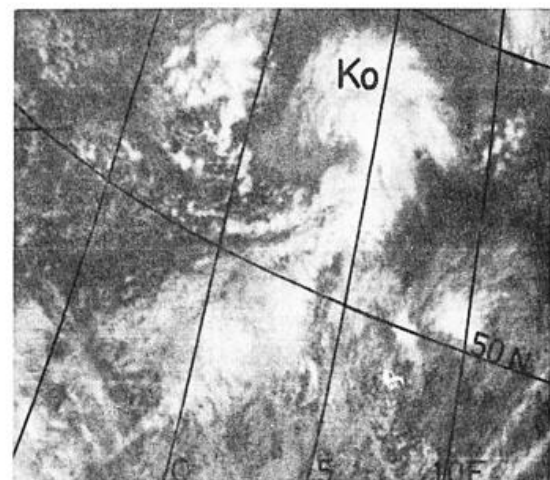


Abb.2: 22.3.79, 1355GMT, IR, TIROSN

## 2 EINE ANWENDUNG DER RELATIVEN TOPOGRAPHIE

Satellitenbilder zeigen häufig eine Konfiguration im Bewölkungsbereich einer Zyklone, bei der vor dem Wolkenband der Kaltfront (KF) ein dazu paralleles Wolkenband (WB) liegt. Sind nur die Meldungen der synoptischen Karten vorhanden, so wird dieses WB als zum System gehörige Warmfront (WF) analysiert, wobei ein schmaler Warmsektor entsteht.

Auf Grund der Bewölkungskonfiguration im Satellitenbild erkennt man jedoch, daß die WF des Systems weiter nördlich liegt, kurz ist und einen offenen Warmsektor bildet. Das WB parallel zur KF hängt mit letzterer nicht zusammen. Abb.3 zeigt eine solche Situation.

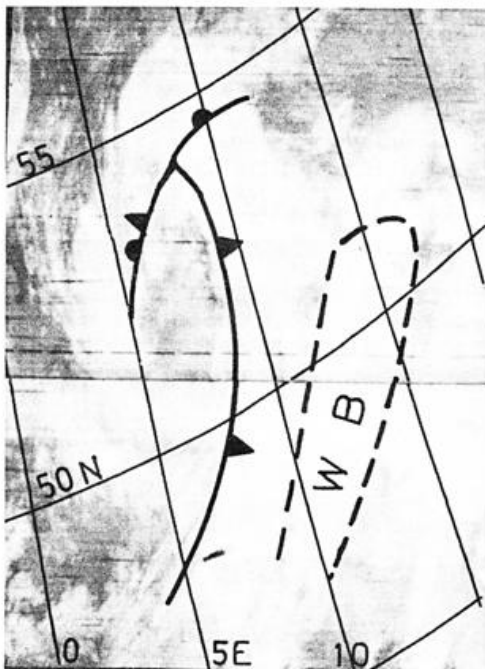


Abb.3: 2.5.79, 0340GMT, IR, TIROS N  
Alle Fälle dieser Art sind mit einer typischen Konfiguration der rel.Top. verbunden. Das betrachtete WB liegt

im Zentrum eines rel.Top.-Keiles, der südlich von den parallelen Isothermen, die das Westwindband repräsentieren, liegt. Dieser Keil ist nur oder zumindest überwiegend in höheren Schichten ausgeprägt (500/700 mbar). Ein zweiter, wesentlich flacherer Keil ist innerhalb der Konfiguration des Westwindbandes erkennbar. Er repräsentiert die WF des Systems. Abb.4 zeigt dies.

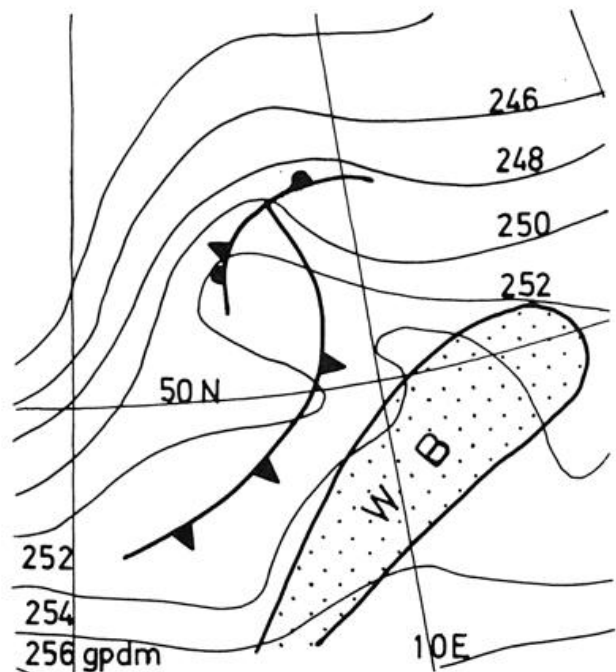


Abb.4: 2.5.79, 500/700 mbar rel.Top.  
0000 GMT, Kontur und Fronten  
aus Satellitenbild Abb.3

Das WB parallel zur KF liegt somit im Bereich der stärksten Advektion warmer und feuchter Luft in höheren Schichten und ist ein von der Zyklone unabhängiges Wolken-system. Es könnte z.B. als Höhenwarmfront analysiert werden. Noch besser entspricht eine Höhenokklusion.

INTERAKTIVES SYSTEM FÜR METEOROLOGISCHE  
BILDDATENVERARBEITUNG (IMB)

J. GREDEL, DR. T. KÖNIG, W. RATTEI

DFVLR-GSOC

Die DFVLR hat mit Unterstützung der DFG ein Datenverarbeitungssystem für die interaktive Auswertung von Meteosat-Bildsequenzen aufgebaut. Der Arbeitsplatz bietet Möglichkeiten zur Speicherung, Manipulation und Darstellung von Bilddaten sowie für die quantitative Auswertung. Nutzer dieses Systems sind Wissenschaftler der DFVLR und meteorologischer Institute.

Das Interaktive System für Meteorologische Bilddatenverarbeitung (IMB) besteht aus vier Komponenten (s. Bild 1):

- Videosystem für Speicherung, Manipulation und Darstellung von Bilddaten,
- Prozeßrechner zur Bearbeitung von Echtzeitaufgaben für die Steuerung des Videosystems, Vorverarbeitung von Empfangsdaten und Kommunikation mit dem Großrechner,
- Großrechner für die Durchführung rechenintensiver Verarbeitungsalgorithmen sowie für langfristige Datenhaltung,
- Datenempfangsstation für den Direktempfang der Wettersatelliten TIROS/N (HRPT) und Meteosat (von ESOC wieder verbreitete PDUS-Formate).

Die DFVLR hat mit Unterstützung der DFG dieses System aufgebaut, um meteorologische Fragestellungen anhand von Satellitenbilddaten zu untersuchen. Dazu gehört insbesondere die Analyse dynamischer Prozesse der Atmosphäre, die im Ablauf von Bildsequenzen (Meteosat Zeitauflösung 1/2 Stunde) erkennbar werden, z.B. atmosphärische Zirkulation, Wolkenentwicklung und -Verlagerung.

Das vorhandene Videosystem läßt den Ablauf von Bildsequenzen zu und bietet Möglichkeiten für Kontrastverbesserung,

Pseudo- und Falschfarbendarstellung. Die quantitative Auswertung des Datenmaterials erfolgt mit Hilfe des Programmsystems McIDAS der Universität von Wisconsin, das nach kurzer Einarbeitungszeit auch von einem DVA-unerfahrenen Wissenschaftler interaktiv bedient werden kann. Das Programmsystem ist modular aufgebaut und wird laufend für neue Anforderungen erweitert.

Das Spektrum der vorhandenen Programmfunktionen gliedert sich in folgende Bereiche:

- Ein-/Ausgaberroutinen für Digitalmagnetband/Platte und die Spezialperipherie des Videosystems,
- Bildübertragung von der digitalen zur Video-Datenbasis mit den Optionen Ausschnittswahl, Vergrößerung/Verkleinerung, Kontrastmanipulation, Grid-Überlagerung,
- Bildverbesserung, Kontrastmanipulation, Fälschfarb- und Pseudofarbdarstellung,
- Grafiksoftware für die Überlagerung von Küstenlinien, Landesgrenzen, Koordinaten-Netz und zur Darstellung interaktiv erarbeiteter Ergebnisse (Histogramm, Windvektoren),
- Filterfunktionen, Bilddatenstatistik,
- Navigation für die Registrierung von Bildsequenzen und die Koordinatentransformation Satellit/Erde,
- Windvektorberechnung und Wolkenhöhenbestimmung,
- Dienstprogramme für Filehandling, Frame/Cursormanipulationen, Landmarkenmessung, Q/L-Bildausgabe u.a.

Die Nutzung des Systems erfolgt für wissenschaftliche Aufgabenstellungen und die Flugeinsatzplanung bei meteorologischen Meßkampagnen der DFVLR und für meteorologische Forschungsaufgaben der deutschen Hochschulen und der DFG.

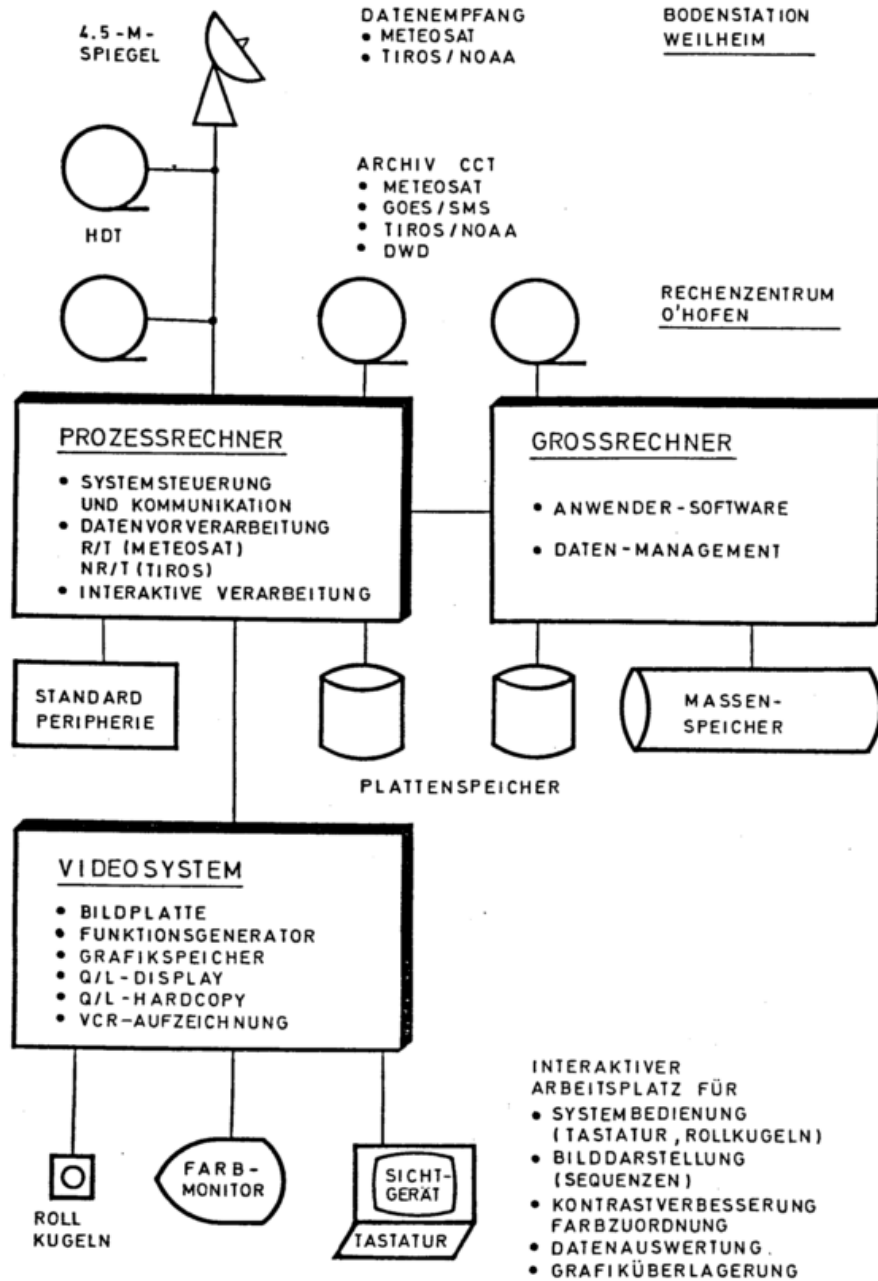


BILD 1 INTERAKTIVES SYSTEM FÜR METEOROLOGISCHE BILDDATENVERARBEITUNG (IMB)

DER EINFLUSS SIMULIRTER WOLKENBILDUNG AUF EINE  
MITTELFRISTIGE NUMERISCHE WETTERVORHERSAGE

Ulrich Cubasch

European Centre for Medium Range Weather Forecasts  
Reading, U.K.

Kurzfassung

Mit Hilfe des globalen spektralen Modelles des ECMWF wird der Einfluß verschiedener Parameterisierungsverfahren der Wolkenbildung auf eine mittelfristige Wettervorhersage untersucht.

1 EINLEITUNG

Die Erdatmosphäre gewinnt durch Einstrahlung Energie in niedrigen Breitengraden und verliert sie durch Ausstrahlung in höheren. Meridionale Energieflüsse sorgen für einen Ausgleich zwischen diesen Regionen mit Energieüberschuß und Energiedefizit, so daß sich der Energieinhalt der Gesamtatmosphäre zeitlich nicht ändert.

Einen wesentlichen Beitrag zu diesem meridionalen Energieaustausch leistet der hydrologische Zyklus, d.h. der Kreislauf, dem Wasserteilchen in der Atmosphäre unterliegen: Flüssiges Wasser verdunstet unter Aufwendung von Energie, der so entstandene Wasserdampf wird über große Entfernungen verfrachtet und kondensiert schließlich, wobei die bei der Verdunstung zugeführte Energiemenge frei wird und zur Erwärmung der Umgebung dient. Findet dieser Kondensationsprozeß in der freien Atmosphäre statt, so spricht man von Wolkenbildung.

Um eine der Realität so weit wie möglich entsprechendes Rechenmodell der Atmosphäre zu erhalten, wird in dem Vorhersagemodell des ECMWF versucht, diesen hydrologischen Zyklus nachzuvollziehen, wobei für den Vorgang der Wolkenbildung verschiedene Parameterisierungsverfahren verwendet werden können, deren Brauchbarkeit im folgenden ausgewertet werden soll.

2 VERSUCHE

Es wurden insgesamt zwölf 10-Tage Vorhersagen mit dem globalen spektralen Modell des ECMWF (Baede et al, 1979) (Auflösung: horizontal ca. 300 km (R28),

15 vertikale Schichten bis ca. 25 mb), basierend auf den Wetterlagen vom 15.2.76 sowie dem 25.8.75 (Hollingsworth et al. 1979), berechnet. Experiment 1 enthielt keinen hydrologischen Kreislauf, in Versuch 6 wurde der Wirbelanteil der bei der Kondensation freierwerdenden Wärme herausgefiltert. In den anderen Experimenten kamen sowohl einfache numerische Verfahren der Kondensationsparameterisierung (Exp. 2, Exp. 3) als auch komplizierte Wolkenmodelle, wie konvektive Wolkenentstehung (Exp. 4) und zusätzlich Wolkenbildung nach dem Bergeron-Findeisen-Prozeß (Exp. 5), zur Anwendung. Eine ausführliche Beschreibung dieser Parameterisierungsverfahren findet sich bei Anthes (1976), Tiedtke et al. (1979) und Ceselski (1973).

3 AUSWERTUNG

Die so berechneten Vorhersagen wurden subjektiv und objektiv mit der Analyse des nordamerikanischen Wetterdieses NMC verglichen.

4 RESULTATE

Die synoptische Auswertung der Vorhersagen ergab, daß die Einbeziehung des hydrologischen Zyklusses zu einer Intensivierung der Druckgebilde führt, was den Ergebnissen von Tracton (1973) und Aubert (1957) entspricht. In den gemäßigten Breiten liefern selbst die einfacheren Kondensations-Simulationsverfahren brauchbare Vorhersagen. Die Einbeziehung konvektiver Wolkenbildung verbessert leicht die 1000 mb Vorhersage, doch begünstigt sie die Überentwicklung tropischer Zyklonen. Tab. 1 gibt an, nach wieviel Tagen die Korrelation zwischen NMC Analyse und Vorhersage 60 % unterschreitet, dem Schwellenwert, unter dem eine Vorhersage als wertlos angesehen wird. Der Tabelle kann man entnehmen, daß die Einbeziehung des hydrologischen Kreislaufes die Vorhersagegültigkeit um mehrere Tage verlängert.

Datum	15.2.76		25.8.75	
	1000 mb	500 mb	1000 mb	500 mb
Druck- fläche				
Experi- ment				
1	5½	7(-)	3½	4(+)
2	7½(-)	7½(+)	4(+)	4(+)
3	7½(-)	7½(+)	4	4(+)
4	7½	7½(+)	4(+)	4½(-)
5	7½	7½(+)	4(+)	4½(-)
6	8(-)	8	4(-)	4(+)

Tab. 1. Verwendbarkeit der Vorhersagen in Tagen (d.h. Korrelation zwischen Analyse und Vorhersage größer als 60 %) für die Nordhalbkugel zwischen 20° - 82.5° N.

Eine Analyse des Effektes der verschiedenen Parameterisierungsverfahren auf den Energiehaushalt deckt auf, daß durch eine zu schwache Erwärmung bei etwa 500 mb in der innertropischen Konvergenzzone in fast allen betrachteten Fällen die Erzeugung verfügbarer potentieller Energie zu schwach ausfällt, was gegen Ende der Vorhersageperiode zu einer Abschwächung der Gesamtzirkulation führt. Bemerkenswert ist, daß dieses Erwärmungsmaximum in der tropischen Atmosphäre in Experiment 1 (unterbrochener hydrologischer Zyklus) durch ein durch Ausstrahlung entstandenes Abkühlungsmaximum ersetzt wird, was darauf hindeutet, daß die Freisetzung latenter Wärme in der Natur so groß ist, daß sie einen Energieverlust durch Ausstrahlung nicht nur ausgleicht, sondern sogar einen Erwärmungsüberschuß liefert. Auf dieses Phänomen wies schon Defant (1976) in seiner Betrachtung der Zirkulation der Erdatmosphäre hin.

## 5 SCHLUSSFOLGERUNG

Die untersuchten Wolkenbildungs-Parameterisierungs-Verfahren erzeugen alle bis zu dem Zeitpunkt, zu dem die Vorhersage unbrauchbar wird, ein ziemlich ähnliches Zirkulationsbild. Die Einbeziehung dieser Parameterisierungsverfahren in das numerische Vorhersagemodell führt zu einer eindeutigen Verlängerung der Vorhersagegültigkeit.

## LITERATUR

Anthes, R.A.: A Cumulus Parameterisation Scheme Utilizing a One Dimensional Cloud Model. Mon. Wea. Rev. Vol.103 1976, pp. 270-286.

Aubert, E.J.: On the Release of Latent Heat as a Factor of Large-Scale Atmospheric Motions. J. Met., Vol. 14, No. 6, 1957, pp. 527-542.

Baede, A.P.M., et al.: Adiabatic Formulation and Organisation of ECMWF's Spectral Model. Tech. Report No. 15, 1979, ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K.

Ceselski, B.F.: A Comparison of Cumulus Parameterisation Techniques. Tellus 25, 1973, pp. 459-478.

Defant, F.: Die Energetik der Allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Promet, 4, 1976.

Hollingsworth, A. et al.: Comparison of Medium Range Forecasts made with Two Parameterisation Schemes. Tech. Report No. 13, 1979, ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K.

Kuo, H.L.: On Formation and Intensification of Tropical Cyclones Through Latent Heat Release by Cumulus Convection. J. Atmos. Sci., 22, 1965, pp. 40-63.

Tiedtke, M. et al.: Parameterisation of Sub-Grid-Scale Processes. Tech. Report No. 10, 1979, ECMWF, Shinfield Park, Reading, U.K.

Tracton, M.S.: The Role of Cumulus Convection in the Development of Extratropical Cyclones. Mon. Wea. Rev. Vol. 101, No. 7, 1973, pp. 573-592.

ÜBER GRUNDLAGEN DER METEOROLOGISCHEN STRAHLUNGSHYDRODYNAMIK

H. Fortak

Freie Universität Berlin

Bei der Formulierung des Ersten Hauptsatzes sowie bei derjenigen der Entropiebilanzgleichung der Strahlungshydrodynamik bestehen auch heute noch gewisse begriffliche Schwierigkeiten. Man kann diese dadurch überwinden, daß man die Gleichungen für die Strahlung und für das hydrodynamische Feld in LORENTZ-invarianter Form schreibt und erst dann zur nichtrelativistischen Näherung übergeht. Eine Anwendung auf den Gesamtenergiesatz reibungsfreier Flüssigkeiten besitzt schon klärenden Charakter.

1 LORENTZ-INVARIANTE BESCHREIBUNG DES STRAHLUNGSFELDES IN BEWEGTER MATERIE

Sei  $f(\mathbf{r}, \mathbf{s}; \nu, t)$  die Photonenverteilungsfunktion eines Photons der Frequenz  $\nu$  und der Energie  $h\nu$  sowie  $\mathbf{c} = c\mathbf{s}$  die vektorielle Lichtgeschwindigkeit, dann ist mit dem Strahlungsenergiestromvektor

$$\mathbf{I}_\nu = f(\mathbf{r}, \mathbf{s}; \nu, t) h\nu \mathbf{c}$$

die Bilanzgleichung für die Strahlungsenergiedichte  $e_\nu = |\mathbf{I}_\nu|/c$  gegeben durch

$$\frac{\partial}{\partial t} e_\nu + \nabla \cdot \mathbf{I}_\nu = Q_\nu \quad (1)$$

Sie gilt für eine Richtung  $\mathbf{s}$ , und die  $Q_\nu$  enthalten die Strahlungswechselwirkung mit der strömenden Materie. Beachtet man obige Definition für  $e_\nu$  und schreibt  $\nabla \cdot \mathbf{I}_\nu = \mathbf{s} \cdot \nabla |\mathbf{I}_\nu|$ , dann ist (1) die bekannte Strahlungsübertragungsgleichung. Integriert man (1) über den Raumwinkel  $4\pi$  und über alle Frequenzen, dann folgt für die lokale Energiedichte  $e_{ST}(\mathbf{r}; t)$

$$\frac{\partial}{\partial t} e_{ST} + \nabla \cdot \mathbf{W}_{ST} = \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega Q_\nu \quad (2)$$

mit dem lokalen Strahlungsflußvektor

$$\mathbf{W}_{ST} = \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega \mathbf{I}_\nu$$

Unbestimmte Multiplikation von (1) mit  $\mathbf{c}/c^2$  und Integration im obigen Sinne liefert die Bilanzgleichung für  $\mathbf{W}_{ST}$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{W}_{ST} + \nabla \cdot \mathbf{P} = \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega Q_\nu \mathbf{c}/c^2 \quad (3)$$

mit dem Strahlungsdrucktensor

$$\mathbf{P} = \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega \mathbf{I}_\nu \mathbf{c}/c^2$$

Gleichungen (2) und (3) sind kovariant und lassen sich in LORENTZ-invarianter Form schreiben:

$$\square \cdot \mathbf{R} = - \mathbf{q} \quad (4)$$

wobei  $\mathbf{R}$  der kontravariante Impuls-Energietensor ist. Dieser läßt sich in

folgender Form angeben:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \mathbf{P} & i\mathbf{W}_{ST}/c \\ i\mathbf{W}_{ST}/c & -e_{ST} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Der Vierervektor  $\mathbf{q}$  ist dabei durch

$$\mathbf{q} = \frac{1}{c} \left( \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega Q_\nu \mathbf{c}/c^2, i \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\omega Q_\nu \right)$$

gegeben.

2 STRAHLUNGSHYDRODYNAMIK

Schreibt man das System der hydrodynamischen Gleichungen in relativistischer Form, dann ist

$$\square \cdot \mathbf{T} = \mathbf{K} \quad (6)$$

mit dem Impuls-Energietensor  $\mathbf{T}$  und dem Vierervektor der äußeren Kräfte  $\mathbf{K}$ , wobei

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \mathbf{J} & ic \mathbf{j} \\ ic \mathbf{j} & -E \end{pmatrix} \quad (7)$$

mit Impulsflußtensor, Impulsdichtevektor und totaler Energiedichte formuliert erscheint. Dies ist aus der relativistischen Hydrodynamik bekannt und auf meteorologische Verhältnisse erweiterbar.

In relativistischer Formulierung lassen sich Strahlungsfeld und hydrodynamisches Feld in folgender Weise vereinigen:

$$\square \cdot (\mathbf{T} + \mathbf{R}) = \mathbf{K} \quad (8)$$

wofür auch alternativ geschrieben werden kann

$$\square \cdot \mathbf{T} = \mathbf{K} + \mathbf{q} \quad (9)$$

Gleichungen (8) bzw. (9) sind nach geeigneter relativistischer Formulierung des Vierervektors  $\mathbf{q}$  die Grundgleichungen der Strahlungshydrodynamik in völlig exakter, auch auf meteorologische Probleme anwendbarer Form.

### 3 NICHTRELATIVISTISCHE NÄHERUNG

In der Meteorologie kann man sich natürlich auf die nichtrelativistische Näherung der Gleichungen (8) und (9) beschränken. Dabei werden Terme von der Größenordnung  $v^2/c^2$  vernachlässigt. In der EULERSchen Bewegungsgleichung erscheint neben  $\rho \mathbf{v}$  der Strahlungsimpuls  $\mathbf{W}_{ST}/c^2$  und neben dem Impulsstromtensor  $\rho \mathbf{v} \mathbf{v}$  der Strahlungsdrucktensor  $\mathbf{P}$ . Dies hat Konsequenzen für die Ableitungen der Energiegleichungen. Im Ersten Hauptsatz der Thermodynamik muß die innere Energie  $\rho e$  durch die Strahlungsenergie  $e_{ST}$  ergänzt werden, wenn gemäß (8) der  $\mathbf{W}_{ST}$  nicht auf Strahlungsströme zurückführbare Wärmestromvektor  $\mathbf{W}$  durch denjenigen ergänzt wird, der durch Strahlung zustandekommt, d.h.  $\mathbf{W}_{ST}$ . Alternativ ist gemäß (9) aber auch diejenige Form richtig, in der we der  $e_{ST}$  noch  $\mathbf{W}_{ST}$  auftreten sondern die aus der Bilanzgleichung (2) resultierende Quellfunktion auf der rechten Seite des Ersten Hauptsatzes.

Unter diesen Umständen ist die Summe aus mechanischer und thermischer Energie nicht quellenfrei:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(v^2/2 + \phi + e)] + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}(v^2/2 + \phi + h)] = \int_0^\infty dv \oint_{4\pi} d\omega Q_v$$

wobei eine reibungsfreie Flüssigkeit angenommen wurde.

Die richtige Alternativform gemäß (8)

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(v^2/2 + \phi + e) + e_{ST}] + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}(v^2/2 + \phi + h) + \mathbf{W}_{ST}] = 0$$

kann zwar wegen  $e_{ST} \ll \rho e$  in konventioneller Form approximiert werden, doch dann setzt man den logischen Zusammenhang zwischen den Termen der Bilanzgleichung (2) außer Kraft.

DER EINFLUSS DES EIS-SPLINTERING-PROZESSES AUF DIE VEREISUNG  
UNTERKÜHLTER WOLKEN (VORLÄUFIGE ERGEBNISSE)

Klaus Beheng

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main

ZUSAMMENFASSUNG

Aufgrund numerischer Lösungen der um den Eis-Splintering-Prozess erweiterten "stochastic collection equation" kann gezeigt werden, daß dieser Prozeß in der Lage ist, die beobachteten Charakteristika vereister Wolken wiederzugeben.

1 EINLEITUNG

Konvektive Wolken, deren Wolken-elemente zu Anfang fast ausschließlich aus unterkühlten Tropfen bestehen, können innerhalb kurzer Zeit (5-20 Minuten) vollständig vereisen (z.B. Koenig, 1963; Mossop et al., 1968; Hallett et al., 1978). Kennzeichnend für den Vereisungsbeginn ist das Auftreten großer Tropfen ( $r > 50 \mu\text{m}$ ) in Konzentrationen von  $1 \text{ l}^{-1}$ , während reguläre Eiskristalle in nur sehr geringer Konzentration, die meist unter der Nachweisgrenze der Meßgeräte liegen, beobachtet werden. Am Ende der Vereisung treten reguläre Eiskristalle, meist in Säulchenform, sowie Graupelpartikel mit Radien von  $\geq 250 \mu\text{m}$  in Konzentrationen von  $10 - 100 \text{ l}^{-1}$  auf, während der Flüssigwassergehalt drastisch abnimmt. Gleichzeitig durchgeführte Eiskeimmessungen zeigen, daß die Konzentration der Eispartikel in der vereisten Wolke um bis zu 4 Zehnerpotenzen höher ist als durch die Eiskeimmessungen zu erwarten. Labormessungen, bei denen ein rotierendes Seil durch eine Wolke unterkühlter Tropfen bewegt wurde (Mossop et al., 1974), zeigen einen Zusammenhang zwischen der Umgebungstemperatur, der Masse und der Größe der angefrorenen Tropfen und der Erzeugung kleinster Eispartikel, sog. ice splinter. Und zwar ergibt sich bei  $-5^\circ\text{C}$  eine maximale Erzeugungsrate von 350 Splinter pro Milligramm Reif. Außerdem müssen Tropfen mit Radien  $\geq 12.5 \mu\text{m}$  in genügend großer Konzentration vorhanden sein. Die Vorstellungen über das momentane Vereisen unterkühlter Wolken gehen dahin, daß durch das Bereifen relativ weniger primärer Eiskristalle, die durch Eiskeime initiiert sein können, und die damit verbundene Splinterproduktion eine Kettenreaktion ausgelöst wird, in deren Verlauf durch die Kollision der Splinter mit unterkühlten großen Tropfen erneut Eispartikel entstehen, die ihrerseits durch Bereifen wiederum zur Splinterproduktion führen.

2 MATHEMATISCHE FORMULIERUNG

Das Graupelbildungsmodell von Beheng (1978), das die zeitliche Entwicklung der Größenverteilungsfunktionen von Wassertropfen, Eiskristallen und Graupelpartikeln durch Integration der "stochastic collection equation" beschreibt, wurde erweitert, in dem anhand der berechenbaren Reifmasse die Erzeugungsrate der Splinter bestimmt wurde. Die Wirksamkeit der Kollisionen zwischen Splintern und großen Tropfen wird durch den collection kernel bestimmt, in den neben den Deckungssphären auch die Relativgeschwindigkeiten der Partner eingehen. Die Splinter werden gegenüber den Tropfen als masselos und ruhend angenommen, wobei jede Kollision den entsprechenden Tropfen gefrieren läßt (collision efficiency = 1). Nach der Kollision wird von dem gefrorenen Tropfen angenommen, daß er sich in Graupelpartikel der Form lump graupel II nach Locatelli und Hobbs (1974) entwickelt. Die collision efficiencies für die Wechselwirkung der primären wie sekundären Graupelpartikel werden - nach Messungen von Pflaum und Pruppacher (1979) - durch die Näherungsformeln von Beard und Grover (1974) berechnet.

3 ERGEBNISSE

Die den Vereisungsprozeß beeinflussenden Größen sind (1) die Anzahl  $N_i$  und Größe  $a_i$  der primären Eiskristalle ( $2.5 \times 10^{-6} \leq N_i \leq 2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$  (entsprechend einer Eiskeimkonzentration bei  $-5^\circ\text{C}$ ),  $205 \leq a_i \leq 313 \mu\text{m}$ ) und (2) die Radien der Tropfen  $r_T$ , aus denen durch Kollision mit den Splintern sekundäre Graupel entstehen ( $56 \leq r_T \leq 178 \mu\text{m}$ ). Das "reine" Koaleszenzprogramm (nur Flüssigwasser) wird solange iteriert, bis die Konzentration der Tropfen mit Radien  $r_T$  auf  $1 \text{ l}^{-1}$  angewachsen ist. Dann werden die primären Eiskristalle dem System zugeführt, die Reifmasse und damit die Splinterproduktion

(350 Splinter pro mg Reif) berechnet. Die (vorläufigen) Ergebnisse zeigen, daß je mehr große primäre Eiskristalle eingebracht werden, desto schneller eine rasche Abnahme des Flüssigwassergehaltes erreicht wird. Werden relativ kleine Tropfen ( $r_T = 56 \mu\text{m}$ ) schon von den Splintern in Graupel umgewandelt, erfolgt die Wasserabnahme langsamer als für größere Radien  $r_T$ . Jedoch ist die Anzahl der sekundären Graupel für kleine  $r_T$  um eine Zehnerpotenz größer. Es zeigt sich, daß eine Wolke von  $1 \text{ gm}^{-3}$  Flüssigwassergehalt sich innerhalb von 20 Minuten in eine Eiswolke umwandelt, wenn die Konzentration und Größe primärer Eiskristalle in den o.a. Grenzen liegt. Die Anzahl sekundärer Graupel liegt bei ca.  $1 - 50 \text{ l}^{-1}$  mit Größen von ca.  $300 - 700 \mu\text{m}$ . Das Verhältnis der Anzahl der Pestsplinter (die keine Kollision mit Tropfen erfahren) zur Anzahl der sekundären Graupel liegt zwischen 1 und 5.

#### 4 LITERATUR

- Beard, K.V. und S.N.Grover, 1974: Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles. *J.Atmos. Sci.* 31, 543-550.
- Beheng, K.D., 1978: Numerical simulation of graupel development. *J. Atmos. Sci.*, 35, 683-689.
- Hallett, J., R.I. Sax, D. Lamb und A.S.R. Murty, 1978: Aircraft measurements of ice in Florida cumuli. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 104, 631-651.
- Koenig, L.R., 1963: The glaciating behavior of small cumulonimbus clouds. *J. Atmos.Sci.* 20, 29 - 47.
- Locatelli, J.D. und P.V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.* 79, 2185-2197.
- Mossop, S.C., R.E. Ruskin und K.J. Heffernau; 1968: Glaciation of a cumulus at approximately  $-4^\circ\text{C}$ . *J.Atmos.Sci.* 25, 889-899.
- Mossop, S.C., J.L. Brownscombe und G.J. Collins, 1974: The production of secondary ice particles during riming. *Quart. J.Roy. Met. Soc.* 100, 427-436.
- Pflaum, J.C. und H.R. Pruppacher, 1979: A wind tunnel investigation of the growth of graupel initiated from frozen drops. *J.Atmos. Sci.* 36, 680-689.

LANGWELIGE STRAHLUNGSFLÜSSE IN DER ATMOSPHERE  
UNTER BERÜCKSICHTIGUNG VON PARTIELLER BEWÖLKUNG

Walter-Georg Panhans

Institut für Meteorologie, Johannes-Gutenberg-  
Universität Mainz

1 DAS GRUNDKONZEPT

Zur Erweiterung des Emissivity-Verfahrens zur Bestimmung langwelliger Strahlungsflüsse nach ELSASSER und CULBERTSON (1960) in der verbesserten Version von ZDUNKOWSKI et al. (1966) werden in die Flußgleichungen sogenannte Kulissenfaktoren eingeführt. Diese Faktoren  $W_{il}^\uparrow$  bzw.  $W_{ij}^\uparrow$  geben die Flächenbruchteile der Wolken an, die ein Beobachter vom Referenzniveau mit Index  $i$ ,  $1 \leq i \leq N$ , nach unten ( $1 \leq l \leq i$ ) und nach oben ( $i \leq j \leq N$ ) tatsächlich sieht. Die modifizierten Gleichungen für den aufwärts- und abwärtsgerichteten Fluß  $F_i^\uparrow$  bzw.  $F_i^\downarrow$  lauten:

$$F_i^\uparrow = \sum_{l=1}^i W_{il}^\uparrow B(T) - \sum_{l=1}^i W_{il}^\uparrow \int_{T_i}^{T_l} \left\{ R^*(\eta(T) - \eta_i, T) + \Delta R^*(\eta(T) - \eta_i, \xi(T) - \xi_i, T) \right\} dT \quad (1)$$

$$F_i^\downarrow = \sum_{j=i}^{N-1} W_{ij}^\downarrow B(T_j) + W_{iN}^\downarrow \int_0^{T_N} \left\{ R^*(\eta_i, T) + \Delta R^*(\eta_i, \xi_i, T) \right\} dT + \sum_{j=i}^N W_{ij}^\downarrow \int_{T_j}^{T_i} \left\{ R^*(\eta_i - \eta(T), T) + \Delta R^*(\eta_i - \eta(T), \xi_i - \xi(T), T) \right\} dT \quad (2)$$

Hierin sind  $R^*$  die Wasserdampf-Emissivity und  $\Delta R^*$  die  $H_2O-CO_2$ -Überlappungs-Emissivity,  $\eta$  und  $\xi$  die reduzierten Absorbermengen des Wasserdampfs und des  $CO_2$ ,  $T$  die Temperatur und  $B(T)$  die Schwarzkörperstrahlung. Letztere bezieht sich auf den langwelligeren Spektralbereich ohne das Wasserdampfenster ( $8.75 - 12.25 \mu m$ ), wo in guter Näherung Wolken als Schwarzstrahler angesehen werden können. Der Fensterbereich, der völlig anders zu behandeln ist, wird hier nicht weiter betrachtet.

Es sei vermerkt, daß die Obergrenze der Atmosphäre (Index  $N$ ) natürlich keinen Beitrag zur Schwarzstrahlung liefert, jedoch über den zweiten Term in (2) zu  $F_i^\downarrow$  beiträgt.

2 BESTIMMUNG DER KULISSENFAKTOREN

Das Prinzip des Verfahrens ist aus Abbildung 1 ersichtlich. Bei zusammenhängenden Wolken-schichten wird angenommen, daß weiter vom Referenzniveau entfernte Wolken-schichten durch nähergelegene in größtmöglichem Umfang verdeckt werden. Bei isolierten Wolken dagegen wird eine horizontal statistische Verteilung zwischen der untersten Schicht der oberen Wolke und der Schicht der unteren Wolke mit dem größten Bedeckungsgrad unterstellt.

Schließlich wird durch eine eventuelle Horizontalverschiebung höherer Wolkenschichten sichergestellt, daß die Gesamtfläche der Kulisse den Wert 1 nicht übersteigt.

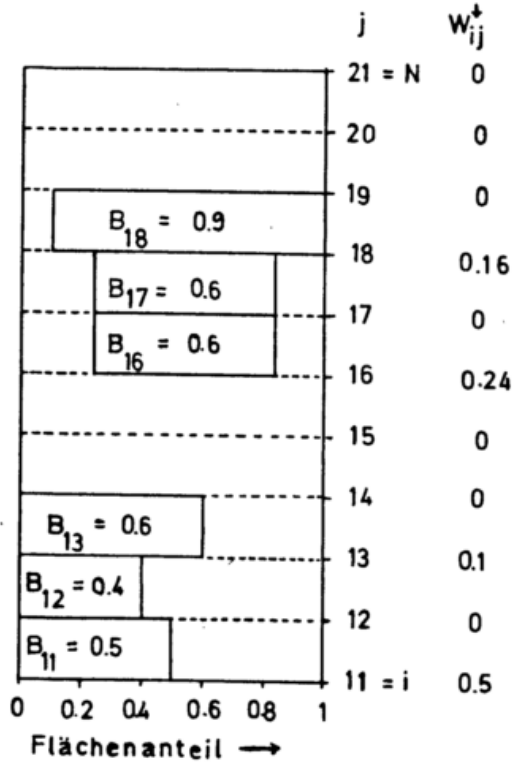


Abbildung 1 Schematische Darstellung der Wolkenskulisse oberhalb des Referenzniveaus

### 3 EIN BEISPIEL

Abbildung 2 zeigt aus den Strahlungsflußdivergenzen berechnete zeitliche Temperaturänderungen in Abhängigkeit von der Höhe und zwar für eine wolkenlose, eine partiell bewölkte Atmosphäre und eine Atmosphäre mit Wolkenschichten mit völliger Bedeckung. Obwohl das beschriebene Verfahren in der Lage ist, beliebig komplizierte Wolkenstrukturen zu behandeln, wurde hier aus Interpretationsgründen eine sehr einfache Struktur gewählt: 2 Wolken zu je 3 Schichten mit konstantem Bedeckungsgrad (1 bzw. 0.5). Die Vertikalverteilungen der Gasabsorber sind für alle drei Kurven dieselben, ebenso die Temperaturverteilungen.

Während für die wolkenlose Atmosphäre der Verlauf der Temperaturänderungen recht ausgeglichen ist (jedenfalls im hier verwendeten

Abszissenmaßstab), weist die Kurve für den Bedeckungsgrad 1 scharfe Extremwerte an den Wolkenobergrenzen und -untergrenzen auf, oben starke Abkühlungs- und unten relativ große Erwärmungsraten. Diese Extrema werden bei partieller Bewölkung merklich reduziert und sind abgerundet. Somit werden die aufgrund der Erfahrung zu erwartenden Verhältnisse realistisch wiedergegeben. Für eine quantitative Überprüfung fehlen allerdings zuverlässige Vertikalsondierungen der langwelligen Strahlungsflüsse.

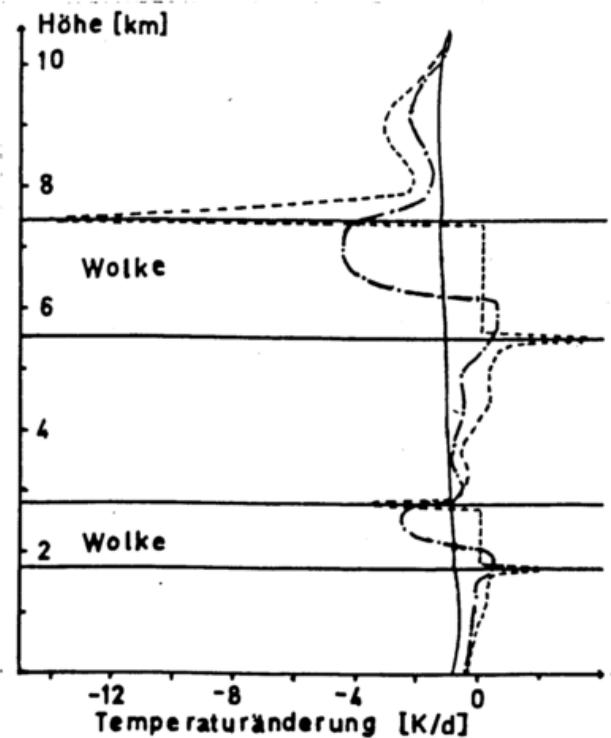


Abbildung 2 Temperaturänderungen durch Divergenz langwelliger Strahlung für eine wolkenlose (—), sowie eine bewölkte Standardatmosphäre mit Bedeckungsgrad 1 (---) und Bedeckungsgrad 0.5 (---)

### 4 LITERATUR

- ELSASSER, W.M., CULBERTSON, M.F., 1960: Atmospheric Radiation Tables. Meteor. Monographs Vol 4, No 23, 43pp.
- ZDUNKOWSKI, W.G., BARTH, R.E., LOMBARDO, F.A., 1966: Discussion on the Atmospheric Radiation Tables of Elsasser and Culbertson. PAGEOPH 63, 211 - 219.

## EIN GLOBALSTRAHLUNGS-ATLAS FÜR WESTEUROPA

H.J. Golchert und F. Kasten

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Von 56 ausgewählten Stationen im Gebiet der Europäischen Gemeinschaft wurden die Tagessummen der Globalstrahlung für den Zeitraum 1966-1975 bearbeitet, um Monatskarten der Globalstrahlung zu erstellen.

Für die Planung und Nutzung von Sonnenenergieanlagen werden Informationen über das Strahlungsangebot benötigt. Vorhandene Weltkarten der Globalstrahlung besitzen eine zu geringe Auflösung, um Aussagen über das Strahlungsklima von Westeuropa machen zu können. Die vorliegenden Ergebnisse sollen versuchen, diese Lücke zu schließen; lokale Details und Besonderheiten konnten dabei noch nicht berücksichtigt werden.

An allen Stationen wurde die Globalstrahlung mit Pyranometern gemessen mit Ausnahme von Italien, wo Robitzsch-Bimetallpyranographen verwendet wurden. Um zweifelhafte Werte aus dem Datenmaterial zu ermitteln, wurden die Tagessummen der Globalstrahlung  $G$  mit den entsprechenden Tagessummen der extraterrestrischen Strahlung  $G_0$  verglichen. Tagessummen von  $G$  größer als  $0,9 G_0$  wurden nicht berücksichtigt. Für Dänemark lagen nur für 1 Station Tagessummen von  $G$  und von 6 weiteren Stationen Tagessummen der Sonnenscheindauer  $s$  vor. Mit Hilfe der Ångström-Formel wurden die Tagessummen von  $G$  und  $s$  korreliert, um für alle dänischen Stationen Monatsmittelwerte der Tagessummen von  $G$  angeben zu können.

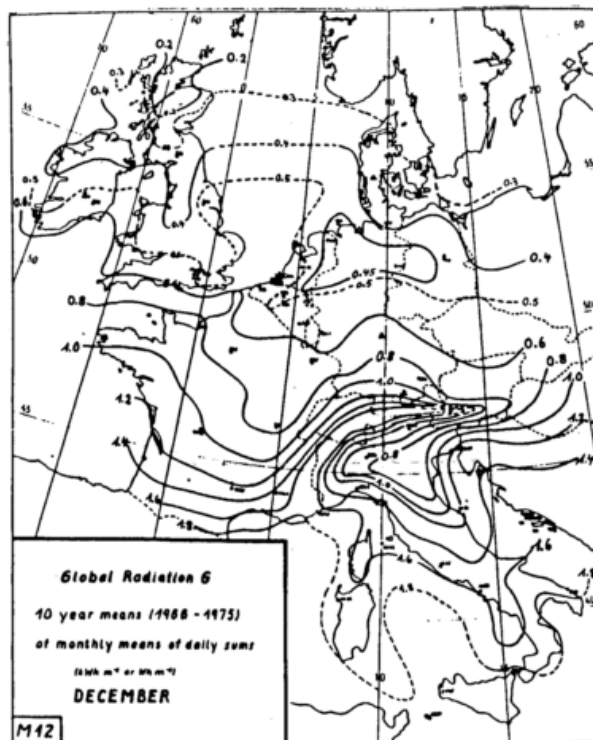
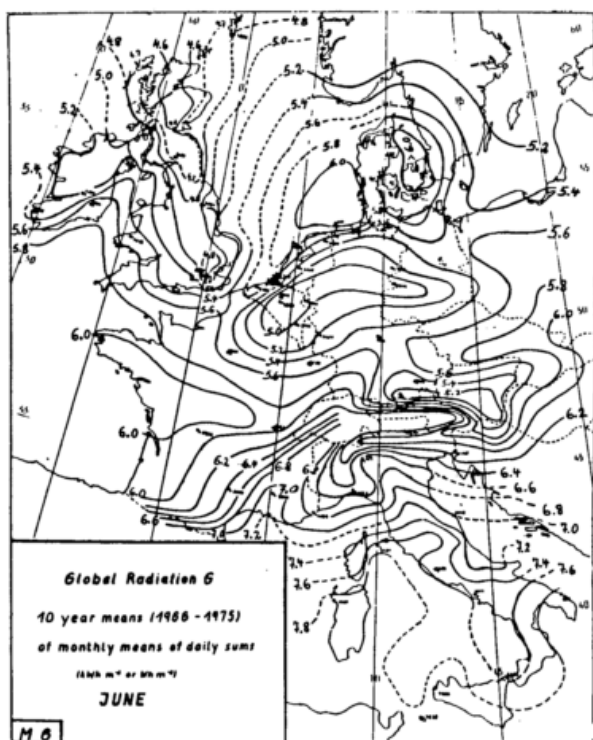
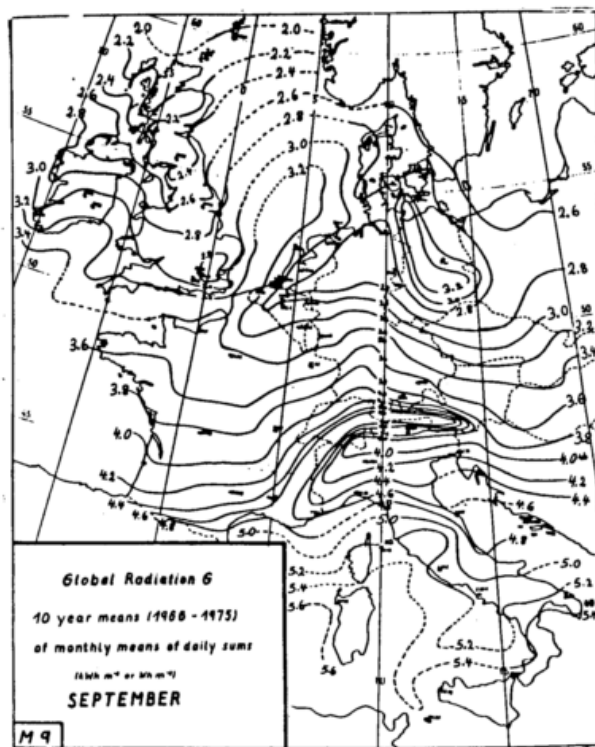
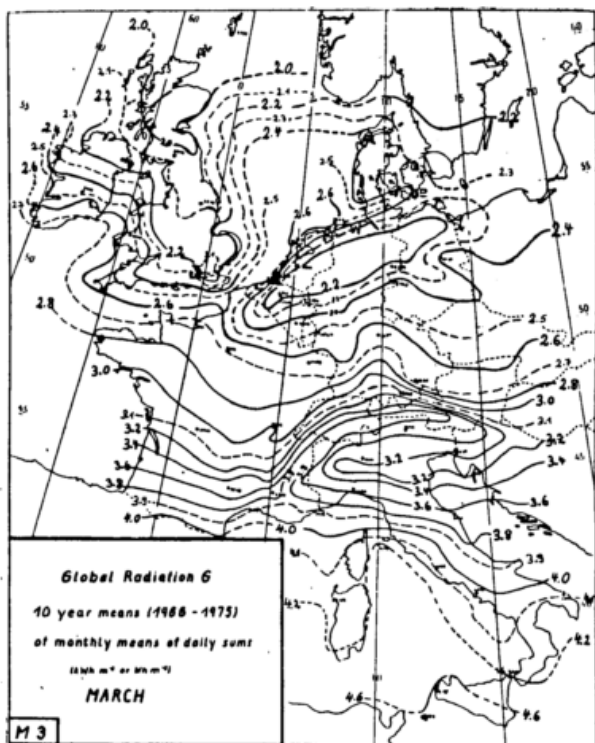
In der geographischen Verteilung der Globalstrahlung spiegeln sich die verschiedenen Klimazonen Westeuropas wieder, weil die Sonnenstrahlung als primäre Energiequelle alle anderen Klimaparameter beeinflusst. Außerdem beeinflussen die verschiedenen optischen Eigenschaften von maritimen und kontinentalen Luftmassen, insbesondere Bewölkung und Trübung, sowie Orographie wie z.B. Alpen und Mittelgebirge die Globalstrahlung. Darüberhinaus lassen sich folgende Eigenschaften aus den Karten entnehmen:

a) Mit zunehmender geographischer Breite werden die Tagessummen von  $G$  kleiner. Aus astronomischen Gründen ist die Abnahme im Sommer schwächer, weil die größere Tageslänge der nördlichen Sta-

tionen den meteorologischen Einflüssen auf die täglichen Strahlungssummen entgegenwirkt. Neben diesem Breiteneffekt zeigen die Isolinien von  $G$  ("Isopyren") eine meridionale Komponente, die jahreszeitlich verschieden stark ausgeprägt ist, hauptsächlich an den Westküsten Irlands, Englands und der kontinentalen Länder.

b) Die eben beschriebene allgemeine Verteilung der Globalstrahlung wird von regionalen Unterschieden überlagert, die durch die orographisch bedingte Bildung und Ausdehnung der Bewölkung und durch die unterschiedliche Transmission der Atmosphäre, insbesondere in den Höhenlagen, verursacht sind. Deutlich niedrigere Tagessummen von  $G$  werden im Einzugsgebiet größerer Städte oder Industriegebiete beobachtet, was als Folge der starken Trübung der Atmosphäre durch Luftverunreinigung anzusehen ist. Steilere Gradienten von  $G$  werden mit zunehmender Höhe über NN beobachtet, wie z.B. in den Alpen. Der Verlauf der Isolinien in den Alpen und Mittelgebirgen muß jedoch mit Vorsicht betrachtet werden, weil beträchtliche Unterschiede in der Bestrahlung infolge Abschattung der direkten Sonnenstrahlung durch Bergketten oder infolge Wolkenbildung durch Aufwind oder Lee-Effekte auftreten können.

c) Im Juni treten die höchsten  $G$ -Werte nördlich von  $50^\circ N$  auf. Besonders ausgezeichnet sind hierbei die Küstengebiete der Nordsee, z.B. die Deutsche Bucht mit ihren Inseln, wo das Absinken der Luft über dem relativ kalten Meer die Wolkenauflösung begünstigt. Südlich von  $50^\circ N$  erscheinen die maximalen  $G$ -Werte dagegen im Juli. Diese Breitenverschiebung hängt mit der Entwicklung der sommerlichen Großwetterlage zusammen. Der Europäische Monsun verringert das Globalstrahlungsangebot nördlich von  $50^\circ$  hauptsächlich im Juli, südlich der Alpen im Juni.



DER TURBULENTE DIFFUSIONSKOEFFIZIENT IN BODENNÄHE

Gerhard Czeplak

Deutscher Wetterdienst  
 Meteorologisches Observatorium Hamburg

Aus Datenkollektiven, die aus Messungen in Quickborn/Holstein über mehrere Monate gewonnen wurden, wird die Abhängigkeit des turbulenten Diffusionskoeffizienten  $K$  vom vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur und von der Energie der turbulenten Vertikalbewegung in Bodennähe untersucht. Es wird  $K$  für 2, 12 und 28 Meter Höhe nach Klassen der Stabilität und der Turbulenzenergie angegeben.

Aus Wärmehaushaltsmessungen in Quickborn hatte FRANKENBERGER (1958) Werte für den turbulenten Diffusionskoeffizienten  $K$  bzw. den Austauschkoeffizienten  $A$  ( $K=A/Q$ ) berechnet und diese in Abhängigkeit von verschiedenen meteorologischen Parametern dargestellt. In letzter Zeit wird nun an derselben Station versucht, aus Messungen der turbulenten Wärmeflüsse  $c_p Q_w T'$  und der Gradienten der potentiellen Temperatur  $\theta$   $K$  zu ermitteln (Gradientansatz). Zur Erfassung der Wind- und Temperaturfluktuationen und damit der vertikalen Flüsse von Wärme und Impuls dienen Ultraschall-Anemometer in 2, 12 und 28 m Höhe. Problematisch bei der Bestimmung von  $K$  ist, über welches Höhenintervall der Differenzenquotient  $\Delta\theta/\Delta Z$  gebildet werden soll, mit dessen Hilfe  $K$  aus dem Wärmefluß nach der Formel

$$K = \frac{\overline{w'T'}}{\frac{\partial\theta}{\partial z}} \approx \frac{\overline{w'T'}}{\frac{\Delta\theta}{\Delta Z}} = \frac{A}{\varrho} \quad (1)$$

errechnet wird. Für  $\Delta Z$  müßte im Idealfall ein Wert benutzt werden, der etwa gleich dem mittleren Mischungswege  $\ell$  ist. Da aber  $\ell$  variabel ist und selbst von  $\Delta\theta/\Delta Z$  abhängt, ist ein solches Verfahren umständlich und aufwendig. Deshalb wurde  $\Delta\theta/\Delta Z$  durch einen Mittelwert

$$\frac{\Delta\theta(z)}{\Delta Z} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\theta(z) - \theta(z - \Delta_1 Z)}{\Delta_1 Z} + \frac{\theta(z + \Delta_2 Z) - \theta(z)}{\Delta_2 Z} \right] \quad (2)$$

ersetzt, wobei  $\Delta_2 Z > \Delta_1 Z$  ist. Durch diesen Ansatz, der die Temperaturgradienten in den unteren Schichten stärker gewichtet, wird berücksichtigt, daß die Mischungswege der von unten kommenden Luftteilchen durch die Hinderniswirkung des Bodens im Mittel kleiner ausfallen. Für die so errechneten  $K$ -Werte wurde entsprechend der Formel

$$A = \varrho K = \frac{a}{b + \frac{\Delta T}{\Delta Z}} \frac{w'^2}{2}, \quad (3)$$

die von KOHLSCHKE (1973) aus der Austauschtheorie abgeleitet wurde, eine Einteilung nach Klassen der Stabilität

$\Delta T/\Delta Z$  und der Energie der turbulenten Vertikalbewegung  $w'^2/2$  vorgenommen. Die Abbildungen 1 bis 3 zeigen den Austauschkoeffizienten (berechnet aus Messungen mehrerer Monate) für die drei verschiedenen Höhen. Deutlich ist die Abhängigkeit von  $A$  vom vertikalen Temperaturgradienten zu erkennen, und zwar in allen drei Höhen und in allen angegebenen Energiestufen  $w'^2/2$ . Allgemein ist in den einzelnen Stabilitätsklassen  $\Delta T/\Delta Z$  ein Anstieg von  $A$  mit wachsender Turbulenzenergie  $w'^2/2$  festzustellen. Es sind jedoch auch beträchtliche Schwankungen vorhanden, die zumindest teilweise auf noch zu geringe Besetzung der Parameterklassen zurückzuführen sind (Bild 4). Bei starker Stabilität existieren keine großen Werte von  $w'^2/2$  mehr, so daß der Anstieg von  $A$  mit  $w'^2/2$  nicht belegt werden kann (Bild 4). Bei vorgegebener Turbulenzenergie als Parameter hat  $K$  bzw.  $A$  in der Nähe der neutralen Schichtung ( $\Delta T/\Delta Z = -1K/100 \text{ m}$ ) ein Maximum. Dieses Maximum ist nach der Theorie reell, jedoch ist sein Wert mit Vorsicht zu beurteilen, da hier die Meßgenauigkeit der Meßwerterfassungsanlage von  $\pm 0,05$  Grad bei der Bestimmung von  $\Delta T/\Delta Z$  unter Umständen nicht ausreicht und zu unrealistisch großen  $A$ -Werten führen kann. Da auch labile Schichtungen mit erfaßt werden, fällt besonders in Bodennähe auf (Abb. 1), daß der Austauschkoeffizient nicht nur mit wachsender Stabilität, sondern auch mit wachsender Labilität abnimmt. Diese Erscheinung läßt sich nach KOHLSCHKE (1973) mit Hilfe der Beziehung

$$\left| \frac{\Delta T}{\Delta Z} \right| < \frac{T}{\varrho} \frac{(2\alpha + \beta)}{2} + \gamma \quad (4)$$

erklären:  $\gamma$  ist der adiabatische Temperaturgradient.  $\alpha$  und  $\beta$  hängen von den Turbulenzelementen ab, deren Größe im Mittel mit dem Abstand vom Boden zunimmt.  $\alpha$  ist das im Mittel in der Zeiteinheit pro Volumeneinheit mit der Um-

gebung ausgetauschte Volumen eines Turbulenzelementes.  $\beta$  ist der reziproke Wert der mittleren Lebenszeit eines Turbulenzelementes, der durch die Wahrscheinlichkeit bestimmt wird, daß zwei Turbulenzelemente aufeinander treffen und zerstört werden. Da die kleineren Turbulenzelemente wesentlich zahlreicher sind als die größeren, ist die Wahrscheinlichkeit ihrer Zerstörung größer und damit auch  $\beta$ . Je kleiner die Turbulenzelemente sind, umso größer werden  $\alpha$  und  $\beta$ . In Bodennähe, wo sich nur kleine Turbulenzelemente bilden können, wird deshalb der turbulente Austauschvorgang noch bis zu relativ hohen Beträgen von  $\Delta T/\Delta Z$  gemäß Gleichung (3) stattfinden können. Das dürfte auch der Grund dafür sein, daß sich in Bodennähe überhaupt eine sehr starke Labilität ausbilden und halten kann.

Ein weiteres Ziel der Auswertung ist es, die Turbulenzenergie  $w'^2/2$  durch mittlere Feldgrößen wie der Windgeschwindigkeit entsprechend etwa der Beziehung

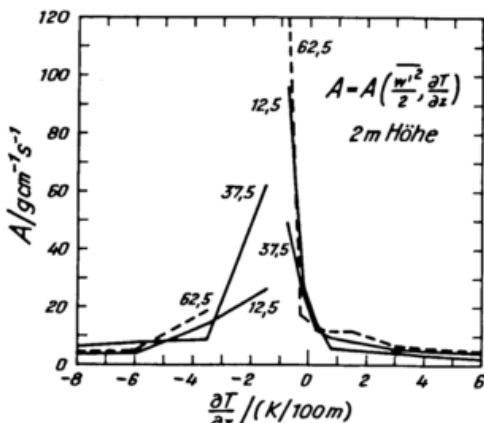
$$\overline{w'^2/2} \sim \frac{1}{\alpha} |w| \quad (5)$$

auszudrücken. Eingesetzt in (3) würde sich eine Formel für K ergeben, die nur noch mittlere Feldgrößen enthält, wie z.B. für ein parametrisiertes Grenzschichtmodell zu fordern ist.

Literatur:

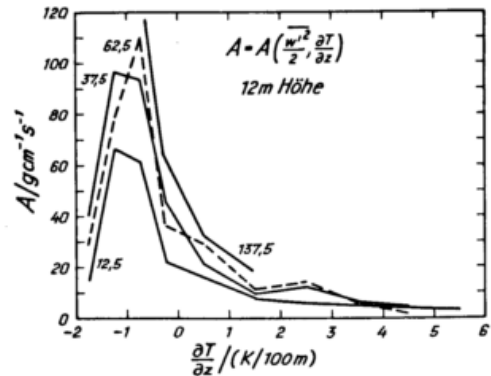
FRANKENBERGER, E.: Der Austauschkoefizient über Land. Beitr.Phys.Atmos. 30 (1958) 170-176.

KOHLSCHE, K.: Betrachtungen zur Frage des Einflusses der Stabilität und des Windes auf den Austausch in der planetaren Grenzschicht. SPAAZ Seminar 1973 in Leoni (unveröff. Manuskript).



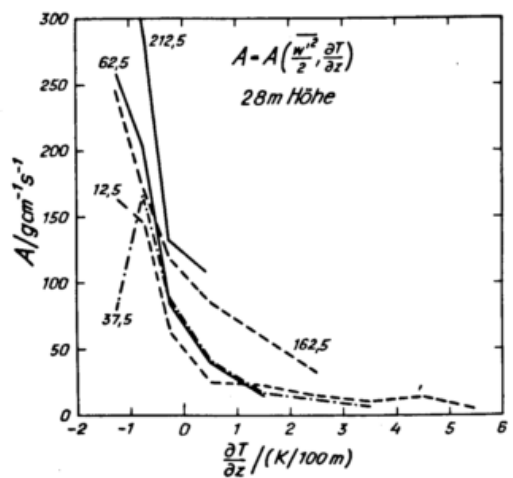
Kurvenparameter:  $\frac{w'^2}{2} / \mu J g^{-1}$

Bild 1



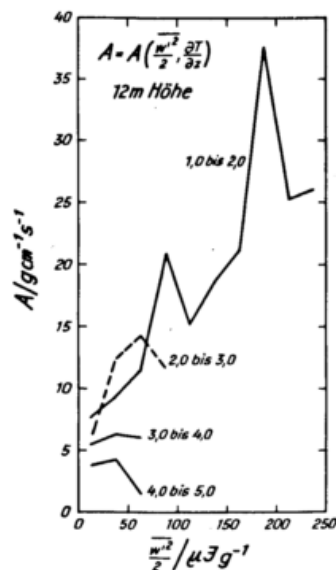
Kurvenparameter:  $\frac{w'^2}{2} / \mu J g^{-1}$

Bild 2



Kurvenparameter:  $\frac{w'^2}{2} / \mu J g^{-1}$

Bild 3



Kurvenparameter:  $\Delta T/\Delta z$  - Bereich in K/100m

Bild 4

## FRONTHÄUFIGKEIT ÜBER DEM ATLANTIK UND EUROPA VON 1899-1978

Dieter Klaus

Universität Bonn  
Geographisches Institut

**ZUSAMMENFASSUNG:** Die Fronthäufigkeit wurde zwischen  $60^{\circ}\text{W}$  und  $60^{\circ}\text{E}$  für alle  $5 \times 5$  Grad Gitternetze nach den täglichen Wetterkarten der Jahre 1899-1978 bestimmt. Im Mittel ist eine Zone maximaler Fronthäufigkeit durchgängig zwischen  $35^{\circ}\text{N}$   $60^{\circ}\text{W}$  und  $60^{\circ}\text{N}$   $60^{\circ}\text{E}$  im Januar und zwischen  $40^{\circ}\text{N}$   $60^{\circ}\text{W}$  und  $55^{\circ}\text{N}$   $60^{\circ}\text{E}$  im Juli ausgebildet. Die Variabilität wird in dieser Zone minimal (30-50%) und nimmt pol- und äquatorwärts rasch zu. Die Zeitreihen der Fronthäufigkeiten zeigen vorwiegend einen positiven Trend und signifikante Varianzklärung auf einer 2-2,2 jährigen Periode. Ab 1940 erfolgt eine Nordverlagerung der Zone maximaler Fronthäufigkeit. Diese ist durch die Beziehung zwischen Zirkulationstyp und Fronthäufigkeit zu begründen.

### 1 EINLEITUNG

Das Wettergeschehen der mittleren Breiten wird stark durch die Zahl der Fronten mitbestimmt. Langfristige Änderungen aller Klimaparameter dürften demzufolge in enger Beziehung zur Variation der Fronthäufigkeiten stehen. Ziel dieser Arbeit ist es, die täglichen Fronthäufigkeiten an Hand der Wetterkarten für den europäisch-atlantischen Sektor auf der Basis von Gitterquadraten der Größe  $5 \times 5$  Grad für den Zeitraum von 1899-1978 zu bestimmen und die raumzeitlichen Änderungen der Fronthäufigkeiten zu analysieren. Dazu werden die Historical Weather Maps der Jahre 1899-1960 (U.S. Weather Bureau) und der europäische Wetterbericht von 1961-1978 ausgewertet.

Zeitliche Änderungen der Stationsdichte sowie Verbesserungen der Analysetechnik führen dazu, daß die Ergebnisse mit großer Vorsicht zu bewerten sind. Arbeiten von Reed (1960), Dammann (1960), Yoshimura (1967), Eriksen (1971) u.a. zeigen, daß die aus mittleren Druckverteilungen hergeleitete Lage der Frontalzone (Willett, 1944; Pettersen, 1956, Godske et al., 1958) generell  $10-30^{\circ}$  nördlicher liegt, als die Zone maximaler Bodenfronthäufigkeit, die sich aus der Analyse der Wetterkarten ergibt. Das hier angewandte Verfahren kann demnach weiterführende Ergebnisse liefern.

### 2 MITTLERE FRONTHÄUFIGKEITEN

Die Mittelbildung über die Fronthäufigkeiten der Jahre 1899-1978 für die Monate Januar und Juli und alle Gitterquadrate zwischen  $60^{\circ}\text{W}$  und  $60^{\circ}\text{E}$  läßt eine Zone maximaler Fronthäufigkeit, die im Januar von  $35^{\circ}\text{N}$  und  $60^{\circ}\text{W}$  in NE-Richtung bis in  $60^{\circ}\text{N}$  und  $60^{\circ}\text{E}$  verläuft, deutlich hervortreten. Eine zweite Zone hoher Fronthäufigkeit reicht vom östlichen Mittelmeer zum Schwarzen Meer. Die Variabilität der Fronthäufigkeit nimmt minimale Werte um 30% in  $35^{\circ}\text{N}$  und  $50-60^{\circ}\text{W}$  an und steigt nord- u. südwärts der Zone maximaler Fronthäufigkeit rasch auf Werte über 150%. Auch im Bereich der Zone maximaler

Fronthäufigkeiten nimmt die Variabilität in NE-Richtung bis auf Werte um 60-70% in  $60^{\circ}\text{N}$  und  $60^{\circ}\text{E}$  zu. Diese durch hohe Fronthäufigkeit und Beständigkeit im Winter ausgezeichnete Zone kann als die mittlere Lage der Frontalzone des Bodenniveaus bezeichnet werden.

Im Juli ist über dem Atlantik im Mittel eine Zunahme der Fronthäufigkeiten erkennbar. Die Frontalzone verlagert sich im westlichen Atlantik um 5 Grad nordwärts, in Europa verschwindet die Zone hoher Fronthäufigkeit im Mittelmeergebiet gänzlich, gleichzeitig verlagert sich die Zone hoher Fronthäufigkeit, die im Winter in  $60^{\circ}\text{N}$  und  $40-60^{\circ}\text{E}$  auftrat, um 5 Grad südwärts. Dadurch ist im Mittel aller Jahre die Frontalzone im Sommer stärker zonal orientiert als im Winter. Dieses Verhalten unterstreicht die Bedeutung des Land-Meerkontrastes für die mittlere Lage der Frontalzone. Auch die Zone minimaler Variabilität verlagert sich im Juli polwärts, gleichzeitig nehmen die Werte der Variabilität geringfügig ab.

### 3 TREND UND PERIODENANALYSE

Die Zeitreihen der Fronthäufigkeiten zeigen fast ausnahmslos einen positiven signifikanten Trend. Zwischen  $40-60^{\circ}\text{N}$  sind die Korrelationskoeffizienten ausnahmslos signifikant im 1% Niveau und erreichen höchste Werte über England, der europäischen Nord- und Ostseeküste sowie im südlichen Skandinavien und der nördlichen Sowjetunion. Ganz sicher ist dieser Trend teilweise durch Inhomogenitäten im Datensatz zu erklären, das Raummuster der Gebiete höchster zeitlicher Fronthäufigkeitszunahmen im Januar legt aber die Vermutung nahe, daß ein Teil der Häufigkeitssteigerung Folge verstärkter Meridionalität der Zirkulation ab 1940 ist. Es fällt zudem auf, daß die stärksten Zunahmen der Fronthäufigkeit im nördlichen Deutschland auftreten, in einem Gebiet also, in dem die Stationsdichte nahezu konstant über den gesamt-

ten Beobachtungszeitraum blieb. Auch im Juli ist für viele Gitterquadrate ein positiver signifikanter Trend zu belegen. Höchste Fronthäufigkeitszunahmen treten in einer Zone auf, die etwa 5-10° nördlich der für Januar beschriebenen gelegen ist. Im westlichen und zentralen Atlantik bringen negative, meist nicht signifikante Korrelationskoeffizienten eine Fronthäufigkeitsabnahme zum Ausdruck.

Nach Abzug des signifikanten Trends wurden die Zeitreihen aller Gitterquadrate einer Spektralanalyse unterzogen. Im Januar ist eine 2 jährige Periode signifikant in Arabien und dem östlichen Nordafrika ausgebildet. Auch eine 2.2 jährige Periode erklärt in Nordafrika, ausgenommen ist das Atlasgebiet, hohe Varianzanteile. Die 2.2 jährige Periode tritt über Zentral-skandinavien, westlich von Nowaja Semlja und östlich von Island ebenfalls signifikant hervor. Östlich der Azoren, über Skandinavien sowie im Bereich Nowaja Semlja ist eine 11 jährige Periode signifikant ausgebildet, während eine 22 jährige Periode im Gebiet zwischen England und dem zentralen Skandinavien hohe Varianzanteile erklärt.

Die 2 jährige Periode tritt in den Zeitreihen der Fronthäufigkeiten des Monats Juli zurück. Die 2.2 jährige Periode ist im nördlichen Afrika und Teilen Arabiens sowie zwischen Kaukasus und Nowaja Semlja signifikant vorhanden. Die 11 und 22 jährige Periode erreicht nur in isolierten Gitterquadraten das Signifikanzniveau. Insgesamt ist festzuhalten, daß die 2-2.2 jährige Periode großräumig in den Zeitreihen der Fronthäufigkeiten signifikant zu belegen ist.

#### 4 FRONTHÄUFIGKEIT UND ZIRKULATION

Die Zirkulationsstruktur im atlantisch-europäischen Sektor wird vom Deutschen Wetterdienst durch zonale, meridionale und gemischte Zirkulationsformen beschrieben. Der Zusammenhang zwischen Fronthäufigkeit und Zirkulationsform in der Zeitdimension wurde durch die Korrelation der Zeitreihen dieser beiden Größen erfaßt. In Abb. 1 sind die Korrelationskoeffizienten für die 360 Gitterquadrate und den Monat Januar aufgetragen. Die positiven Korrelationskoeffizienten, die großflächig über dem 5% Signifikanzniveau liegen, zeigen, daß im Falle hoher Häufigkeiten der zonalen Zirkulationsform eine SW-NE orientierte, nahezu zonal verlaufende Zone hoher Fronthäufigkeit wirksam ist, während nördlich und südlich dieser Zone mit zunehmender Häufigkeit der zonalen Zirkulationsform eine Abnahme der Fronthäufigkeit erfolgt. Mit einer Zunahme der Häufigkeit meridionaler Großwetterlagen ist ein fast inverses Verhalten der räumlichen Anordnung positiver und negativer Kor-

relationskoeffizienten verknüpft. Dabei erfolgen die stärksten Abnahmen der Fronthäufigkeiten bei zunehmender Meridionalität im norddeutschen Raum,

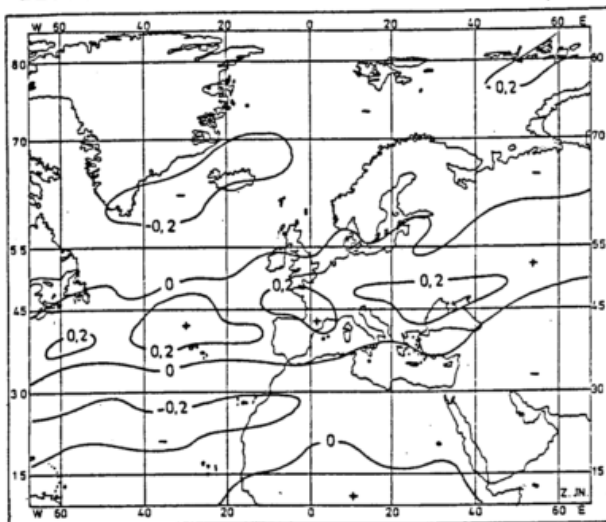


Abb. 1: Korrelationskoeffizienten zwischen den Zeitreihen der Front- und zonalen Großwetterlagenhäufigkeit des Januars der Jahre 1899-1978

westlich von England sowie in der Ukraine.

In den Sommermonaten ist der Zusammenhang zwischen Fronthäufigkeit und Zirkulationsform ebenfalls deutlich ausgeprägt. Stärkste zirkulationsbedingte Unterschiede in der Fronthäufigkeit ergeben sich im Seegebiet um Island, in Zentraleuropa und in Skandinavien. Als Folge der ab 1940 zunehmenden Meridionalität der Zirkulation kann seit dieser Zeit eine Nordverlagerung der Zone maximaler Fronthäufigkeit sowie eine Zunahme der Fronthäufigkeit westlich von 15-20°E bei gleichzeitiger Abnahme östlich dieser Länge mit Hilfe einer Hauptkomponentenanalyse nachgewiesen werden.

Dammann, W.: Klimatologie der atmosphärischen Störungen. Erdkunde 14 (1960), p. 204-221.

Eriksen, W.: Die Häufigkeit meteorologischer Fronten über Europa und ihre Bedeutung für die klimatische Gliederung des Kontinents. Erdkunde 25 (1971) p. 163-178.

Godske, C.; Bergeron, T.; Bjerknes, J.; Bundgaard, R.C.: Dynamic Meteorology and Weather Forecasting. Boston: 1958.

Petterssen, S.: Weatheranalysis and Forecasting. New York: 1956.

Reed, R.J.: Principal Frontal Zones of the Northern Hemisphere. Bull. Am. Meteorol. Soc. 41 (1960) p. 591-598.

Willett, H.C.: Descriptive Meteorology. New York: Acad. Press 1944.

Yoshimura, M.: Annual Change in Frontal Zones in the Northern Hemisphere. Geogr. Rev. of Japan 40 (1967) p. 393-408.

EIN OBJEKTIVER LUFTDRUCKLAGENKATALOG ZUR UNTERSUCHUNG  
VON SCHWANKUNGEN DER ALLGEMEINEN ZIRKULATION IM  
ATLANTISCH-EUROPÄISCHEN SEKTOR

Herbert Hüster

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

1 EINLEITUNG

Um die zeitliche Variabilität der Blockierungen zu studieren, bieten sich die existierenden Wetterlagenkataloge von Hess und Brezowsky (1977), Dzerdzeevskii(1968) und Lamb(1972) an. Es zeigt sich jedoch bei einem Vergleich, daß die Indices der Blockierung zu verschiedenen Ergebnissen führen. Es wird daher versucht, einen objektiven und reproduzierbaren Wetterlagenkatalog mit der Methode der empirischen Orthogonalfunktionen(EOF) zu erstellen (Lorenz, 1956).

2 METHODE

Die täglichen Luftdruckanomaliefelder am Boden aus dem Zeitraum 1881-1975 werden in EOF zerlegt. Da sie aus der Kovarianzmatrix berechnet werden, entsprechen sie Anomaliefeldern und sind so einer synoptischen Interpretation leicht zugänglich. Mit nur 6 EOF werden 82% der Varianz der Anomaliefelder erklärt.

Tabelle 1: Beispiele der EOF-Wetterlagen

EOF+1	Hoch Nordatlantik	(Abb.1)
EOF+3	Hoch englischer Kanal	(Abb.2)
EOF-4	Rücken Mitteleuropa	(Abb.3)
EOF+6	Hoch Britische Inseln	(Abb.4)

Die Vorzeichen beziehen sich auf die Koeffizienten der EOF-Felder. Insgesamt werden 12 Klassen plus einer Klasse für nicht-identifizierbare Felder eingeteilt. Diese Wetterlagen sind nach der Definition der EOF linear unabhängig, d.h. sie sind nicht miteinander korreliert. 6.8% der Fälle können nicht klassifiziert werden. Im Gegensatz zu einem Großwetterlagenkatalog geht die Erhaltungsneigung nicht in die Definition der Wetterlagen ein.

3 ERGEBNISSE

Aus dem Dzerdzeevskii'schen Katalog werden nur die Wetterlagen zusammengefaßt, die durch Antizyklonenbahnen im Sektor 60W-60E gekennzeichnet sind (Abb.5). Für die Darstellung der blockierenden Hochdrucklagen aus Hess und Brezowsky (Abb.6) wird die Einteilung nach Hess et al. (1951) gewählt. In den Lamb'schen Index gehen nur die antizyklonalen und meridionalen Wetterlagen ein (Abb.7). Beim Vergleich der mit 11jährigen gleitenden Mitteln geglätteten Zeitreihen zeigt der Dzerdzeevskii'sche Index ein völlig anderes Verhalten. Um ein genaueres Bild von der Übereinstimmung zu erhalten, wird der Korrelationskoeffizient zwischen dem ungeglätteten Index der EOF-Wetterlagen und den übrigen Indices gebildet:

	EOF
Dzerdzeevskii	0.073
Hess u. Brezowsky	-0.055
Lamb	0.187

Berücksichtigt man die Erhaltungsneigung der Indices, dann ist nur der Zusammenhang zwischen dem Lamb'schen und EOF-Index signifikant. Die übrigen Koeffizienten sind zufällig. Ein Vergleich der einzelnen EOF-Wetterlagen EOF+1, EOF+2 (Südlage) und EOF-2 (Nordlage) mit entsprechenden Zusammenfassungen bei Lamb und Hess und Brezowsky verdeutlichen diesen Befund:

	EOF+1	EOF+2	EOF-2
H.u.B.	-0.075	-0.098	-0.068
Lamb	0.585	0.463	0.583

Die Unterschiede erklären sich aus der Definition der Wetterlagen. Bei Dzerdzeevskii und besonders bei Hess und Brezowsky spielt der Begriff der Großwetterlage, die durch die Position der steuernden Zentren und Frontalzone und ihre Andauer von mindestens 3 Tagen gekennzeichnet ist, eine entscheidende Rolle. Dagegen geht die Lamb'sche und EOF-Wetterlagenklassifikation von Bodenluftdruckfeldern aus. Lamb berücksichtigt die benachbarten Tage nur, um inkonsistente zeitliche Folgen von Wetterlagen auszuschließen. Diese Unterschiede sind bei der praktischen Anwendung zu berücksichtigen.

Literaturhinweise:

Dzerdzeevskii, B.L.: Circulation mechanisms in the atmosphere of the northern hemisphere in the 20th century. Moskau 1968.

Hess, P.; Brezowsky, H.: Katalog der Großwetterlagen Europas. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 113 (1977)

Hess, P.; Flohn, H.; Brezowsky, H.: Some remarks on the climatology of blocking action. Tellus 3 (1951), S.191-194.

Lamb, H.H.: British isles weather types and a register of the daily sequence of circulation patterns 1861-1971. Geophys. Memoirs No. 116 (1972).

Lorenz, N.A.: Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction. Sci. Rept. No.1, Statistical Forecasting Project, MIT, Cambridge, Mass. 1956.

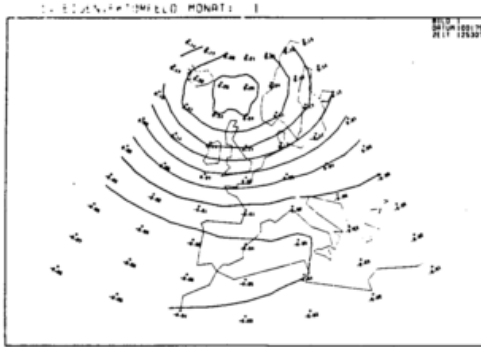


Abb. 1: EOF+1, Eigenvektorkoeffizient positiv

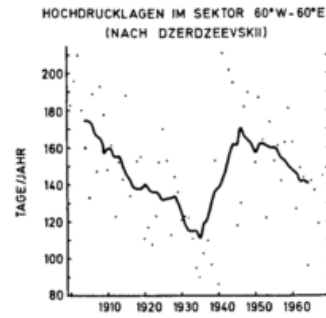


Abb. 5

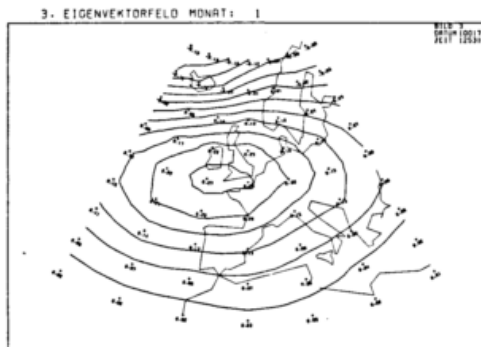


Abb. 2: EOF+3, Eigenvektorkoeffizient positiv



Abb. 6

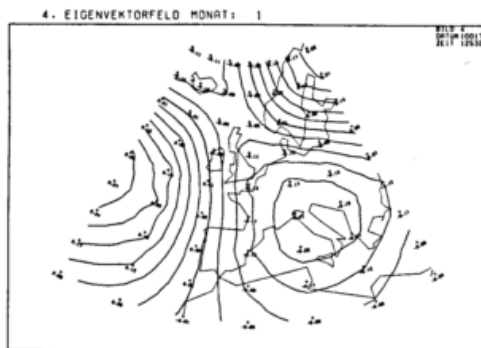


Abb. 3: EOF-4, Eigenvektorkoeffizient negativ

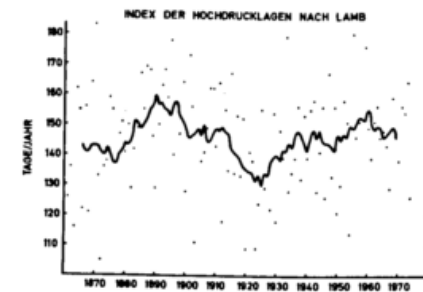


Abb. 7

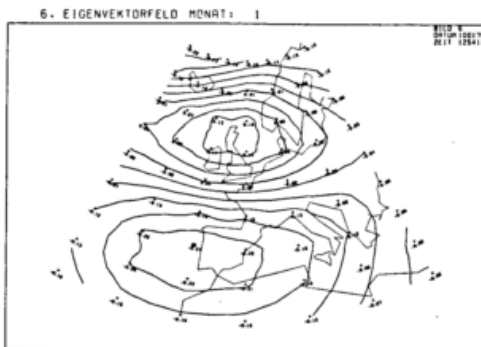


Abb. 4: EOF+6, Eigenvektorkoeffizient positiv

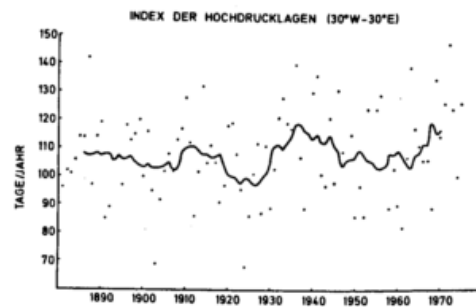


Abb. 8: Index der Hochdrucklagen aus den EOF-Wetterlagen EOF+1, EOF+3, EOF-4 und EOF+6.

KLIMAGLIEDERUNG SÜDAFRIKAS  
UNTER WITTERUNGSKLIMATISCHEN UND  
DYNAMISCHEN GESICHTSPUNKTEN

Harald Frey

Institut für Geographie, Univ. Hambg.

In dieser Arbeit werden Zusammenhänge untersucht zwischen der großräumigen Zirkulation in 500 mb und dem Witterungsablauf an 38 Stationen in Afrika südlich 20° s.Br. für den Zeitraum vom 1.XII.1957 bis zum 30.XI.1962. Die räumliche Verteilung der Korrelationskoeffizienten zwischen meridionalen u. zonalen Indices der 500mb Fläche und den Stationswerten Bewölkung und Frontendurchgänge wird analysiert .

1 DAS UNTERSUCHUNGSGBIET

1.1 Das Gebiet hat Hochebenencharakter mit unterschiedlich hohen Randschwellen.

1.2 Durch das keilförmige Hineinragen in die Südozeane Indik und S-Atlantik besteht ein starker maritimer Einfluß, verstärkt durch die starken Westwinde der Südhalbkugel mit ihren Zykklonen, modifiziert durch Meeresströme.

1.3 Im 500mb-Bild spiegelt sich die jahreszeitliche Wanderung der Drucksysteme deutlich wider.

2 DIE DATENBASIS

Es wurden tägliche Werte der Bewölkung und der Frontendurchgänge für 38 Stationen den täglichen Wetterkarten NOTOS, Pretoria, entnommen sowie die 500 mb Geopotentialwerte der 24 10° Gitternetzpunkte zwischen 20° und 50° s.Br. u. 0° und 50° e.L..

3 DIE INDICES

Es werden grundsätzlich drei verschiedene Indices berechnet:

3.1 Meridionalindex 1 (IME1)

Mittel der Differenzen der Geopots z entlang der Breitenkreise

$$IME1 = v = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} ( z_{y^{\lambda+1}} - z_{y^{\lambda}} )$$

3.2 Meridionalindex 2, wie IME1 aber ausgehend von den Beträgen der Differenzen, IME2 = v abs.

3.3 Zonalindex IZO

Mittel der Geopotentialwerte-Differenzen entlang der Längengrade

$$IZO = u = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n ( z_{y_1^{\lambda_i}} - z_{y_2^{\lambda_i}} )$$

Diese Indices sowie Vorticity und Vorticity-Advektion werden für verschiedene Bereiche des 20°/50° s.Br. und 0°/50° e.L.Gebietes berechnet.

4 STATISTISCHE AUSWERTUNG d.DATEN

- 4.1 Die Auswertung (Mode, Mean, Median, Standardabweichung, Min, Max) ergibt eine quantifizierte Charakterisierung der Strömungsverhältnisse im Jahresgang.
- 4.2 Es wird an Beispielen gezeigt, daß die Indices als Matrix bzw. Vektor Komponenten eine Wetterlagenklassifikation erlauben. Sowohl fundamentale als auch graduelle Unterschiede sind erfaßbar.
- 4.3 Die Indices des Gebietes 20°/40° s.Br. und 10°/40° e.L. erfassen die Strömungsverhältnisse des Subkontinents am besten.
- 4.4 Die Bewölkungsdaten werden für die 38 Stationen analysiert und die Ergebnisse in Verteilungskarten dargestellt. Ebenso die abs. und rel. Häufigkeiten der Frontendurchgänge.

5 ANALYSE DER KORRELATIONEN

- 5.1 Verteilung und Größe der Koeffizienten Bewölkung-Frontendurchgänge zeigen neben offensichtlichen Zusammenhängen wie Wetterwirksamkeit der Fronten an den Küsten (W) und geringen Einfluß nach Überqueren der Randschwellenauch Lee-Effekte einzelner Stationen.
- 5.2 Die regionale Verteilung der Korr. Koeffizienten Zonalindex(cf.4.3)-Bewölkung zeigt, daß der positive Einfluß der Westlagen auf die Bewölkung N im Sommer auf das Gebiet südlich Queenstown beschränkt ist. Im Winter liegt die Grenze auf der Linie Windhoek-Durban. NE dieser Linie sinkt bei Westlagen der Bewölkungsgrad.(Abb.1)
- 5.3 Westlagen haben im Winter einen Anteil von 67%, im Sommer von 19%. Die Beträge der Koeffizienten zeigen, daß der Gegensatz der Witterungsabläufe zwischen dem NE und SW im Winter größer ist als im Sommer.
- 5.4 Die Lage der Null-Isokorrelaten Diese allgemeinste Ergebniskarte zeigt Abb.2, und zwar für den gesamten Zeitraum, 5 Jahre. Die Linien beziehen sich auf:

- A Zonalindex-Fronten (Gebiet 4.3)
- B Meridionalindex - Bew. " " "
- C Meridionalindex - Fronten " " "
- D Zonalindex - Frontendurchg. " " "

Vorzeichen und Signifikanz der jeweiligen Korrelationen sind ablesbar und werden analysiert. Aus dem in der Arbeit behandelten Jahresgang der Nullisokorrelaten ist die Verschiebung der Einflußbereiche ablesbar.

Es steht eine Korrelation der zweidimensional gruppierten Indices ( Hoher Zonal- und hoher Meridionalindex, hoher Zonal- und mittlerer Meridionalindex etc. für die 9 Kombinationen x über Mittel+ Sigma halbe,

x im Bereich Mittel + Sigma/2 und x unter Mittel - Sigma/2.)  
 Diese Ergebnisse könnten Grundlagen einer global anwendbaren Wetterlagen Klassifikation sein und die Korrelationen Grundlage einer witterungsklimatischen standardisierten Klimaklassifikation.

6 ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNG

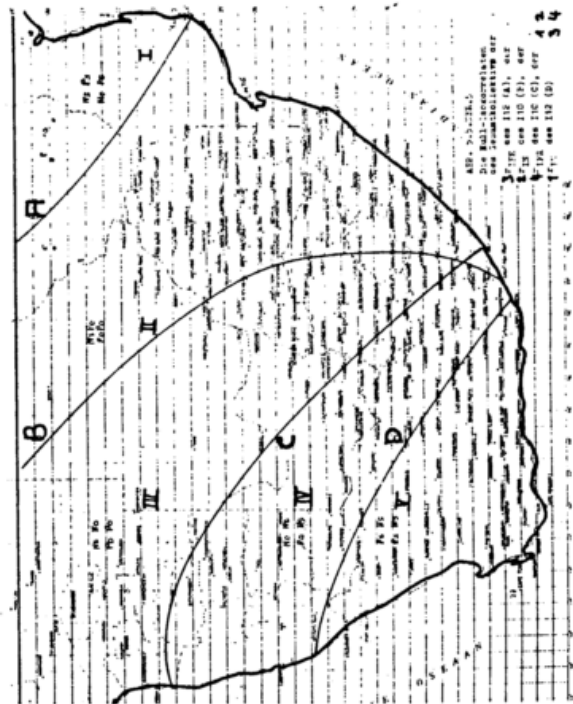
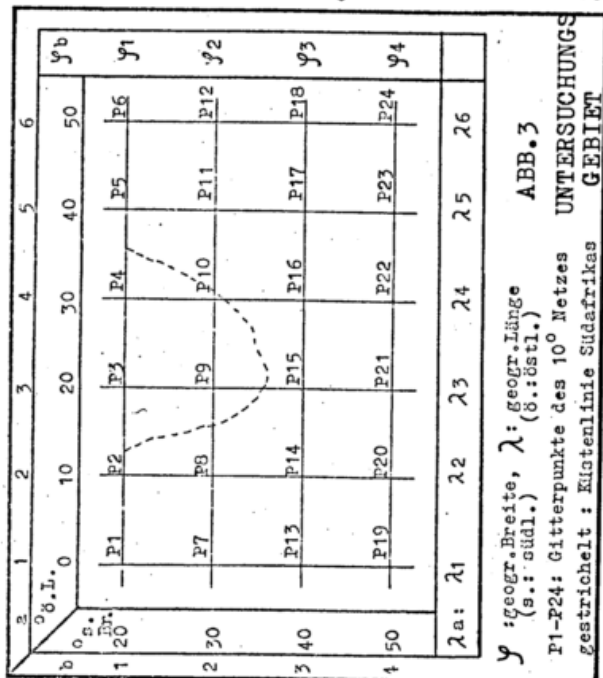
- 6.1 Die Indices des Gebietes (cf.4.3) erfassen die Charakteristika der Wetterlagen. Die Indices des Gesamtgebietes werden von den Subtropenhochs bzw. der Westdrift zu stark modifiziert. Vorticity und Vorticity-Advektion geben Zusatzinformationen.
- 6.2 Die Vorticitywerte sind sehr niedrig. Die V.-Advektion ergibt das reziproke Bild des Meridionalindex.
- 6.3 Die Zusammenhänge zwischen der Strömung in 500 mb und den Bodenwerten sind quantitativ erfaßbar und führen zu einer regionalen Gliederung.

SUMMARY

This Paper is concerned with the analysis of interactions between the upper air circulation of the 500 mb level using the geopotentials and the weather at 38 stations south 20°s.lat. using cloudiness and front-passings. On this basis there are different regions discussed which differ in their correlation between the data.

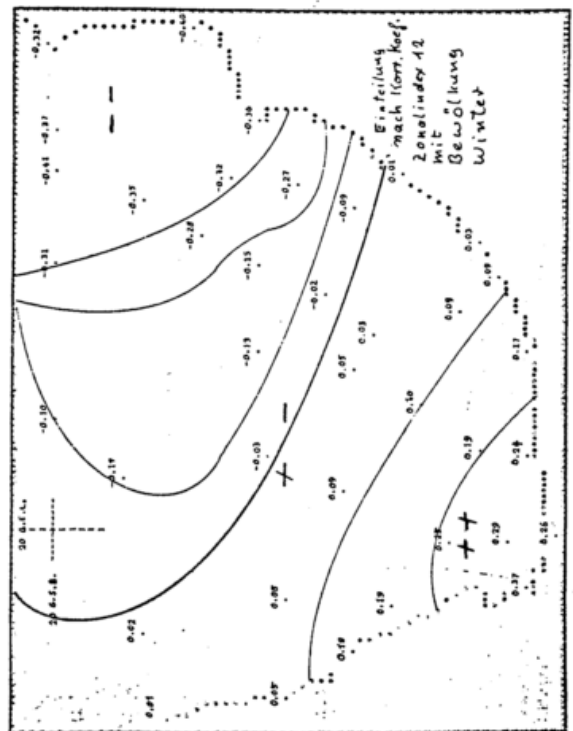
LITERATUR (Auswahl)

- Reiter, E.: Meteorologie der Strahlströme, Wien 1970
- Weather Bureau of South Africa
  - NOTOS Bd.4-19, 1955-1970
  - Pretoria Daily Weather Bullet.



**ABB.1**  
 Korrelationskoeffizienten des Zonalindex mit der Bewölkung für Juni-Sept. 5 Jahre (cf.5.2)

**ABB.2**  
 Null-Isokorrelanten der zwei Indices mit Frontendurchg. und Bewölkung cf.5.4



SENSITIVITÄTSTEST MIT EINEM GLOBALEN SPEKTRALEN ZIRKULATIONSMODELL DER ATMOSPHERE

Wilfried L. Niesen

Theoretische Meteorologie (FB 24, WE 4), Freie Universität Berlin

Kurzfassung: Nach der Darstellung, in welcher Weise das vorliegende Modell in ein Konzept der Klimasimulation eingeordnet werden könnte, werden Sensitivitätsuntersuchungen näher beschrieben. Im ersten Teil wird der zeitliche Verlauf der Koeffizienten, ausgehend von einer ruhenden isothermen Atmosphäre erörtert und dabei realistisches Verhalten festgestellt. Die Variation der Bodenreibung im zweiten Teil gibt Hinweise für die Größenordnung des zu verwendenden Koeffizienten.

1 EINLEITUNG

Das vorliegende globale spektrale Zirkulationsmodell (siehe Niesen, 1976) kann im folgenden Sinne als Teil eines umfassenderen Klimamodells betrachtet werden:

Überträgt man das Konzept der Brown'schen Molekularbewegung auf die Bewegungsabläufe in der Atmosphäre und spaltet diese auf in langwährende und kurzfristige Anteile (Hasselmann, 1976), so dienen die Zirkulationsmodelle in erster Linie zur Beschreibung der kurzfristigen Abläufe. Die langwährenden Anteile können beispielsweise erfaßt werden durch langfristige Vorhersagen von Mitteltemperaturen der Atmosphäre oder Ozeantemperaturen, bzw. durch Vorhersage der Eisverhältnisse in den Polarregionen. Die hierbei ermittelten Werte werden dann als Anfangs- bzw. Randbedingungen in die Zirkulationsmodelle eingegeben und beeinflussen somit die resultierenden Zirkulationsformen.

2 ZEITLICHE VARIATION DER SPEKTRALEN KOEFFIZIENTEN DER GESAMTEN KINETISCHEN ENERGIE

Die spektrale Form des Modells erlaubt eine direkte Untersuchung der zu bestimmten Kugelflächenfunktionen gehörenden Koeffizienten. Aus der Überlagerung der mit den Kugelflächenfunktionen multiplizierten Koeffizienten entsteht dann bekanntlich das zu einem entsprechenden Zeitpunkt gehörende Zirkulationsbild. Je stärker die dem jeweiligen Koeffizienten zugeordnete Struktur ausgeprägt ist, umso größer ist der Zahlenwert des Koeffizienten, so daß man bereits aus der Darstellung der Koeffizienten Rückschlüsse auf die tatsächliche Modellatmosphäre ziehen kann.

Die Abbildung 1 zeigt den zeitlichen Verlauf dieser Koeffizienten ausgehend von einer ruhenden isothermen Atmosphäre. Die Indizes  $n$  und  $l$  geben Grad und Ordnung der zugehörigen Kugelflächenfunktion an,  $n-1$  ist die Anzahl der Knotenpunkte vom Nordpol zum Südpol und  $l$  die Anzahl der Wellen in Ost-West-Richtung. Während nach 4 Stunden die Werte noch verhältnismäßig weit über das Spektrum verstreut sind, konzentrieren sie sich im weiteren Verlauf mehr um die Achse  $n-1=3$ . Summiert man die Werte für die gleiche Anzahl von Knotenpunkten in Nord-Süd-

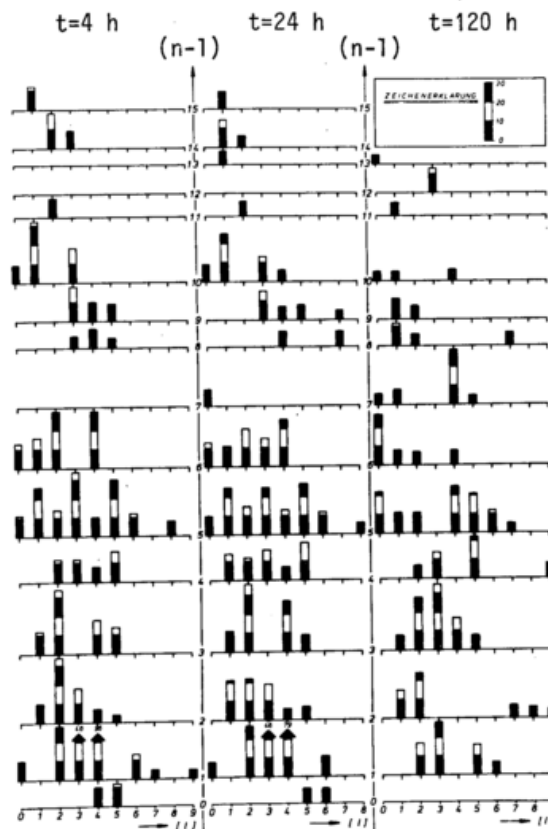


Abb. 1 Zeitlicher Verlauf der Kugelflächenfunktionskoeffizienten

Richtung auf, so ergibt sich nach 120 Stunden für  $n-1=5$  der größte Wert mit 107 als Zahl in dimensionsloser Form. Dort verteilen sich die Werte gleichmäßig über den Wellenzahlbereich. Der zweitgrößte Wert mit 96 ist dann bei  $n-1=3$  zu finden, wobei den Hauptanteil hier die Wellenzahlen 2, 3 und 4 bilden. Alle anderen Werte sind erheblich kleiner.

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 2 in stark schematisierter Form die zu  $n-1=3$  und  $l=4$  gehörende Kugelflächenfunktion in Abhängigkeit von der Breite  $\phi$  und der Länge  $\lambda$  global dargestellt. Im Experiment nimmt der entsprechende Koeffizient zunächst zu und dann wieder ab.

Die Struktur zeigt an, daß die rein mathematische Funktion, abgetrennt von den übrigen Gliedern der Reihe, keine direkte Beziehung zu den realen Verhältnissen erkennen läßt.

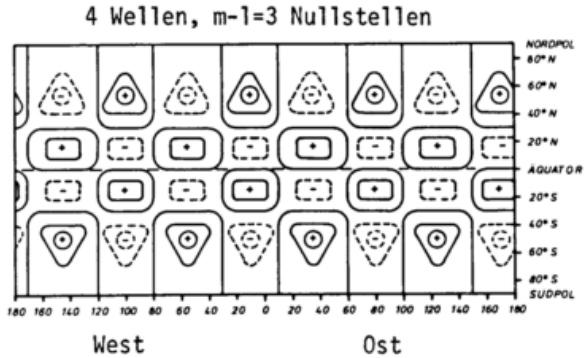


Abb. 2 Darstellung der zum Koeffizienten n=7 und l=4 gehörenden Kugelflächenfunktion

Bei Beobachtungen der Stromfunktionen, aus denen die kinetische Energie unmittelbar errechnet wird, ist für Januar in 500 mb die Welle l=3 und n=1=3 gut ausgeprägt (Mc Avaney e. a., 1978), wobei jedoch noch viele andere Strukturen überlagert sind.

Im Modell ist der Koeffizient (3,3) erst nach 120 Stunden besetzt. Er ist jedoch dort bereits der größte Wert und bleibt auch die übrige Zeit von Bedeutung.

### 3 ENERGIEBETRACHTUNGEN BEI ÄNDERUNG DES VERTIKALEN BODENREIBUNGSKOEFFIZIENTEN

Die Diffusionsterme  $F_1$  und  $F_2$  bei den Bewegungsgleichungen für die Stromfunktionen in 250 mb und 750 mb werden in folgender Weise parameterisiert:

$$F_1 = A_{MH} (\nabla^4 \psi_1 + \frac{2\nabla^2 \psi_1}{a^2}) - A_{MV} (\nabla^2 \psi_1 - \nabla^2 \psi_3)$$

$$F_3 = A_{MH} (\nabla^4 \psi_3 + \frac{2\nabla^2 \psi_3}{a^2}) + A_{MV} (\nabla^2 \psi_1 - \nabla^2 \psi_3) - \frac{2}{3} A_{MVS} \nabla^2 \psi_3$$

a : = mittlerer Erdradius

$A_{MH}$ : = Koeffizient der horizontalen Impulsdiffusion

$A_{MV}, A_{MVS}$ : = Koeffizienten des vertikalen Impulsaustausches

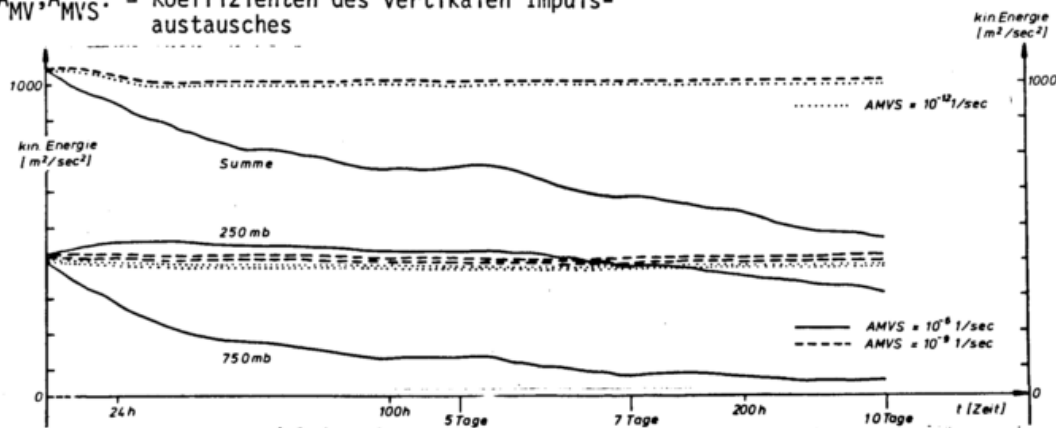


Abb. 3 Zeitlicher Verlauf der gesamten kinetischen Energie bei Variation des vertikalen Bodenreibungskoeffizienten AMVS

Untersucht wird der Verlauf der kinetischen Energie, summiert über die Koeffizienten (Abb. 3). Bei den von Aleya (1972) verwendeten Zahlenwerten (durchgezogene Linie) nimmt die gesamte kinetische Energie bei einem Vorhersagezeitraum von 10 Tagen kontinuierlich ab, wobei bei gleichem Ausgangswert die Energie in 750 mb nach kurzer Zeit auf etwa die Hälfte des Wertes in 250 mb absinkt. Bei Verkleinerung des vertikalen Bodenreibungskoeffizienten um 3 bzw. 6 Zehnerpotenzen bleibt die gesamte Energie konstant. Die Entnahme von kinetischer Energie aus der unteren Schicht und Dissipation am Boden wird hierbei unterdrückt und somit die Bodenreibung verkleinert.

Bei Vergrößerung des Koeffizienten wird die kinetische Energie stärker dissipiert. Dies ist jedoch nicht uneingeschränkt möglich; denn ab einer Vergrößerung um 3 Zehnerpotenzen ist das System nicht mehr durch die  $\omega$ -Gleichung ausbalancierbar.

Es erscheint also für weitere Rechnungen als sinnvoll, den Wert des Bodenreibungskoeffizienten gegenüber den Zahlenwerten von Aleya geringfügig zu verkleinern.

### 4. LITERATUR

Aleya, F., N.: Numerical simulation of an ice age paleoclimate. Atmosph. Sc. Pap. 193, Dep. of Atm. Sc., Fort Col., Col. (1972)

Hasselmann, K.: Stochastic climate models. Part I. Theory. Tellus 28, 473 - 485 (1976)

Niesen, W.: Experiments with a global spectral circulation model. Ann. Met. N. F. 11, S. 35 (1976)

Mc Avaney, B., J., Bourke, W., Puri, K.: A global spectral model for simulation of the general circulation. Journ. Atm. Sc. 35, 1557 - 1583 (1978)

NEUBEARBEITUNG DER BERLINER TEMPERATURREIHE AM BEISPIEL DER PERIODE 1700 BIS 1710

Bärbel Brumme

Meteorologisches Institut der Universität Bonn<sup>+</sup>)

1 EINLEITUNG

Um die Berliner Temperaturreihe bis zum Jahr 1700 zurück zu vervollständigen und die bereits bearbeiteten Teilreihen zu überprüfen, werden Methoden vorgestellt, die eine Abschätzung fehlender Monatsmitteltemperaturen aus Niederschlagsbeobachtungen und eine Umrechnung der unbekannteren Thermometerskalen in die Celsius Skala erlauben. Diese Methoden werden anhand der Daten der Periode 1700 bis 1710 abgeleitet, die in den bisher erschienenen Arbeiten über die Berliner Temperaturreihe von Behre (1908), Hellmann (1910), Lenke (1961) und vom Meteorologischen Dienst der DDR (1971) - wohl aufgrund des unvollständigen Datenmaterials und in Unkenntnis der zur Messung verwendeten Thermometer - noch nicht bearbeitet worden ist.

2 DATENMATERIAL

Das Datenkollektiv liegt in Form von Tagebuchaufzeichnungen der Familienmitglieder des Astronomen GOTTFRIED KIRCH aus Berlin von 1700 bis 1770 vor. Beobachtet bzw. gemessen und aufgezeichnet wurden - z.T. sehr unregelmäßig - Niederschläge aller Art, Gewitter, Nebel, Frost, Himmelsbedeckung bzw. Lufttemperatur und Luftdruck. Die Bearbeitung der Temperaturmessungen erweist sich wegen der Unvollständigkeit der Daten und der unbekannteren Thermometerskalen als besonders schwierig.

3 ABSCHÄTZUNG FEHLENDER TEMPERATURWERTE AUS AUGENBEOBACHTUNGEN

Die dazu erforderliche Methode beruht auf der Berechnung einer linearen Regression zwischen Niederschlagsbeobachtungen und Temperaturmeßwerten. Für die Wintermittelwerte wird eine Beziehung zwischen dem mittleren Schneefallanteil am Gesamtniederschlag  $S[\%]$  und der Wintermitteltemperatur  $T[^\circ\text{C}]$  (kurz: S-T-Beziehung) berechnet. Dazu steht folgendes Datenmaterial aus Berlin zur Verfügung: Niederschlagsbeobachtungen der Familie KIRCH von 1730 bis 1770; Monatsmitteltemperaturen von 1730 bis 1750 nach Lenke (1961) und von 1755 bis 1770 nach Hellmann (1910). Die damit berechneten linearen Regressionen sind für die

beiden Teilreihen sehr unterschiedlich (Abb.1):

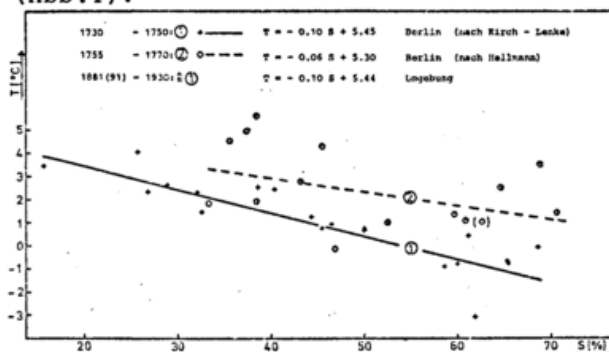


Abb.1: Schneefallanteil S-Temperatur T-Beziehung im Winter (Dez bis Mae) für verschiedene Perioden

Die Gerade ① aus den Werten von Kirch-Lenke scheint die bessere zu sein; Begründung:

- Die Werte von ① sind mit einem Korrelationskoeffizienten von  $r=-0.88$  besser korreliert als jene von ② mit  $r=-0.42$ .
- ① beschreibt den in der Physik der Atmosphäre begründeten Zusammenhang: hoher Schneefallanteil  $\hat{=}$  tiefen Temperaturen und umgekehrt besser als ②.

Ein weiterer Vergleich mit einer analogen Beziehung aus Daten der Periode 1881 bis 1930 aus der Umgebung Berlins (Reichsamt f. Wetterdienst (1939)) zeigt, daß die beiden Regressionsbeziehungen für die Teilreihen 1730 bis 1750 und 1881(91) bis 1930 nahezu identisch sind (vgl. Abb.1). Schlußfolgerungen:

- Die S-T-Beziehung stellt einen allgemein gültigen, physikalischen Zusammenhang zwischen Niederschlags- und Temperaturverhältnissen dar, auch wenn an einem Ort die klimatischen Gegebenheiten über einen längeren Zeitraum nicht konstant bleiben.
- Die Güte der von Lenke (1961) berechneten Monatsmitteltemperaturen für die Periode 1730 bis 1750 wird hiermit bestätigt.
- Die von Hellmann (1910) veröffentlichten Monatsmitteltemperaturen der Periode 1755 bis 1770 sind dagegen systematisch zu hoch.

Es ist also möglich, aus historischen Niederschlagsbeobachtungen mit Hilfe der S-T-Beziehung aus aktuellen Daten

<sup>+</sup>) z.Zt. Deutscher Wetterdienst

sowohl für das Wintermittel als auch für die einzelnen Wintermonate die fehlenden Monatsmitteltemperaturen in Grad Celsius zu ergänzen.

In den Sommermonaten wird analog verfahren, indem eine lineare Beziehung zwischen der Zahl der Tage mit Niederschlag und der Temperatur berechnet und aus den Niederschlagsbeobachtungen in Monaten ohne Temperaturmessung die Monatsmitteltemperatur abgeschätzt wird.

4 UMRECHNUNG UNBEKANNTER THERMOMETER-SKALEN

Der Zusammenhang zwischen Schneefallanteil und Temperatur findet in den Wintermonaten auch zur Umrechnung der unbekannteren Thermometerskala in die Celsius Skala Anwendung. Dazu wird die S-T-Beziehung sowohl für die historischen Monatsmittelwerte von 1700 bis 1710 als auch für aktuelle Werte aufgestellt, die geeigneten Meßreihen der Stationen Berlin-Dahlem und Potsdam entnommen sind (Riemer (1976) und pers. Mitteilung; Branicki (1963)).

Die Temperatur  $T_C$  in Grad Celsius wird aus einer Kombination der linearen Gleichungen für die aktuellen und historischen Daten berechnet:

$$T_C = b_c + \frac{T_k - b_k}{a_k} \quad (1)$$

(Index 'c' für Celsius, 'k' für Kirch;  $a_c, a_k, b_c, b_k$ : Koeffizienten der linearen Regressionsgleichungen).

Eine eindeutige Beziehung zwischen den beiden Thermometern ergibt sich, wenn obige Gleichung auf die Wintermittelwerte angewendet wird (Abb.2):

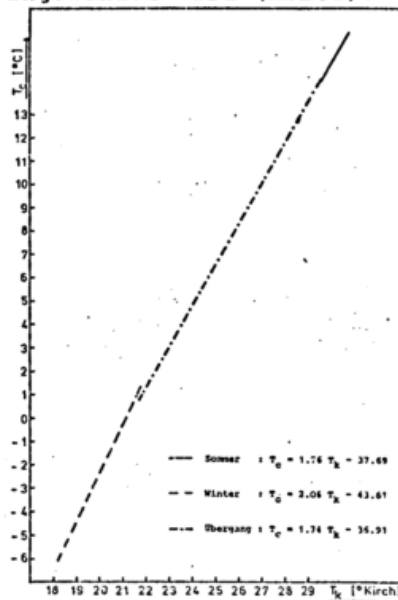


Abb.2: Beziehung zwischen Florentiner ( $T_k$ ) und Celsius ( $T_c$ ) Skala für verschiedene Jahreszeiten

Unter der Voraussetzung, daß diese Beziehung allgemein gültig ist, wird sie auf die einzelnen Monatsmitteltemperaturen angewendet, woraus die entspre-

chenden Celsius Werte in Tab.1 resultieren:

	1700	1701	1702	1703	1704	1705	1706	1707	1708	1709	1710
Jan	-	-4.2	2.0	-2.3	-4.8 (-7.1)	-3.4	-2.3	1.4	-13.2 (-3.0)		
Feb	-	-1.5	-0.5	-0.4	-0.5	-	-2.8	1.0	-0.7	-6.9	-1.7
März	-	1.6	0.6	0.6	3.9 (1.0)	0.4	0.6	3.9	0.2	3.1	
April	-	-	3.2	8.4	10.1	-	7.0	5.3 (6.8)	10.5		
Mai	-	-	(11.7)	15.0	12.4	-	(12.4)	11.7	11.5	11.0 (13.8)	
Juni	-	(15.4)	(16.0)	16.1	14.1 (16.0)	17.4	17.2	13.9	16.0	-	-
Juli	-	(18.9)	16.0	15.4	17.1 (18.3)	18.5	17.2	12.1	15.4	-	-
Aug	(14.9)	(15.8)	15.2	16.3	-	(17.8)	14.9	15.0	17.1	15.4	-
Sept	-	-	(10.8)	12.2	-	(9.1)	12.0	12.2	13.6	11.3	-
Okt	-	-	(8.2)	6.8	-	8.2	8.9	5.1	2.0	7.3	-
Nov	-	-	(0.8)	2.4	-	1.3	2.0	3.1	0.6	3.5	-
Dez	0.4	-0.8	0.6	2.5 (-0.8)	1.8	1.8	0.6	-4.6	0.4	-	-
Jahr	-	-	7.1	7.7	-	-	7.3	7.1	6.5	6.1	-

( ) : Werte unklar, da entweder nach S-T- oder N-T-Beziehung ergänzt aus unvollständigen Augenbeobachtungen, oder Monatsmittelwerte in °Kirch aus nicht ganz vollständigen Terminalsätzen berechnet

Tab.1: Monats- und Jahresmitteltemperaturen [°C]: Berlin 1700 bis 1710

Analog zu den Umrechnungsmethoden im Winter wird in den Sommermonaten durch Anwendung der N-T-Beziehung aus aktuellen und historischen Daten die Florentiner in die Celsius Skala umgerechnet. (Abb.2 u.Tab.1). Es zeigt sich, daß die T-T<sub>k</sub>-Beziehungen im Sommer und Winter nicht identisch sind. Das liegt vermutlich an dem manuell gefertigten Florentiner Thermometer, das Unregelmäßigkeiten in der Kapillare aufwies, die zu einer nicht-linearen Ausdehnung der Thermometerflüssigkeit führten, was aber bei der Skalierung unberücksichtigt blieb.

Aus einer Kombination der T-T<sub>k</sub>-Beziehungen im Sommer und Winter folgen nun die Monatsmitteltemperaturen in den Übergangsjahreszeiten (Tab.1). Damit ergibt sich ein nahezu vollständiges Bild der Temperaturverhältnisse von Berlin von 1700 bis 1710.

Eine ausführliche Darstellung wird von Brumme (1978) gegeben.

5 LITERATUR

Behre, O.: Das Klima von Berlin. Berlin: Otto Salle 1908.  
 Branicki, O.: Das Klima von Potsdam. Met. Abh. FU Berlin Bd.32 Heft 1 u. 2 (1963).  
 Brumme, B.: Klimadaten 1683-1770 von Mitteldeutschd. u. Berlin nach einer Bearbeitung d. Beobachtungstagebücher der Familie KIRCH. Universität Bonn: Diplomarbeit 1978.  
 Hellmann, G.: Das Klima von Berlin II. Abh. Kgl. Preuss. Met. Inst. Bd.3 Nr.6 (1910).  
 Lenke, W.: Neuberechnung der Temperaturwerte von Berlin für die Jahre 1730 bis 1750. Met. Rdsch. 6 (1961), 162-170. Meteorol. Dienst der DDR: Das Klima von Berlin (II). Abh. d. Meteorol. Dienstes d. DDR Bd.13 Nr.103 (1971).  
 Reichsamt f. Wetterdienst: Klimakunde d. Dt. Reiches Bd. II. Berlin: Reimer/Andrews & Steiner 1939.  
 Riemer, K.H.: Klimatagesmittel-, Monats- und Jahresmitteltemperaturen einschließlich der Kältesummen von Berlin-Dahlem ab April 1908. Beilage zur Berliner Wetterkarte SO 18/76 vom 11.06.1976

## ÄNDERUNG DER WINTERSTRENGE IM DONAURAUM

Konrad Cehak

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien und Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Zusammenfassung. An fünf Stationen mit etwa zweihundertjährigen Beobachtungsreihen im Donauraum werden Trend- und Varianzspektrumsanalysen zweier Charakteristika der Winterstrenge (Winterkältesummen und Zahl der Wintertage) durchgeführt. Das Beobachtungsmaterial wurde in vier Abschnitte unterteilt, die in sich kaum signifikante Trendänderungen aufweisen, aber deutlich unterschiedliche Spektren aufweisen, womit die Nichtstationarität der beobachteten Periodizitäten oder Rhythmen gezeigt wird.

Summary. The data concerning two parameters of the winter strength (number of winter-days and winter temperature sums) of five stations in the Danube region with about two hundred years of observations each are subjected to a trend and variance-spectrum analysis. The series are then divided into four parts, which do not more show significant trends, however, distinctly different spectra. By this the non-stationarity of the observed periodicities or rhythms is demonstrated.

Im Bereich des nördlichen Alpenvorlandes liegen im Donauraum fünf Stationen mit fast zweihundertjährigen homogenisierten Beobachtungsreihen: Hohenpeißenberg, München, Kremsmünster, Wien und Preßburg. Ihre Beobachtungsreihen wurden in bezug auf die Folgen strenger Winter untersucht, für die seitens der Wasser- und Energiewirtschaft großes Interesse besteht. Als Charakteristikum der Winterstrenge wurden die Zahl der Wintertage (Tage mit negativer Tagesmitteltemperatur) und die Winterkältesummen (Summen der negativen Tagesmitteltemperatur vom 1. bis letzten Wintertag) verwendet, diese Werte konnten von Kretschmer übernommen werden, der in (1) vom hydro-meteorologischen Standpunkt diese langen Reihen behandelt hatte.

Um einen Einblick in rezente Änderungen des Winterklimas zu bekommen, wurden sowohl eine Spektralanalyse als auch eine Trendanalyse durchgeführt. Die Spektralanalyse wurde nach der Methode von Blackman and Tukey (2) durchgeführt, die Trendanalyse basierte auf dem von Sneyers (3) vorgeschlagenen Testverfahren.

Um festzustellen, ob die mathematischen Voraussetzungen der Spektralanalyse erfüllt sind, wurden die Verteilungsfunktionen der Reihen gesucht. Es zeigte sich, daß die Zahl der Wintertage hinreichend gut als normal verteilt angesehen werden kann, bei den Winterkältesummen gilt dies erst nach logarithmischer Transformation.

Betrachtet man eine graphische Darstellung der Wintercharakteristika (siehe in (1) enthaltene Graphiken), dann fällt auf, daß die Reihen offenbar in vier Abschnitte unterteilt werden können, die sich voneinander durch verschieden hohe Mittelwerte und

Unterschiede in den übrigen statistischen Parametern unterscheiden. Daher wurde für jeden der genannten Abschnitte getrennt und dann für den ganzen Zeitraum die Analysen durchgeführt.

Schon der Vergleich der statistischen Parameter der einzelnen Teilabschnitte zeigt, daß sich die mildesten Winter in der letzten Periode (nach 1928) einstellten, weiters traten häufig milde Winter im ersten Abschnitt (vor 1820) auf (am Hohenpeißenberg war dies das Hauptextrem). Die extrem kalten Winter traten an jeder Station im zweiten Teilabschnitt (1829-1894) ein. Das besagt aber nicht, daß nicht in jeder Periode mehr oder weniger extreme Winter auftraten. Im Gegenteil, die statistischen Parameter zeigen ihre kleinsten Werte im dritten Abschnitt (1895-1927), d.h. daß in dieser Periode zwar nicht die wärmsten, aber einheitlich eine größere Zahl von warmen Wintern auftraten. Weiters waren die statistischen Verteilungen in diesem Abschnitt am besten normal verteilt.

Der Trendtest ergibt für die Gesamtreihen einen signifikanten Knick in den Kurven der Winterkältesummen bei den bayerischen Stationen, Kremsmünster weist sogar zwei Trendänderungen auf. Die Änderungen in Wien und Preßburg erscheinen nicht als signifikant. In den Einzelabschnitten verschwindet die Signifikanz der Trendänderungen. Nur bei Kremsmünster zeigt sich 1797 ein Knick, der dann den Doppelknicke für die Gesamtreihe ergibt. Diese Änderung könnte eventuell durch die Instrumentierung oder Beobachtungsmethode hervorgerufen sein, er wird durch die anderen Stationen nicht bestätigt.

Während das Ausmaß der Winterkälte also kaum signifikante Veränderungen in den

einzelnen Abschnitten und in der Gesamtreihe zeigte, erwiesen sich die Zahlen der Wintertage als weniger einheitlich. Neben Doppelknicken in den Gesamtreihen von Hohenpeißenberg und Kremsmünster, gleichlaufenden Trends in München und Wien mit einem Knick und einem gegenläufigen Trend in Preßburg zeigten sich auch signifikante Trends im ersten Abschnitt am Hohenpeißenberg und in Kremsmünster, sowie im dritten Abschnitt in Kremsmünster.

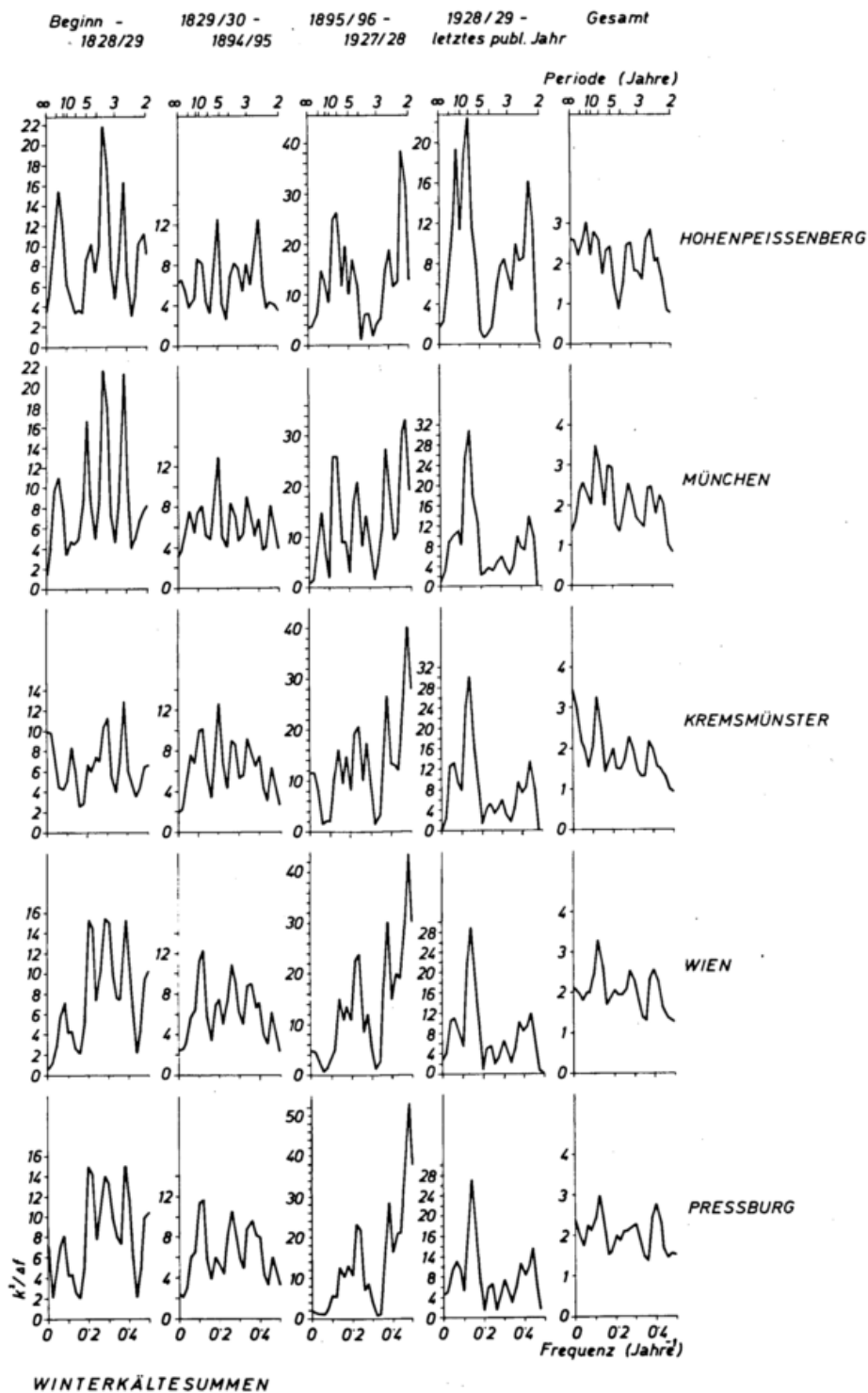
Die aus den Gesamtreihen berechneten Spektren der Winterkältesummen zeigen einen ziemlich ruhigen Verlauf (s. Abbildung). Vergleicht man sie mit dem theoretischen Spektrum eines "Roten-Lärm-Prozesses", dann gibt es nur am Hohenpeißenberg eine signifikante Spektrallinie bei einer Periodenlänge von 2,5 Jahren, die sich dem roten Lärm überlagert. In den Einzelabschnitten werden die Spektren aber wesentlich unruhiger. Signifikante Spektrallinien treten dann sowohl bei sehr kurzen Perioden (rund 2,5 Jahre), aber auch bei 5 und 7-8 Jahren auf, in Wien und Preßburg ist die letztgenannte Periode auf 8-10 Jahre verschoben. Dabei unterscheiden sich die einzelnen Abschnitte untereinander wesentlich, während die Spektren der fünf Stationen einander in den Grundzügen sehr ähnlich sind.

Die Spektren der Zahl der Wintertage zeigen in der Gesamtreihe eine dem roten Lärm überlagerte Spektrallinie bei 2,5 Jahren Periodenlänge, sie fehlt jedoch am Hohenpeißenberg und in München kommt noch eine Linie bei 8,3 Jahren Periodenlänge dazu. In den Einzelabschnitten gibt es wieder die schon bei den Winterkältesummen genannten Periodenlängen.

Die Spektralanalyse zeigt also, daß die auftretenden Perioden oder Rhythmen selten wirklich stationär sind. Sie sind durch eine längere Zeit wirksam, klingen aber dann ab und werden durch andere ersetzt. Ein Auffinden der Teilabschnitte erscheint allerdings mit den Methoden der Spektralanalyse nicht möglich, da die Gesamtreihen dafür zu kurz sind und die Abschnitte nicht gleich lange sind.

#### Literatur:

1. Kretschmer O., Über die Winterkälte im bayerisch-österreichischen Donautal. Wetter und Leben 26, 205-220 (1974).
2. Blackman R.B. and J.W. Tukey, The Measurement of Power Spectra. Dover New York, 1958.
3. Sneyers, R., Sur l'analyse statistique des séries d'observations. OMM Note Technique NO. 143 (1975).



Varianzspektren der Winterkältesummen der fünf Stationen in den vier Teilabschnitten und in der Gesamtperiode.

## STAUBTRANSPORT AUS DER SAHARA

G. Tetzlaff und K. Wolter

Institut für Meteorologie und Klimatologie, Hannover

Es wurde das Auftreten von tropischen Störungen und synoptischen Situationen in den Subtropen im westafrikanischen Bereich im Sommer verglichen. Dabei wurde ein Zusammenhang zwischen Staubausschüßungen aus dem Sahel und horizontalen Verteilungsmustern von Sedimentablagerungen vor der afrikanischen Küste gefunden.

Schon seit langem ist bekannt, daß aus der Sahara Staub mit niedertroposphärischen Winden in Richtung Atlantik verfrachtet wird. Mittels zahlreicher Meßkampagnen sind in den letzten Jahrzehnten Proben aus den Tiefseesedimenten des Ostatlantik zwischen  $10^{\circ}\text{N}$  und  $35^{\circ}\text{N}$  beschafft worden, so daß es möglich ist, sich ein Bild der rezenten und fossilen flächenhaften Sedimentverteilungen zu machen. Leider läßt es die geringe Sedimentationsrate ( $\sim 1$  cm pro 100 Jahre) im Verein mit der Durchmischung der jeweils von Lebewesen bewohnten Schicht (Bioturbation) nicht zu, Zeitschritte von weniger als 500 Jahren Länge zu unterscheiden. Somit dürfen die erkennbaren Muster nur auf meteorologische Strömungsformen zurückgeführt werden, die auch charakteristisch für den überwiegenden Teil der untersuchten Epoche waren. Für das letzte Jahrtausend scheint eine relative Konstanz der Lage der ITCZ, des Hitzetiefs über der Oberfläche des afrikanischen Kontinents südlich des Atlasgebirges und des entsprechenden Wärmehochs zwischen  $700$  und  $500$  mb festzustehen (Nicholson 1978). Analysiert man die Verteilungskarte der rezenten Ablagerungen (Abb. 1), so fällt zunächst die breite Zunge auf, die sich entlang des  $20^{\circ}$ ten Breitengrades nach Westen auf Amerika schiebt, innerhalb derer aber durchaus auch synoptisch-skalige oder kleinere Strukturen auftauchen. Damit ist zum einen das Maximum nordöstlich der Kapverdischen Inseln gemeint, zum andern aber und vor allem der antizyklonal gekrümmte Rücken, der aus dem küstennahen Streifen höchster Konzentration sich vor Nhouadhibou (Mauritanien) in einem ca.  $750$  km umfassenden Bogen bis zu den Kanarischen Inseln erstreckt, während in seinem Innern ein Minimum mit gleichen Werten wie sonst erst  $1000$  km weiter westwärts nachgewiesen wurde.

Die Frage nach der Herkunft des Löß in den Tiefseesedimenten ist bis jetzt noch nicht abschließend geklärt, doch sprechen u.a. Satellitenbeobachtungen dafür, daß die wichtigste kontinuierliche

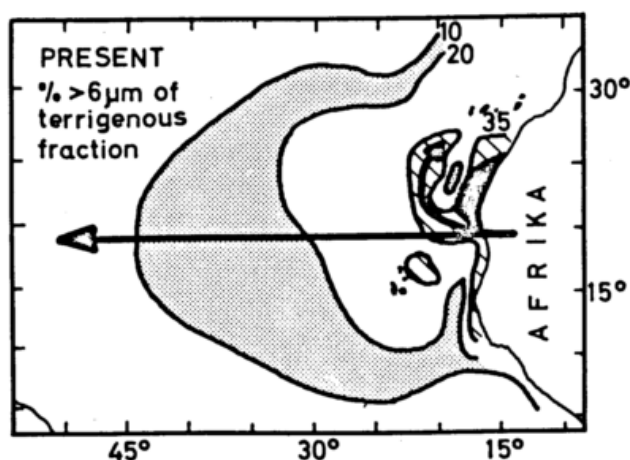


Abb. 1: Verteilung des sedimentierten Staubes der letzten 500 - 1000 Jahre im tropischen Nordatlantik (nach Sarnthein & Koopmann 1979). Haupttransportrichtungen durch Pfeile veranschaulicht, küstennahe Ausblasungen eng schraffiert.

Staubquelle in der Sahelzone nördlich von  $15^{\circ}\text{N}$  zu finden ist (Prospero & Nees 1977). Die Fallböen der weiter im Süden auftretenden, starken tropischen Gewitter wirbeln auf ihrem Weg nach Norden den Sahelstaub so stark auf, daß er für einige Tage in der Luft verbleiben und in einzelnen Konvektionszellen unmittelbar südlich der ITC die Monsuninversion durchbrechen kann. Damit ist er in die mitteltroposphärische Ostwindströmung gelangt (Newell et al. 1972), wo er mittels trockener Konvektion bis etwa  $5$  km Höhe steigen kann. Der Hauptanteil der großräumigen Transporte der Partikel mit mehr als  $6 \mu\text{m}$  erfolgt im  $700$ mb-Niveau (Carlson & Prospero 1977), dessen Strömung im allgemeinen recht gut mit der in  $500$ mb korreliert ist. Damit bietet sich eine einfache Erklärung für transozeanische Verfrachtungen des Löß an. Die schon oben erwähnten mitteltroposphärischen Ostwinde um  $15^{\circ}$  -  $20^{\circ}\text{N}$  weisen eine genügend hohe Geschwindigkeit und Persistenz auf, um die beobachteten Transporte bis zu den Karibischen Inseln in ca. 4 Tagen zu bewerkstelligen.

gen. Das lokale Maximum vor den Kapverdischen Inseln ist als Stauereffekt auf den ungestörten Nordostpassat zu verstehen. Dagegen ist der bogenförmige Rücken vor Nhouadhibou nicht durch mittlere Zirkulationsverhältnisse erklärbar.

Es wurde nachgeprüft, wie oft in den letzten 15 Jahren eine solche bogenförmige Stromlinie zu finden war (Tetzlaff&Wolter1979). Die Auswertung ergab eine sommerliche Häufigkeit von etwa fünf bis neun Fällen im Monat, dh. ungefähr alle vier Tage wiederholte sich eine Konstellation wie in Abb. 2 oder zumindest eine ähnliche Windverteilung. Jeweils vor und nach solchen Situationen erschien die Brücke zwischen Azoren- und Saharahoch wesentlich fester als bei dieser westlichsten Position des pulsierenden Afrikahochs.

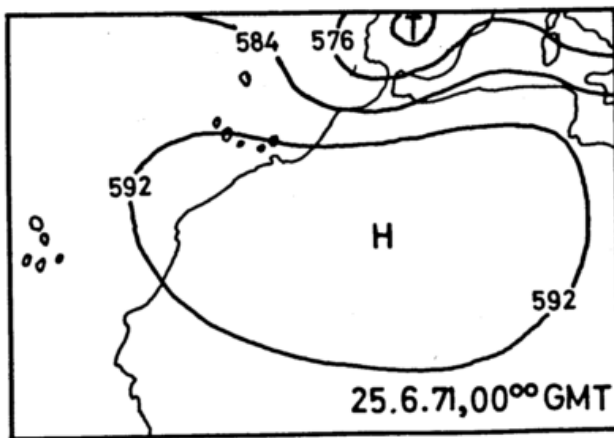


Abb. 2: 500 mb - Höhenwetterkarte vom 25.6.1971, 00 Uhr GMT (Täglicher Wetterbericht des DWD) mit der charakteristischen synoptischen Situation.

Sowohl Frequenz als auch Charakter dieser Wetterlage (Aufbrechen des subtropischen Hochdruckgürtels) deuteten auf einen Zusammenhang mit den tropischen synoptischen Störungen, den 'easterly waves'.

'Easterly waves' wurden u.a. bei GATE untersucht (Reed et al.1977). Demnach entfalten sie ihre größte Aktivität zwischen 10-15°N, doch reicht ihr Störungseinfluß bis über den 25ten Breitengrad hinaus wie Abb. 3 illustriert. Zudem verfrachtet sie die infolge größere Gewittertätigkeit im Süden mit Staub angereicherte Luft im entscheidenden 700mb-Bereich nach Norden - mit der zeitlichen Verschiebung hinter der Störung, die für den Aufstieg in diese Höhen erforderlich ist.

Vor 18000 Jahren ergab sich interessanterweise eine zu heute recht ähnliche Verteilung, mit allerdings stark erhöhter Sedimentationsrate und einer leichten (wenige 100 km) Südverschiebung. Hingegen läßt sich für 6000 B.P. nur feststellen, daß sich bei erniedrigter Transportrate weiterhin ein Maximum vor Westafrika zwischen 15 und 20°N hielt, während an der Küste einige 100 km breit

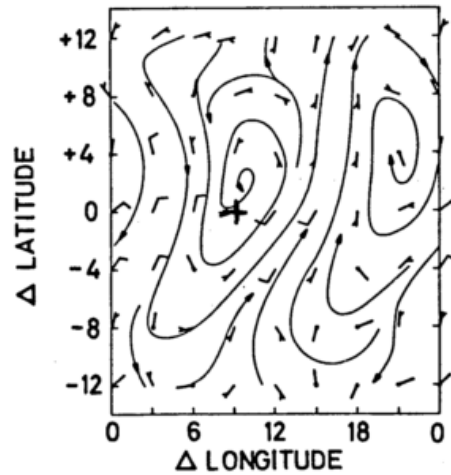


Abb. 3: Stromlinien des gestörten 700mb-Windfeldes einer typischen 'easterly wave' (nach Reed et al.1977; +  $\ominus$  Zentrum).

fluviatile Ablagerungen (Ton) überwiegen (Sarnthein&Koopmann1979). Im Würm-Glazial scheint also die atmosphärische Zirkulation der Subtropen in ihrem Grundmuster zumindest über Nordafrika in etwa der heutigen entsprochen zu haben; dagegen zeigte sich, daß die Passatzirkulation zur Zeit des sogenannten Wärme-Optimums vermutlich zeitweilig stark abgeschwächt war.

Eine weitere Differenzierung der tropischen Störungen in ihrem Stärkegrad und Trajektorienberechnungen sind notwendig, um weiteren Aufschluß zu geben.

LITERATUR:

Carlson, T.N.; Prospero, J.: Saharan Air Outbreaks: Meteorology, Aerosols, and Radiation. Boulder (Col.): Rpt. U.S. Gate Central Program Workshop (NCAR) 1977, S. 57-78.  
 Newell, R.E.; Kidson, J.W.; Vincent, D.G.; Boer, G.T.: The General Circulation of the Tropical Atmosphere, Vol. 1. Cambridge (Mass.) u. London: MIT Press 1972.  
 Nicholson, S.E.: Climatic variations in the Sahel and other African regions during the past five centuries. J. Arid Environment 1 (1978), S. 3-24.  
 Prospero, J.; Nees, R.T.: Dust concentration in the atmosphere of the equatorial North Atlantic: Possible relationship to the Sahelian drought. Science 196 (1977), S. 1196-1198.  
 Reed, R.J.; Recker, E.E.; Norquist, D.C.: The Structure and Properties of African Wave Disturbances as Observed During Phase III of GATE. Mon. Wea. Rev. 105 (1977), S. 317-333.  
 Sarnthein, M.; Koopmann, B.: Late Quaternary Deep-Sea Record on NW African Dust Supply and Wind Circulation. Palaeoecology of Africa 12 (in print).  
 Tetzlaff, G.; Wolter, K.: Meteorological Patterns and the Transport of Mineral Dust from the North African Continent. Palaeoecology of Africa 12 (in print).

ZUR FRAGE VON ZIRKULATIONSANOMALIEN  
IN MITTELEUROPA WÄHREND DER EISZEITEN  
AUFGRUND VON LÖSSABLAGERUNGEN

STÖHR, Willy Th.  
Geologisches Landesamt Rheinland-Pfalz  
Mainz  
Thüne, Wolfgang  
Landesamt für Umweltschutz  
Rheinland-Pfalz  
Oppenheim

In der Literatur zur Geologie des Quartärs finden sich unterschiedliche Angaben über die Ab- und Umlagerungsbedingungen des Lösses in Mitteleuropa während der Hochglaziale als Folge angenommener normaler oder anormaler Zirkulationsbedingungen. So vertritt WOLDSTEDT in den Standardwerken des Eiszeitalters (I: 1954, II: 1958) die Ansicht, der Löß sei von Staubstürmen aus dem Westen (I, S. 185; II, S. 218) angeweht und an der Leeseite (I, S. 179) der Hänge abgelagert worden. Eine Ausnahme bilden danach nur steil emporragende Gebirge (I, S. 180), dort ist eine luvseitige Akkumulation möglich. (Was sehr nahe liegt, wenn man an die Schneezäune denkt, an deren Luvseite sich im Winter der Flugschnee anhäuft, KREUTZ (1952)). Dagegen haben MIRTSCHINK (1928) für Südrubland, KRIVAN (1950) für Ungarn, SCHÖNHALZ (1953, 1955) für das Elbtal und die Magdeburger Börde, STÖHR (1970) für Rheinhessen und die Pfalz und andere Wissenschaftler durch Beobachtungen und Analysen belegt, daß in Mitteleuropa, und zwar zur Zeit der Lößakkumulation, östliche bis nördliche Winde vorgeherrscht haben müssen. Für die jüngere Flugsandakkumulation vom Ende des Pleistozäns bis ins Holozän waren dagegen teilweise andere Zirkulationsbedingungen gegeben, die in einer besonderen Arbeit behandelt werden sollen.

Es kann heute als erwiesen angesehen werden, daß

1. eine Eiszeit durch den mehrmaligen Wechsel von Lößverblasungsphasen und Abschnitten der Umlagerungsruhe gekennzeichnet ist;
2. der Löß aus den Überschwemmungsebenen großer Flüsse (Rhein), den vor den Gletschern liegenden Schotter- und Sanderflächen sowie periglazialen Frostschuttzonen ausgeblasen wurde (WOLDSTEDT I, 178), und zwar in einer Zeit, in welcher diese Flächen mehr oder weniger vegetationslos waren.

Die Akkumulation erfolgte hingegen in Gebieten mit Vegetation (Beckenlandschaften) und/oder Bereichen mit besonderen morphologischen Gegebenheiten (Berg- und Hügelländer). Die Umlagerungsbedingungen waren im Hochsommer und Frühherbst am ausgeprägtesten gegeben. Die Gletscherzungen waren im Sommer zurückgeschmolzen und gaben größere Moränenflächen für den Angriff des Windes frei. Der im Gebirge einsetzende Frost ließ die Schmelzwasserführung der Ströme rapide sinken und auch hier fielen die vegetationslosen Überflutungsbereiche trocken.

Schwermineraluntersuchungen usw. haben ergeben, daß der Löß des Rheintales zum größten Teil vom Rheingletscher abzuleiten ist. Aus diesem Grunde werden aus der Verbreitung und der Mächtigkeit des Lösses im Rheintal zwischen Basel und Bingen wichtige Schlüsse auf die Zirkulation während der Hochglaziale des Eiszeitalters für Mitteleuropa abgeleitet. Insbesondere werden dazu die von POSER (1950) anhand der vorzeitlichen Binnendünen rekonstruierten spätglazialen Luftdruckverhältnisse in Mittel- und Westeuropa sowie die von GATES (1976) vorgelegte numerische Simulation des Eiszeitklimas anhand eines globalen Zirkulationsmodells herangezogen und ob ihrer Plausibilität gegenübergestellt. Die beobachteten Lößakkumulationen lassen nur den einen Schluß zu, daß zur Zeit der Hochglaziale das skandinavische Hoch auch im Hochsommer und Frühherbst das dominierende Steuerungszentrum gewesen sein muß.

Die geologische Übersichtskarte von Südwestdeutschland 1:600 000 (Stuttgart 1938) gibt Auskunft über die Verbreitung des Lösses im Oberrheingraben und Mainzer Becken. Dieses Gebiet ist gekennzeichnet durch die steilen Gebirgsränder von Schwarzwald und Odenwald an seiner Ostseite und von Vogesen und Haardt an seiner Westseite sowie das Tafel- und Hügelland im Mainzer Becken. Die Gebirgsränder sind im Rheingraben so steil, daß die Voraussetzungen für die oben erwähnte luvseitige Lößakkumulation gegeben sind.

Aus der geologischen Karte ist zu entnehmen, daß

1. östlich des Rheins nur kleine Lößvorkommen am Schwarzwaldrand zwischen Basel und Karlsruhe vorhanden sind. Eine Ausnahme bildet der Kaiserstuhl. Zwischen Karlsruhe und Frankfurt a. Main sind nur ganz spärliche Lößreste am Odenwaldrand belegt;
2. westlich des Rheins ist hingegen der Löß geradezu angehäuft, und zwar vor allem zwischen Schlettstadt und Hagenau sowie in der Vorderpfalz mit ihrer typischen Lößriedellandschaft

westlich der Kraichgausenke, ferner in Rheinhessen, einem Teil des Mainzer Beckens.

Westlich des Rheins sind auch die größten Lößmächtigkeiten nachgewiesen, und zwar nach Bohrarchivunterlagen des Geologischen Landesamtes in Mainz aus der südlichen Vorderpfalz, eine Bohrung östlich Mörzheim mit 56 m Löß, die in der Nähe liegende Erdölbohrung Impflingen 2 mit 35 m Löß, eine Erkundungsbohrung in der Gemarkung Römerberg mit 18 m Löß und aus dem Mainzer Becken die Wasserbohrung Zornheim, Kreis Mainz-Bingen, mit 24 m Löß. Analyseergebnisse zeigen eine eindeutige Abnahme der Korngrößen von Ost nach West bzw. NE nach SW.

Im Gegensatz dazu ist das in den jüngsten Würmlöß eingelagerte Kärlicher oder Eltviller Tuffband, das vom Neuwieder Becken bis ins Wormser Senkungsfeld belegt ist, aus NNW-Richtung angelehrt worden.

Schließlich läßt sich der Löß noch nach Westen über Belgien, das Pariser Becken bis in die Bretagne verfolgen (WOLDSTEDT I, S. 172). Auch dieser Löß kann nur aus weiter östlich gelegenen Glazial- und Periglazialgebieten, dem Rheintal und den Schotterfluren der nordischen Vereisung, abgeleitet werden.

Es wird weiter zu prüfen sein, ob sich die größeren Lößmächtigkeiten im Kaiserstuhl und Lößvorkommen am südlichen Schwarzwaldrand durch den Einfluß der Zirkulationen des glazialen Alpenhochs erklären lassen.

#### Literatur:

KREUTZ, W.: Der Windschutz. Dortmund: Ardey 1952

POSTER, H.: Zur Rekonstruktion der spätglazialen Luftdruckverhältnisse in Mittel- und Westeuropa auf Grund der vorzeitlichen Binnendünen. Erdkunde 4 (1950), S. 81-88.

SATES, L.W.: The Numerical Simulation of Ice-Age Climate with a Global General Circulation Model. Journ. of Atm. Sci. 33 (1976), S. 1844-1873.

WOLDSTEDT, Paul: Das Eiszeitalter, Grundlinien einer Geologie des Quartärs I. Stuttgart: Ferdinand Enke 1954.

- Das Eiszeitalter, Grundlinien einer Geologie des Quartärs II. Stuttgart: Ferdinand Enke 1958.

VERSUCH EINES NACHWEISES LÄNGERER ZYKLEN DER SONNENAKTIVITÄT  
IN LANGJÄHRIGEN TEMPERATURREIHEN

M. Dreier, F. Wippermann

Institut für Meteorologie  
Technische Hochschule Darmstadt

An Maßzahlen zur Charakterisierung der Sonnenaktivität gibt es nur eine, für die eine längere Zeitreihe vorliegt: die Sonnenfleckenrelativzahl  $R$ . Diese Zeitreihe läßt mehrere verschieden lange Zyklen erkennen, von denen der 11-jährige am ausgeprägtesten ist. Unter Berücksichtigung des magnetischen Polaritätswechsels kennt man sodann den 22-jährigen oder HALE'schen Zyklus. Sehr deutlich tritt auch der 88-jährige GLEISSBERG-Zyklus in Erscheinung, während der 178-jährige JOSÉ-Zyklus wegen zu kurzer Zeitreihe spektralanalytisch nicht mehr belegt werden kann; er wird postuliert aufgrund einer Korrelation zwischen  $R$  und der Drehimpulsänderung der Sonne bezogen auf den Schwerpunkt des Sonnensystems.

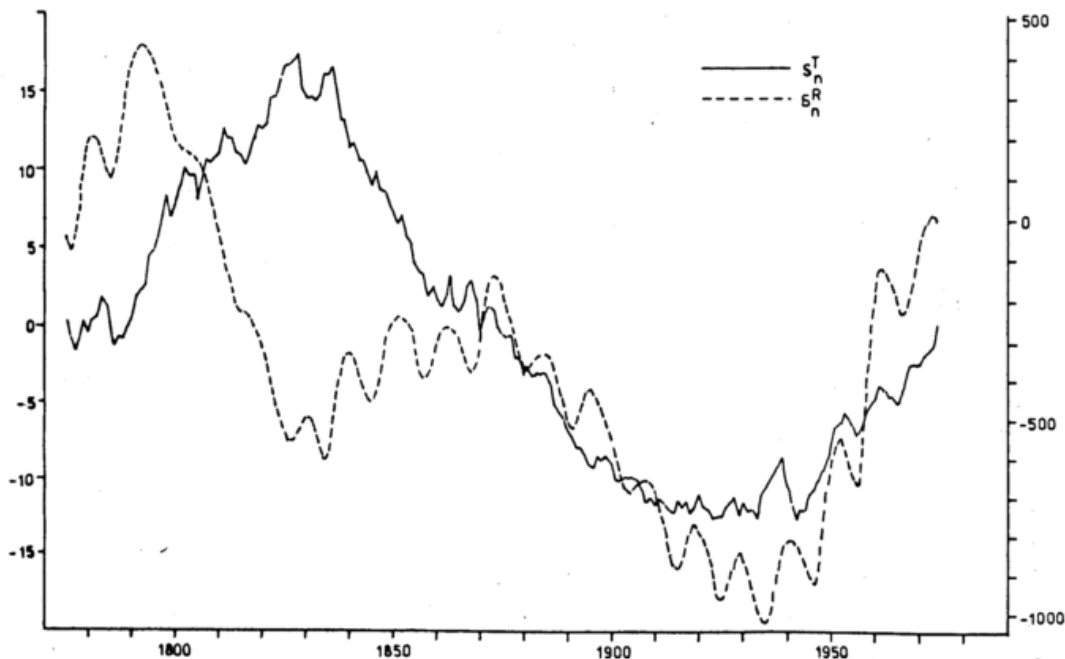
Versucht man Zyklen von der Länge der JOSÉ-Zyklus in Temperaturreihen aufzufinden, so ist wegen der

nicht ausreichenden Länge solcher Reihen (maximal 200 bis 250 Jahre) eine Anwendung der Spektralanalyse nicht möglich. Es wird daher versucht, die Temperaturreihe  $T_n$ ,  $n=1,2,3,\dots$  mit der Reihe der Sonnenfleckenrelativzahl  $R_n$ ,  $n=1,2,3,\dots$  zu vergleichen, nachdem beide einer besonderen Art der Filterung unterworfen worden sind.

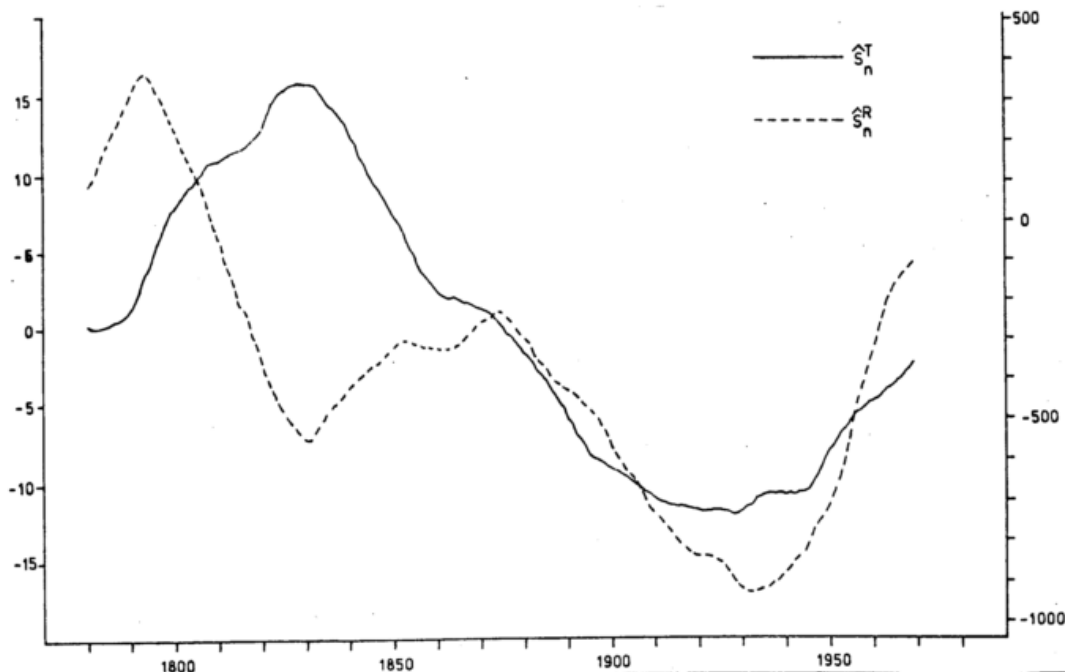
Als Temperaturreihe wird diejenige benutzt, die sich als (Monats)-mittel ergibt aus drei Temperaturreihen für WIEN, PRAG und BRATISLAVA; sie liegt vor für die 200 Jahre 1775 bis 1974.

Die für beide Reihen durchgeführte Tiefpaßfilterung wird durch Bildung der Summenkurven erreicht, am Beispiel der Temperatur:

$$S_n^T = \sum_{k=1}^n T_k^T, \text{ wobei } T_n^T = \bar{T} - T_n \text{ mit} \\ \bar{T} = \frac{1}{200} \sum_{n=1}^{200} T_n.$$



Figur 1



Figur 2

Die erhaltenen Summenkurven  $S_n^T$  und  $S_n^R$  sind in Figur 1 dargestellt. Diese Kurven sind einer nochmaligen Glättung unterworfen worden, wozu eine übergreifende 11-jährige Mittelbildung Anwendung fand; siehe Figur 2:

$$\hat{S}_n^{T,R} = \frac{1}{11} \sum_{k=n-5}^{n+5} S_k^{T,R}$$

Der Korrelationskoeffizient zwischen den beiden Reihen  $\hat{S}_n^T$  und  $\hat{S}_n^R$  beträgt 0,55.

Die Kurve  $\hat{S}_n^R$  läßt einen deutlichen Gleissberg-Zyklus mit dem Maximum im Jahre 1875 erkennen. Zu dieser Zeit tritt in der Kurve  $\hat{S}_n^T$  lediglich ein sehr schwacher Abfall auf. Ein Vergleich der beiden Kurven legt nahe, daß der GLEISSBERG-Zyklus in der Temperaturkurve unterdrückt, jedoch der JOSE-Zyklus gut ausgeprägt ist. 1830 hat  $\hat{S}_n^R$  ein Minimum,  $\hat{S}_n^T$  ein Maximum, zwischen den Jahren 1920 und 1930 haben beide ein Minimum.

Sollten die hier aufgezeigten möglichen Beziehungen zwischen Temperatur und Sonnenfleckenrelativzahl für eine Lang-

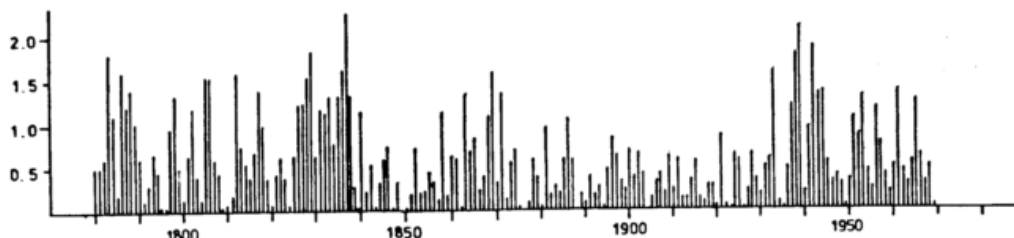
zeitprognose verwendet werden, so ist zu bedenken, daß durch die Verwendung der Summenkurven eine Phasenverschiebung um  $\pi/2$  eintritt, welche korrigiert werden muß (Die Wendepunkte der Summenkurve entsprechen den Extremwerten der Ausgangskurve).

$$\delta_n = |S_n^T - \hat{S}_n^T|$$

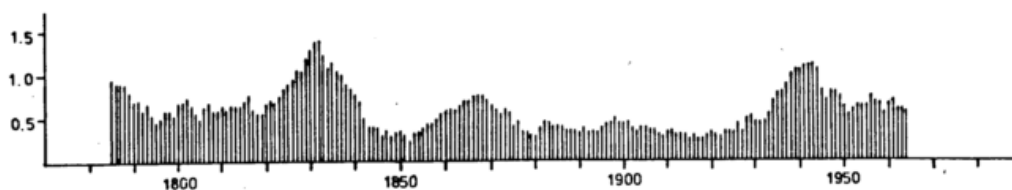
Sie sind in Figur 3a dargestellt, während in Figur 3b diese Differenzen durch ein 11-jähriges übergreifendes Mittel geglättet wurden

$$\hat{\delta}_n = \frac{1}{11} \sum_{k=n-5}^{n+5} |S_k^T - \hat{S}_k^T|$$

Die Kurve  $\hat{S}_n^T$  in Figur 1 läßt sowohl für den Bereich der eben genannten Extremwerte als auch für den dazwischen liegenden Bereich des Maximums von  $\hat{S}_n^R$  eine ausgesprochene "Unruhe" erkennen. Um diese zu quantifizieren wurden die Differenzen zwischen den ungeglätteten (Figur 1) und geglätteten (Figur 2) Summenkurven gebildet.



Figur 3a



Figur 3b

VORLÄUFIGE ERGEBNISSE DER MESSUNG VON DRUCK - GESCHWINDIGKEITSKORRELATIONEN IN DER WASSERNAHEN LUFTSCHICHT

Ingo Zank

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Michael Dunckel

Max Planck Institut für Meteorologie Hamburg

1 EINLEITUNG

Im meteorologischen Meßfeld 27 km westlich von Sylt wurden im Sommer 1977 gleichzeitige Messungen von Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen durchgeführt. Dieses Experiment erlaubt eine eingehende Untersuchung des Transports und der Umverteilung turbulenter kinetischer Energie durch Druckkräfte. Die in numerischen Modellen benutzten Parametrisierungen der turbulenten Transporte können auf ihre Gültigkeit geprüft werden.

Die Situation über See unterscheidet sich dabei durch die Anwesenheit von Wellen grundlegend von der über Land. Die Reaktion der turbulenten Strömung auf diese gut meßbare Störung der unteren Randbedingung kann weiteren Aufschluß geben über die Struktur der atmosphärischen Turbulenz.

Die Gesamtbilanz der turbulenten kinetischen Energie in der Atmosphäre läßt sich schreiben als (siehe beispielsweise Busch bei Haugen, 1973):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial t} = -\overline{uw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{2} \overline{q^2 w} + \frac{1}{\rho} \overline{pw} \right) + B - \epsilon = 0 \quad (1)$$

$$\text{mit } \overline{q^2} = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$$

Dabei wird Stationarität und horizontale Homogenität vorausgesetzt.

Die einzelnen Terme der Bilanzgleichung (1) berücksichtigen (von links nach rechts) die Scherproduktion, den turbulenten Transport, den Drucktransport, die Auftriebsproduktion und die Dissipation turbulenter Energie.

Diese Gesamtbilanz ergibt sich als Summe der Bilanzen für die einzelnen Komponenten. Die Energiebilanz der Windkomponente in der mittleren Strömungsrichtung u lautet beispielsweise:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial t} = -\overline{uw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{u^2 w} + \frac{1}{\rho} \overline{p \frac{\partial u}{\partial x}} - \frac{1}{3} \epsilon \quad (2)$$

Dabei ist zu beachten, daß Energie aus der mittleren Strömung  $\overline{U}$  infolge der Windscherung in turbulente Energie der u-Komponente übergeht. Die Bilanzen für v und w enthalten demgegenüber keinen Scherproduktionsterm.

Der dadurch entstehende Energieüberschuß der u-Fluktuationen wird über die Druck-Geschwindigkeitskorrelationen in die v- und w-Komponenten umverteilt. Der hierfür verantwortliche Term in der Energiebilanzgleichung (2) ist:

$$\frac{1}{\rho} \overline{p \frac{\partial u}{\partial x}}$$

Entsprechend wird auch ein Energieüberschuß bzw. ein Energiedefizit der w-Komponente infolge des Auftriebsterms auf die übrigen Komponenten verteilt.

Auch in der Bilanzgleichung für den turbulenten Impulsfluß  $\overline{uw}$  treten Druck-Geschwindigkeitskorrelationen auf:

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{uw} = -\overline{w^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{uw^2} + \frac{1}{\rho} \overline{pu}) + \frac{1}{\rho} \overline{p \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)} - \epsilon_{uw} \quad (3)$$

Plausibilitätsüberlegungen (Hinze, 1959) ergeben, daß der Impulsfluß durch den Term

$$\frac{1}{\rho} \overline{p \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)}$$

verringert wird. Demgegenüber wird  $\overline{uw}$  als Folge der Windscherung dem Betrage nach vergrößert durch:

$$-\overline{w^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z}$$

Über die Korrelationen zwischen dem statischen Druck und den Komponenten der Windgeschwindigkeit ist experimentell bisher nur wenig bekannt, vor allem wegen der meßtechnischen Schwierigkeit, den statischen vom dynamischen Druck zu trennen.

## 2 EXPERIMENT UND DATEN

Die Messung der Fluktuationen des statischen Drucks erfolgt mit Hilfe von Snyder-Druckfühlern (Snyder, 1974). Die Windgeschwindigkeitsfluktuationen werden mit dreidimensionalen Heißfilm-Anemometern gemessen. Die Abfragerate beträgt 20 Hz für die Windgeschwindigkeit und 10 Hz für den Druck. Die so gewonnenen Daten werden während der Messung digitalisiert und auf Magnetband aufgezeichnet. Zusätzlich wird die Wellenhöhe mit Hilfe von Kapillarwellendrähten bestimmt. Außerdem werden Mittelwerte der Luft- und Wassertemperatur, sowie der Windrichtung und der Windgeschwindigkeit gemessen und aufgezeichnet.

Die Fluktuationen von Druck und Windgeschwindigkeitskomponenten werden in der Regel gleichzeitig in zwei verschiedenen Höhen bestimmt.

Die Messungen der dreidimensionalen Heißfilm-Anemometer werden bei der Auswertung mit einer laufenden Eichung korrigiert. Anschliessend werden die Fouriertransformierten der gemessenen Fluktuationen von Druck und Geschwindigkeit mit einem "Fast Fourier Transform" Algorithmus bestimmt. Die Länge einer transformierten Zeitserie beträgt jeweils etwa 1/2 Stunde. Die so gewonnenen Spektren umfassen den Frequenzbereich zwischen 0.2 Hz und 5 Hz.

## 3 ERGEBNISSE

Der spektrale Verlauf des Drucktransport-Terms  $\overline{pw}$  sowie seiner Divergenz kann direkt aus den Kovarianz-Spektren zwischen  $p$  und  $w$  entnommen werden. Demgegenüber muß der Umverteilungsterm  $\overline{p\partial u/\partial x}$  mit der Taylor-Hypothese  $\partial/\partial x = -1/U \partial/\partial t$  aus dem Quadratur-Spektrum  $Q_{pu}$  (= Imaginärteil des Kreuzspektrums) berechnet werden. Entsprechend wird bei den Druck-Geschwindigkeitskorrelationen in der  $uw$  Bilanz vorgegangen.

Die so bestimmten Spektren zeigen im Dünungsbereich einen deutlichen Seegangseinfluß. Dabei sind nicht alle Unterschiede zu über Land gemessenen Spektren im Rahmen einer linearen Theorie erklärbar.

Zusätzlichen Einblick in die innere Struktur der Turbulenz gibt die Untersuchung der Phasenbeziehungen zwischen dem statischen Druck und den Komponenten der Windgeschwindigkeit. Man findet neben den erwarteten relativen Phasenlagen im Dünungsbereich auch im nicht durch den Seegang beeinflussten Teil der Spektren feste Phasenbeziehungen.

## 4 LITERATUR

- HAUGEN, D.A., Ed., 1973: "Workshop on Micrometeorology", Amer. Met. Soc., 392pp.
- HINZE, J.O., 1959: "Turbulence", New York, McGraw Hill, 586pp.
- SNYDER, R.L., LONG, R.B., IRISH, J., HUNLEY, D.G., PFLAUM, N.C., 1974: "An instrument to measure atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves", J. Marine Res., 32, 485-496.

MESOSKALIGE METEOROLOGISCHE EINFLÜSSE AUF DAS AUFTRIEBSGEBIET  
VOR NORDWEST-AFRIKA MIT AUSDEHNUNG AUF DIE KÜSTE PORTUGALS

P.Speth und H.Detlefsen

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

Zusammenfassung

Die jahreszeitliche Veränderung des küstennahen Auftriebs vor Nordwest-Afrika und vor Portugal wird untersucht, wozu fünftägige nicht-überlappende Mittelwerte der Wasseroberflächentemperaturen für Gebiete mit einer Seitenlänge von einem geographischen Grad herangezogen werden. Die Untersuchungen umfassen den Zeitraum von 1973 bis 1976. Aus objektiven Analysen des Deutschen Wetterdienstes wurden Differenzen des Bodenluftdrucks senkrecht zur Küste aufgestellt, die ein Maß für die küstenparallele Windkomponente darstellen. Der Zusammenhang zwischen Wasseroberflächentemperaturen und Druckfeld wird mit Hilfe von natürlichen Orthogonalfunktionen untersucht.

1 EINLEITUNG

Die jahreszeitliche Verlagerung der Auftriebsregionen sowie der Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Auftrieb und den kurzzeitigen Windänderungen vor Nordwest-Afrika wurden bisher u.a. von Speth et al. (1978) und Speth und Detlefsen (1979) mit Hilfe von fünftägigen Mittelwerten der Wasseroberflächentemperaturen (SST) untersucht. Ähnlich wie bei Wooster et al. (1976), dem Monatsmittel der SST zur Verfügung standen, wurde eine Dreiteilung des Auftriebsgebietes festgestellt.

Zwischen 20°N und 25°N herrscht während des ganzen Jahres Auftrieb mit Extremwerten im Frühling und im Herbst. Südlich von 20°N herrscht Auftrieb im Winter und im Frühling, dagegen nördlich von 25°N im Sommer und im Herbst. Um den Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Auftrieb und der Änderung des Windes zu bestimmen, wurden zunächst aus objektiven Analysen Differenzen des Bodenluftdrucks ( $\Delta$ SLP) senkrecht zur Küste erstellt, die ein Maß für die Stärke des küstenparallelen Windes sind. Die  $\Delta$ SLP- und SST-Zeitreihen wurden dann mit Hilfe von Energiespektren und Co-Spektren analysiert. Es wurde dabei eine eindeutige Korrelation festgestellt. Ferner zeigte sich, daß der Ozean auf eine Änderung des Windes mit einer Verzögerung von ca. 2.5 Tagen reagiert.

In diesem Referat wird nun der Auftrieb, dargestellt durch zonale Wassertemperaturdifferenzen, zusammen mit den  $\Delta$ SLP mit Hilfe von empirischen Orthogonalfunktionen (EOF) untersucht. Man erhält auf diese Weise ein Maß für die Kopplung zwischen den beiden Variablen, d.h. die EOFs geben u.a. den prozentualen Anteil der Fälle an, in denen ein Zusammenhang besteht.

Zusätzlich werden die Untersuchungen

auf die Küste vor Portugal ausgedehnt, weil während einiger Monate im Jahr auch hier Auftrieb vorhanden ist.

Da die Theorie der empirischen Orthogonalfunktionen schon in einigen Arbeiten veröffentlicht wurde, z.B. Kutzbach (1967), Fechner (1978), Speth und Detlefsen (1979), wird hier auf diese Aufsätze verwiesen. Außerdem wird auf eine ausführliche Interpretation der EOFs verzichtet, da diese für das Gebiet vor Nordwest-Afrika ebenfalls bei Speth und Detlefsen (1979) zu finden ist.

2 DATEN

Für die Untersuchungen standen fünftägige nicht-überlappende Mittelwerte von Wasseroberflächentemperaturen entlang der Küste Nordwest-Afrikas und Portugals von 16°N bis 44°N an 27 Gitterpunkten aus Schiffsbeobachtungen zur Verfügung. Zur Definition des Auftriebs wurden nun Differenzen der SST gebildet, indem Monatsmitteltemperaturen des Atlantiks bei ca. 49°W von den Temperaturen an der Küste subtrahiert wurden ( $\Delta$ SST); Differenzen von kleiner oder gleich -3K wurden als Auftrieb interpretiert.

Als Maß für die Stärke des küstenparallelen Windes wurden an 17 Schnitten senkrecht zur Küste zwischen 10°N und 44°N Zeitreihen von Differenzen des Bodenluftdrucks ( $\Delta$ SLP) für den gleichen Zeitraum erstellt. Diese wurden aus objektiven Analysen des Deutschen Wetterdienstes gewonnen.

3 ERGEBNISSE

Die Zerlegung der Zeitreihen der Bodenluftdruck- und Wassertemperaturdifferenzen in empirische Orthogonalfunktionen hat ergeben, wie aus Tab.1 ersichtlich

EOF	1	2	3	4	5	6	7
Varianz	32.4%	20.0%	8.8%	5.3%	3.1%	2.9%	2.4%
summierte Varianz	32.4%	52.4%	61.2%	66.5%	69.6%	72.5%	74.9%

Tab.1 Beiträge zur Gesamtvarianz in Prozent der ersten sieben empirischen Orthogonal-Funktionen (EOF)

ist, daß 2/3 der Gesamtvarianz durch die ersten vier EOFs beschrieben werden. Sieben sind nötig zur Dartsellung von 75% und 22 um 95% wiederzugeben. In Abb.1 sind die ersten drei EOFs gezeigt, die immerhin einen Anteil von 61.2% darstellen. Dabei wird durch die erste Funktion  $e_1(\Delta SLP, \Delta SST)$  die jahreszeitliche Verlagerung der Auftriebsgebiete sowie des Windfeldes deutlich. Außerdem zeigen die zumeist entgegengesetzten Vorzeichen von  $\Delta SLP$  und  $\Delta SST$  die negative Korrelation zwischen den beiden Variablen mit Extremwerten südlich von  $20^\circ N$ , bei  $30^\circ N$  und  $37^\circ N$ . Wie bei  $e_1$  wird auch bei  $e_2$  die Kopplung zwischen Wind und Auftrieb südlich von  $20^\circ N$  deutlich, auch wenn sie hier nicht so stark ausgeprägt ist. Zwischen  $22^\circ N$  und  $37^\circ N$  ist kaum eine Korrelation vorhanden, d.h. trotz eines starken Windes wird kein Auftrieb induziert. Genau das entgegengesetzte Verhalten in diesem Bereich wird durch  $e_3$  dargestellt. Hier ist ein verstärkter Auftrieb zu beobachten, obwohl eine schwache südliche Windkomponente vorhanden ist bzw. kein Auftrieb trotz eines Nordwindes.

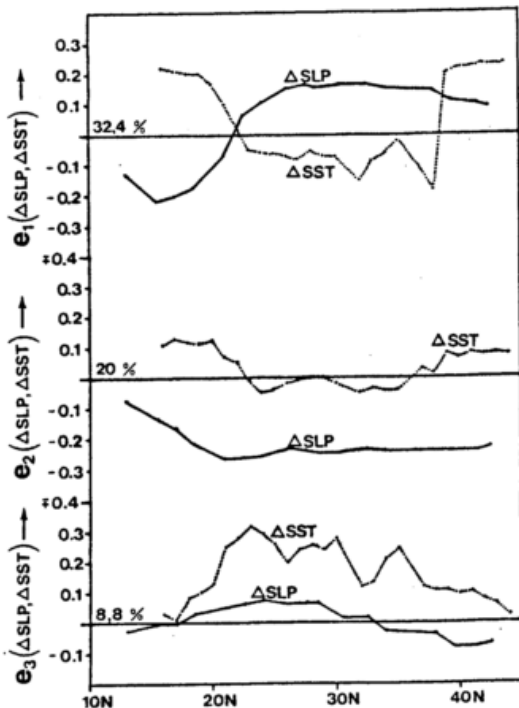


Abb.1 Darstellung der ersten drei orthogonalen Funktionen  $e_1, e_2, e_3$  von Bodenluftdruckdifferenzen  $\Delta SLP$  und zonalen Differenzen der Wasseroberflächentemperaturen  $\Delta SST$  für den Zeitraum 1973-1976.

Vor der Küste Portugals ( $37^\circ N$  bis  $44^\circ N$ ) zeigt sich ein ganz anderes Verhalten der ozeanischen Zirkulation wie vor Nordwest-Afrika. Wie aus  $e_1$  ersichtlich ist, ist hier Auftrieb zur gleichen Zeit wie südlich von  $20^\circ N$ . Allerdings hat  $\Delta SLP$  im Norden dasselbe Vorzeichen wie  $\Delta SST$ , d.h. die Auftriebsereignisse vor Portugal hängen im Gegensatz zu Nordwest-Afrika nicht mit der jahreszeitlichen Verlagerung der Passatwindzone zusammen. Erst bei der 2. und 3. Funktion ist ein mehr oder weniger ausgeprägter Zusammenhang zu erkennen. Damit ist in fast 1/3 aller Fälle noch ein Einfluß des Windes auf den Auftrieb vorhanden.

#### 4 SCHLUBBEMERKUNG

Mit Hilfe der ersten drei orthogonalen Funktionen von Druckdifferenzzeitreihen senkrecht zur und Zeitreihen von Wasseroberflächentemperaturdifferenzen entlang der Küste Nordwest-Afrikas und Portugals wurde der Zusammenhang zwischen dem geostrophischen mesoskaligen Windfeld und dem Auftrieb beschrieben. Da ein eindeutiger Zusammenhang zu bestehen scheint, sollen die Untersuchungen zusätzlich mit direkten Messungen des Bodenwindfeldes, die aus routinemäßigen synoptischen Beobachtungen stammen, durchgeführt werden, um noch eindeutigere und spezifiziertere Ergebnisse zu erhalten.

#### 5 LITERATUR

Fechner, H.: Darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen. Ber. Inst. Meeresk. Kiel Nr. 44 (1978)

Kutzbach, J.E.: Empirical eigenvectors of sea-level pressure, surface temperature and precipitation complexes over North Africa. J. appl. Met. 6 (1967), 791-802.

Speth, P.; Detlefsen, H.; Sierts, H.W.: Meteorological Influence on upwelling off Northwest Africa. Dt. hydrogr. Z. 31 (1978), 95-104.

Speth, P.; Detlefsen, H.: Empirical orthogonal functions of sea level pressure and sea surface temperatures for the upwelling area off Northwest Africa. Dt. hydrogr. Z. 32 (1979), 131-145.

Wooster, W.S.; Balkum, A.; McLain, Q.R.: The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. J. mar. Res. 34 (1976), 131-141.

## SEESALZAEROSOL, CHARAKTERISTISCHE VERTEILUNG UND SEDIMENTATIONS-RATEN IN SCHIFFSRÄUMEN

Reinhard Zöllner

Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt in Hamburg

Auf mehreren Meßreisen wurde in den Jahren 1977-79 an Bord deutscher Stückgutfrachter der Seesalzaerosolgehalt der Luft in den Laderäumen sowie die Seesalzsedimentation auf die Ladung gemessen. Es wird die Abhängigkeit dieser Größen von Windstärke, Lüftungsmaßnahmen und Besonderheiten der Innenraumzirkulation diskutiert.

Sea-salt aerosol within the air of cargo holds and its sedimentation onto the cargo surface was investigated during several voyages aboard German general cargo vessels in the period 1977-79. It is shown how these parameters depend upon wind force, ventilation and special circulation-features within the hold.

### 1 EINLEITUNG

Anlaß für diese Untersuchungen war die Tatsache, daß bei Überseetransporten immer wieder Korrosionsschäden aufgrund von Seesalzeinwirkung am Ladegut auftreten, die nicht mit direkter Seewasserbenetzung in Verbindung gebracht werden konnten. Es galt daher, das Seesalzaerosol in den Laderäumen als eine weitere mögliche Schadquelle zu untersuchen.

### 2 SEESALZGEHALT IN DER LADERAUMLUFT

#### 2.1 Meßverfahren

Die Proben zur Bestimmung des Luftsalzgehalts wurden mittels der Impaktormethode gewonnen. Dabei wurden alle Partikeln erfaßt, deren Radien größer als  $0,7\mu\text{m}$  waren. Etwa 90% dieser Partikelmasse besteht aus Seesalz. Die Beschränkung auf Kerne mit Radien größer als  $0,7\mu\text{m}$  ist vernachlässigbar, da mehr als 9/10 der gesamten Seesalzaerosolmasse aus Teilchen besteht, deren Radien größer als  $0,7\mu\text{m}$  sind (Eriksson 1959). Die Empfindlichkeit des Verfahrens reicht aus, um noch wenige Mikrogramm Seesalz pro Kubikmeter Luft zu messen.

#### 2.2 Luftsalzgehalt in Abhängigkeit von Windstärke und Lüftungsmaßnahmen

Der Erzeugungsmechanismus von Seesalzkernen wird in der Literatur detailliert beschrieben (Mason 1954, Hayami et al. 1958, Toba 1959, Junge 1963). Es zeigt sich, daß für die Produktion von Seesalzkernen das Zerplatzen von Luftbläschen an der Wasseroberfläche verantwortlich ist. Da mit zunehmender Windstärke die Erzeugung von Blasen an der Seeoberfläche verstärkt wird, muß auch der Luftsalzgehalt dabei ansteigen, wie Abbildung 1 zeigt.

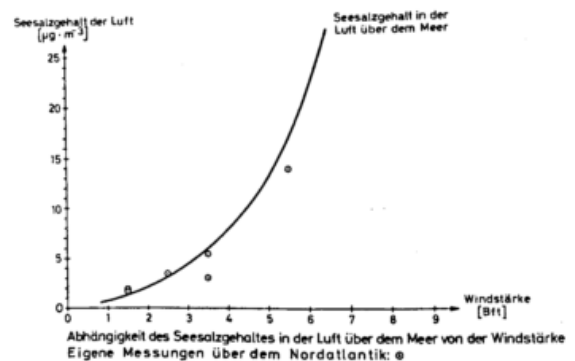


Abb. 1

Es galt, zunächst die Modifizierung dieser Abhängigkeit in den Schiffsladeräumen zu untersuchen. Dabei muß von vornherein zwischen verschiedenen Lüftungsmaßnahmen unterschieden werden. Abbildung 2 zeigt den Luftsalzgehalt in den Laderäumen bei natürlicher Lüftung (Lüfterklappen offen, Ventilatoren abgeschaltet) in Abhängigkeit von der Windstärke.

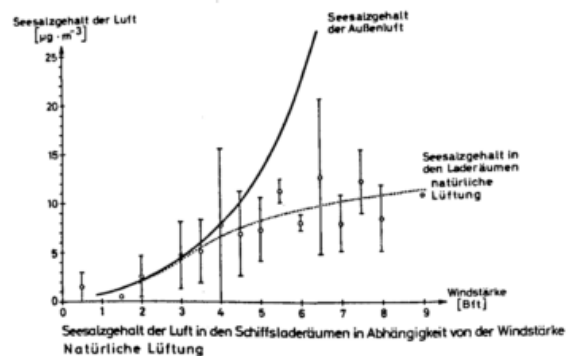


Abb. 2

Auf der Abszisse ist die Windstärke in Beaufort-Stufen abgetragen, auf der Ordinate der Luftsalzgehalt in Mikrogramm pro Kubikmeter. Zum Vergleich ist die Kurve für den Außenluftsalzgehalt mit eingezeichnet. Es ist für die Innenverhältnisse das arithmetische Mittel der für die jeweilige Windstärke vorhandenen Meßwerte eingetragen. Zusätzlich ist jedesmal die Standardabweichung angegeben. Insgesamt wurden 59 Einzelmessungen verarbeitet. Im unteren Windstärkenbereich bis etwa 3-4 Bft verläuft die Kurve für die Innenverhältnisse fast parallel zur Kurve für den Außenluftsalzgehalt, aber - erwartungsgemäß - etwas niedriger. Bei weiter anwachsenden Windstärken steigt der Luftsalzgehalt in den Laderäumen zwar weiterhin an, bleibt jedoch zunehmend hinter dem der Außenluft zurück.

Um die Frage zu beantworten, wie sich der Zusammenhang bei mechanischer Lüftung ändert, wurden alle Messungen zusammengefaßt, die bei der Lüftungseinstellung "Saugen" bei etwa 8-fachem Luftwechsel durchgeführt worden waren. 8-facher Luftwechsel bedeutet, daß in jeder Stunde soviel Luft zwischen innen und außen ausgetauscht wird, wie es dem 8-fachen Volumen des leeren Laderaumes entspricht. In Abbildung 3 ist das Ergebnis in derselben Art wie in Abbildung 2 dargestellt. Die Anzahl von 36 Meßwerten, die hier verarbeitet werden konnten, ist nur etwas mehr als halb so hoch wie bei Abbildung 2. Dadurch sind die Windstärkeklassen bei der Untersuchung für diese Lüftungsart i.a. schwächer belegt.

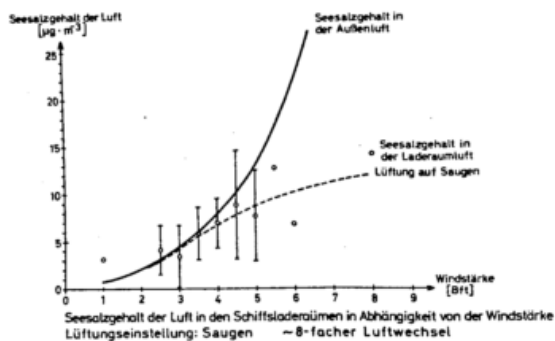


Abb. 3

Ein typischer Unterschied im Verhalten des Luftsalzgehalts in den Laderäumen bei unterschiedlicher Lüftung ist nur schwer zu erkennen. Projiziert man aber die beiden Kurven übereinander (Abb.5), so deutet sich an, daß bei der Lüftungseinstellung "Saugen" ein etwas höherer Luftsalzgehalt in den Laderäumen vorhanden ist als bei natürlicher Lüftung. Sieht man einmal von den Werten bei sehr kleinen Windstärken ab, deren Zuverlässigkeit etwas geringer ist, so zeigt sich, daß dieser Einfluß der mechanischen Lüftung mit wachsender Windstärke größer wird. Als Erklärung für das andersartige Verhalten des Luftsalzgehalts bei den un-

terschiedlichen Lüftungsarten könnte der Anisokinetik-Effekt herangezogen werden. Er tritt um so stärker auf, je höher die Windstärke ist. Es handelt sich dabei um folgendes: Durch den Luftstau, der sich infolge der höheren Anströmgeschwindigkeit vor dem Lufteinlaß ausbildet, gelangt bei höheren Windstärken ein geringerer Prozentsatz der insgesamt in der Außenluft vorhandenen Seesalzteilchen in das Lüftungssystem und damit in die Laderäume. Durch mechanische Lüftung wird der Anstau der Luft an den Einlässen verringert, so daß vor allem bei höheren Windstärken mehr Salz in das Lüftungssystem eindringt als mit natürlicher Lüftung.

Dieser hier diskutierte Effekt muß auch ganz allgemein für das Verhalten der Seesalzkonzentration in der Laderaumluft in Abhängigkeit von der Windstärke verantwortlich gemacht werden. Erst dadurch wird verständlich, warum der Unterschied zwischen innen und außen mit zunehmenden Windstärken immer größer wird.

Durch Schließen der in den Lüfterschächten angebrachten Klappen und der Feuerklappen (Lukendeckel, Ein- und Durchstiegeöffnungen sind im Regelfall während der Fahrt ohnehin geschlossen) kann die maximale Abdichtung der Laderäume erreicht werden. Auch für diese Lüftungsbedingung wurde ein Meßwertkollektiv gebildet. Es umfaßt zwar nur die Windstärken von 3 bis 4-5 Bft, und sein Umfang ist mit 9 Elementen im Vergleich zu den anderen Kollektiven sehr gering, aber es zeigt sich dennoch klar, daß bei dieser Lüftungsbedingung der Luftsalzgehalt in den Laderäumen auf ein Drittel bis ein Viertel des Wertes bei natürlicher Lüftung oder Saugen absinkt. In Abbildung 4 ist das kurze Kurvenstück eingezeichnet.

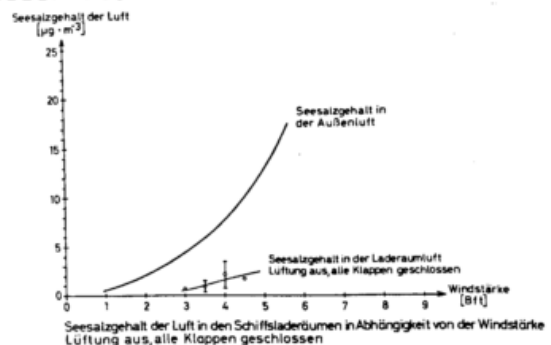


Abb. 4



Abb. 5

Da mit einem ähnlichen Tatbestand auch in anderen Windstärkebereichen zu rechnen ist, ergibt sich, daß der wirksamste Schutz der Laderäume vor Eindringen von Seesalzaerosol die weitestgehende Abdichtung ist.

### 2.3 Luftsalzgehalt in Abhängigkeit von Besonderheiten der Innenraumluftzirkulation

Es wurden Messungen durchgeführt, um den Luftsalzgehalt in Hohlräumen zwischen Ladungsteilen wie Säcken, Ballen, Maschinenteilen etc. im Vergleich zur freien Ladungsoberfläche zu bestimmen. Dabei konnte jedoch keine nennenswerte Verminderung des Luftsalzgehalts in diesen abgeschirmten Raumteilen festgestellt werden. Das zeigen u.a. folgende Vergleiche:

	Meßplatz	Salzgeh. ( $\mu\text{g}/\text{m}^3$ )	Windst. (Bft)
f	Über Papierrollen	13,6	4 - 5
a	zw. Papierrollen	14,0	5
f	auf Baumwollballen	9,3	4
a	zw. Baumwollballen	11,3	4
f	Über Maschinen	2,5	3 - 4
a	zw. Maschinen	2,0	2

f : frei  
a : abgeschirmt

Bereits aus dieser kurzen Zusammenstellung ist ersichtlich, daß in derartigen Hohlräumen zwischen Ladungsteilen i.a. genügend Luftaustausch vorhanden ist, so daß die Größe des Luftsalzgehalts dort ungefähr der über der freien Ladungsoberfläche entspricht. Selbst an Stellen, an denen erfahrungsgemäß die Luftzirkulation sehr stark herabgesetzt ist, wie z.B. in den Ecken der Laderäume, war kein besonders auffälliger Rückgang des Luftsalzgehalts festzustellen.

### 3 SEESALZSEDIMENTATION AUF AUSGELEGTE PROBEN

Um die Ablagerung von Seesalz aus der Laderaumluft auf die Ladungsoberfläche zu untersuchen, wurden Fließpapierproben und zusätzlich Glasproben (Objekträger) in den Laderäumen ausgelegt. Die Sedimentproben ergaben einen durchschnittlichen Salzausfall von etwa  $0,2\mu\text{g}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{d}^{-1}$ . Es lagert sich pro Tag also im Durchschnitt eine Salzmenge von etwa einem Fünftel Mikrogramm auf einem waagerechten einen Quadratzentimeter großen Teil der Ladungsoberfläche ab. Da die Proben jeweils für längere Reiseabschnitte an ihrer Position verbleiben

mußten, um genügend Material zu sammeln, konnte die Wirkung kurzzeitiger Einflüsse, wie vorübergehende Lüftungsmaßnahmen oder Schwankungen der Windstärke, auf die Sedimentationsrate nicht untersucht werden. Es erscheint aber gerechtfertigt, hier ähnliche Abhängigkeiten anzunehmen, wie sie sich für den Salzgehalt in der Laderaumluft ergeben.

### LITERATUR

Eriksson, E.: The yearly circulation of chloride and sulfur in nature; meteorological, geochemical and pedological implications. Part I  
Tellus 11, No. 4, 1959

Hayami, S.; Toba, J.: Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface(I). Experiments at still sea water surface. Journ.Ocean.Soc.Japan 14, 1958

Junge, C.E.: Air chemistry and radioactivity. International Geophysics Series Vol. 4 New York, London Academic Press 1963

Mason, B.J.: Bursting of air bubbles at the surface of the sea water. Nature 174, 1954

Puls, K.: Luftsalzgehalt in Schiffsladeräumen während der 57. Reise von MS "HANNOVER". Unveröffentlichter Bericht des Seewetteramtes in Hamburg 1977

Toba, Y.: Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface(II). Theoretical study on the shape of floating bubbles. Journ.Ocean.Soc.Japan 15 1959

Zöllner, R.: Seesalzaerosol in Schiffsladeräumen. Gefährliche Ladung Nr.8 1979

## DIE ERSTELLUNG EINER NEUEN BEAUFORT-ÄQUIVALENTSKALA

Lothar Kaufeld

Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt

**Kurzfassung:** Da die bis jetzt gebräuchliche Beaufort-Äquivalentskala mit Mängeln behaftet ist, wird versucht, eine bessere zu erstellen. Dabei werden Windmessungen auf 6 atlantischen Wetterschiffen mit gleichzeitig angestellten Windschätzungen auf benachbarten Handelsschiffen verglichen, wobei die Windrichtungen nicht mehr als 30 Grad voneinander abweichen dürfen. Zwei Methoden werden angewandt, die der Summenhäufigkeiten und die Äquivalentwertmethode. Die Ergebnisse werden vorgestellt und mit anderen Skalen verglichen. Abschließend werden einige Auswirkungen der Einführung einer neuen Äquivalentskala erläutert.

### 1 EINLEITUNG

Seit langer Zeit schon ist bekannt, daß die im Jahre 1906 auf Grund von Beobachtungen an Insel- und Küstenstationen erstellte, 1946 modifizierte und bis jetzt gebräuchliche Beaufort-Äquivalentskala mit Mängeln behaftet ist (WMO, 1970).

So ergeben sich für die gleichen Seegebiete z.T. sehr verschiedene Häufigkeitsverteilungen, je nachdem ob diese auf Windmessungen oder Windschätzungen beruhen. Daher besteht die Notwendigkeit der Erstellung einer besseren Beaufort-Äquivalentskala. Dieses Problem wurde auch von der WMO in Angriff genommen und eine neue Skala (CMM IV) aufgestellt (WMO, 1970). Diese ist nach unseren Untersuchungen besser als die alte Äquivalentskala von 1946.

### 2 DATENMATERIAL UND METHODIK

Am besten geeignet zur Erstellung einer Äquivalentskala wären gleichzeitige Messungen und Schätzungen des Windes von zwei voneinander unabhängigen Beobachtern auf dem gleichen Schiff. Da solche Daten bisher nicht vorliegen, wurden Windschätzungen von Handelsschiffen und Windmessungen von Wetterschiffen verglichen, sofern sie gleichzeitig erfolgten und benachbart waren. Hierfür wurden die atlantischen Wetterschiffe C,D,E,I,J und K und die Handelsschiffe in ihrer Umgebung genommen, weil dort genügend benachbarte Handelsschiffsbeobachtungen vorlagen.

Alle unsere benutzten Meldungen stammen aus dem Zeitraum 1951 bis 1975. Es stellte sich heraus, daß die Windbeobachtungen bis 150 sm Entfernung als benachbart gelten können. Als "gleichzeitig" werden sie betrachtet, wenn der Zeitunterschied zwischen beiden nicht größer als 1 1/2 Stunden ist.

Wo die Windrichtung beim Handelsschiff um mehr als 30 Grad von der beim Wet-

terschiff abweicht, wird eine Front, ein Trog, ein Tief- oder Hochdruckkern zwischen beiden vermutet. In diesem Falle sind die Windverhältnisse an beiden Schiffen nicht vergleichbar; diese Beobachtungen mußten daher ausgesondert werden. Insgesamt blieben 55247 Beobachtungspaare übrig.

#### 2.1 Summenhäufigkeiten

Nach der auch von R. Quayle angewandten Methode (Quayle, 1975) wurden die Summenhäufigkeiten der Knotenwerte verglichen, und zwar für jedes Wetterschiff getrennt. Für jede Beaufort-Stärke B wurde die zugehörige Summenhäufigkeit festgestellt.

Da jede Beaufort-Stärke B den Wertebereich  $B-0.5$  bis  $B+0.5$  umfaßt, gilt die zugehörige Summenhäufigkeit für alle Windbeobachtungen von 0 Bft bis  $B+0.5$  Bft. Ebenso wurden für alle Knotenwerte K die Summenhäufigkeiten festgestellt, die alle Messungen von 0 kn bis  $K+0.5$  kn umfassen. Dann wurde durch lineare Interpolation der zur jeweiligen Summenhäufigkeit von  $B+0.5$  gehörige Knotenwert ermittelt, der die gleiche Summenhäufigkeit aufweist. Dieser interpolierte Knotenwert stellt die Grenze zur nächsthöheren Beaufort-Stärke dar.

Aus den Grenzwerten ergeben sich die Knotenbereiche, die zu den einzelnen Beaufort-Stärken gehören. Sie werden aber stets in ganzen Zahlen angegeben, da die Verschlüsselungsvorschrift keine Zehntelknoten zuläßt.

Unregelmäßigkeiten in der Kurve der Summenhäufigkeiten werden dadurch erzeugt, daß i.a. gerade Knotenzahlen häufiger erscheinen als ungerade. Daher wurden die ermittelten Knotenäquivalente gezeichnet und anschließend graphisch geglättet, wobei vor allem auf eine gleichmäßige Krümmung der Kurve geachtet wurde.

Die auf diese Weise ermittelten Äquivalentwerte unterscheiden sich nur geringfügig zwischen den Wetterschiffen. Daher konnten sie zusammengefaßt werden. Sie stehen in Spalte 4 der Tabelle 1.

### 2.2 Äquivalentwertmethode

In früheren Arbeiten wurde zur Festlegung der Beaufortskalen die Äquivalentwertmethode angewandt. Auf diese Weise wurde auch die heute noch gebräuchliche Beaufort-Skala von 1906 erstellt. Hierbei ermittelt man, welche mittleren Knotenwerte bei den verschiedenen Beaufortstärken herrschen. Trägt man diese Werte, die in unserem Falle aus dem Vergleich zwischen den Wetterschiffen und den benachbarten Handelsschiffen entstanden sind, in ein Diagramm ein, erhält man die (gestrichelte) Kurve I in Abb. 1. Stellt man umgekehrt fest, welche mittlere Beaufort-Windstärken zu verschiedenen Knoten-Gruppen gehören, erhält man die (gestrichelte) Kurve II in Abb. 1. Unserer Untersuchung liegen die Knotengruppen 0 bis 2, 3 bis 7, 8 bis 12, 13 bis 17, ..., 58 bis 62 und 63 bis 99 zugrunde.

Die beiden Kurven stimmen nicht überein, da z.B. durch Inhomogenitäten im Windfeld, Böigkeit, Störeinflüsse des Schiffskörpers, unterschiedliche Meßhöhen keine 100-prozentige Korrelation zwischen Windstärke und Windgeschwindigkeit besteht.

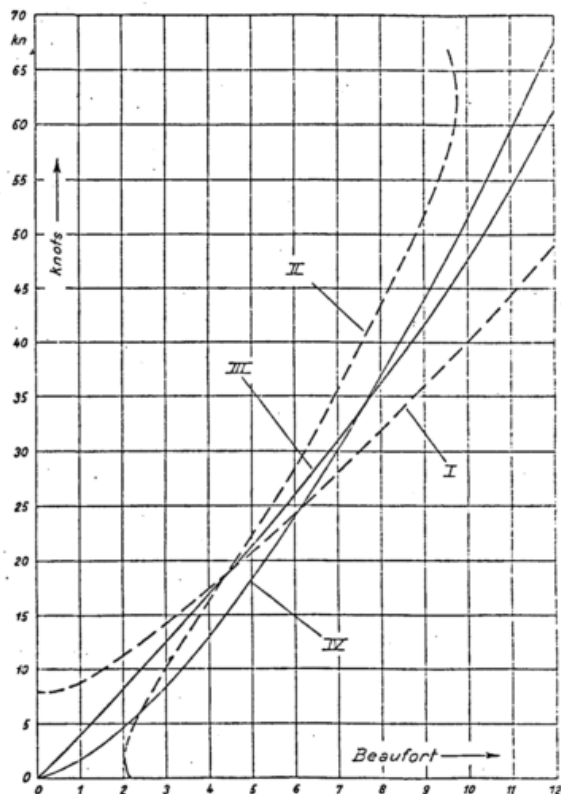


Abbildung 1: Beziehungen zwischen Beaufortstärken und Knotenwerten nach der Äquivalentwertmethode.- Erläuterung im Text.

Daher müßte man, je nachdem ob man Beaufort-Windstärken in Knoten oder Knotenwerte in Beaufort umrechnet, zwei unterschiedliche Skalen benutzen, was aber nicht üblich ist. Aus diesem Grunde wurden beide (gestrichelten) Kurven in Abb. 1 vereinigt, indem eine Kurve auf der Mitte der kürzesten Verbindungsgeraden zwischen den beiden Kurven konstruiert wurde (Kurve III). Unterhalb von 1 Bft und oberhalb von 11 Bft wurde diese Kurve unter Beibehaltung ihrer Krümmung bis 0 Bft bzw. 12 Bft verlängert.

### 2.3 Vergleich der Ergebnisse

Die Knotenäquivalente, die sich auf diese Weise für die Beaufortstärken ergeben, stehen in Spalte 5 der Tabelle 1. Sie unterscheiden sich nur wenig von den aus den Summenhäufigkeiten gewonnenen Werten in Spalte 4. Bei Windstärken von 1 bis 8 Bft stimmen sie sehr gut überein. Die nach der Methode der "Mittelkurve" aus beiden Äquivalentkurven gewonnenen Werte stützen daher die aus den Summenhäufigkeiten ermittelten Angaben. Bei geringen und hohen Windgeschwindigkeiten gibt es Unterschiede. In diesen Bereichen ist die zeichnerische Methode nicht so genau und wissenschaftlich angreifbar. Deshalb werden die nach der Methode der Summenhäufigkeiten gefundenen Werte für besser gehalten. Die so gewonnenen Knotenbereiche (Spalte 3) und Äquivalentwerte (Spalte 4) stellen unseren Vorschlag für eine neue Beaufort-Äquivalentskala dar.

Tabelle 1

Vergleiche der aus den Wetterschiffen C, D, E, I, J und K und den Handelsschiffen bis 2,5 Grad im Umkreis gewonnenen Knotenäquivalenten mit anderen Skalen

Spalte								
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Bft	kn	kn	kn	kn	kn	kn	kn	kn
0	1.6	0-1	0.7	0.1	<1	0.0	0-2	1.6
1	5.8	2-5	3.7	4.0	1-3	1.7	3-5	3.9
2	10.2	6-10	8.0	8.2	4-6	4.7	6-8	7.0
3	14.8	11-14	12.4	12.5	7-10	8.4	9-12	10.9
4	19.4	15-19	16.9	16.9	11-16	13.0	13-16	15.2
5	23.6	20-23	21.4	21.4	17-21	18.3	17-21	19.8
6	28.0	24-28	26.0	26.1	22-27	23.9	22-26	24.5
7	33.3	29-33	31.0	31.0	28-33	30.2	27-31	29.4
8	39.8	34-39	36.3	36.3	34-40	36.8	32-37	34.6
9	45.5	40-45	42.3	41.8	41-47	44.0	38-43	40.4
10	52.2	46-52	48.7	47.8	48-55	51.4	44-50	47.0
11	59.6	53-59	55.6	54.2	56-63	59.4	51-57	54.4
12	-	≥60	63.0	61.4	≥64	67.7	≥58	64.2*

Spalte

- 2: Obere Grenzwerte, aus Summenhäufigkeiten
- 3: Bereiche aus Summenhäufigkeiten
- 4: Mittel aus Summenhäufigkeiten, graphisch geglättet
- 5: Knotenäquivalente, Kurve III der Abb.1
- 6: Alte Beaufort-Skala, Bereiche
- 7: Alte Beaufort-Skala, Äquivalentwerte
- 8: Neue vorgeschlagene WMO-Skala, Bereiche
- 9: Neue vorgeschlagene WMO-Skala, Äquivalentwerte

\*HSSTD-Projekt: 62.2

Zum Vergleich sind in Tabelle 1 in Spalte 7 die bisher gültigen Äquivalentwerte und in Spalte 9 die von der WMO vorgeschlagenen Werte (WMO, 1970, Annex I) aufgeführt. Von der alten Beaufort-Skala (Tabelle 1, Spalte 7; in Abb. 1 als Kurve IV eingetragen) weichen die in vorliegender Untersuchung ermittelten Skalen am meisten ab. Von 1 bis 6 Bft weisen sie merklich höhere, bei 10 bis 12 Bft wesentlich niedrigere Werte auf.

### 3 AUSWIRKUNGEN DER EINFÜHRUNG EINER NEUEN ÄQUIVALENTSKALA

Durch die Einführung unserer neuen Skala erhalte man homogene Reihen. Egal, ob die Winddaten auf Messungen oder Schätzungen beruhen, ergäben sich gleiche Häufigkeiten von Starkwind, schwerem Sturm und Orkan. Fehlinterpretationen bezüglich der Zunahme oder Abnahme von z.B. Starkwind oder Orkan würden damit vermieden.

In Klimadarstellungen, denen bisher die alte Beaufort-Äquivalentskala zugrunde lag, wären alle bisherigen Häufigkeitsverteilungen der Windstärken, insbesondere über Starkwind, schweren Sturm und Orkan neu zu berechnen. Nur die Sturmhäufigkeiten blieben gleich, da die Grenze zu 8 Bft, nämlich 34 km, auch in der neuen vorgeschlagenen Skala beibehalten wird. Eine Umstellung müßte auch bei den Warnungen vor Starkwind, schwerem Sturm und Orkan erfolgen.

#### Literatur:

Quayle, R.: Climatic Comparisons of Ocean Weather Station Winds with estimated Winds from Ships of Opportunity. WMO, CMM Working Group, Nov. 1975

WMO-Report on Marine Science Affairs No.3: The Beaufort Scale of Wind Force. WMO, Genf, 1970.

## MIKROKLIMATISCHE BESONDERHEITEN IN MODERNEN TRANSPORTTRÄGERN

Günter Grünewald, Reinhard Zöllner

Deutscher Wetterdienst, Seewetteramt in Hamburg

Es werden die Temperatur- und Feuchteverhältnisse im Standardcontainer bei unterschiedlichen Außenbedingungen und die daraus resultierenden Schadeinflüsse auf die Ladung diskutiert. Dabei wird der Einfluß hygroskopischer Materialien auf das Feuchteverhalten berücksichtigt.

The article is concerned with variations of temperature and humidity conditions within standard-containers and the resulting potential of cargo damage due to varying environmental conditions. In this context special attention is given to the influence of hygroscopic materials.

### 1 EINLEITUNG

Als modernes Transportmittel setzt sich der Container immer mehr durch. Der anfängliche Optimismus jedoch, daß mit seiner Einführung sämtliche Verpackungs- und Stauprobleme gelöst wären sowie klimatische Einflüsse vernachlässigt werden könnten und damit auch nicht mehr mit Wärme- und Feuchteschäden an der Ladung zu rechnen sei, ist inzwischen einer realistischeren Betrachtungsweise gewichen. Diese Probleme gaben Anlaß zu Untersuchungen über die Temperatur- und Feuchtebelastung in Containern, die das Seewetteramt, Hamburg, durchgeführt hat.

### 2 TEMPERATURVERHALTEN IN STANDARD-CONTAINERN

#### 2.1 Temperaturbelastung in Containern während der Standzeiten auf dem Terminal

Während der Frühjahrs- und Sommermonate wurde ein weißer 40'-Plywoodcontainer am Containerterminal "Burchardkai" im Hamburger Hafen auf Betonunterlage stehend den Umgebungsverhältnissen und besonders der Sonnenstrahlung frei ausgesetzt. Einen Eindruck von der möglichen Strahlungsüberhitzung im Container gewinnt man, wenn an einem sonnenscheinreichen Tag der Verlauf der Temperatur im Container mit dem der Außenluft verglichen wird. Abbildung 1 zeigt für den 20. Mai 1971 am Terminal in Hamburg den Tagesgang der Lufttemperatur am Dach außen, Dach innen und in der Mitte des weißen 40'-Plywoodcontainers, in Beziehung gesetzt zur Außenlufttemperatur und den Stundensummen der Globalstrahlung. Die Windstärke betrug an diesem Tag nur 2 Beaufort aus NNE. Während die Temperatur der Außenluft in ihrem maximalen Stundenmittel nur 19°C erreichte, stieg bei einer gleichzeitigen höchsten Stundensumme der Strahlung von 2600 kJ·m<sup>-2</sup> die Lufttemperatur im leeren Container unmittelbar unter dem Dach auf 41,3°C und

in der Raummitte auf 30,2°C.

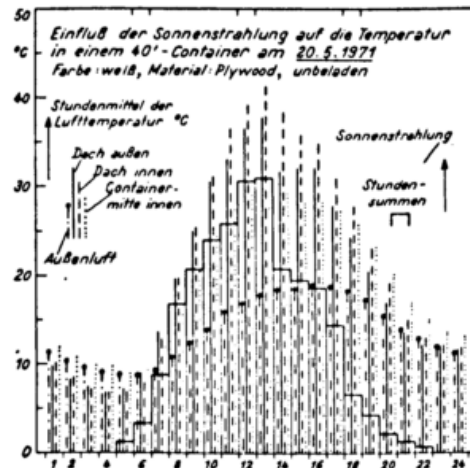


Abb. 1

Noch aufschlußreicher dürfte aber die Temperaturverteilung innerhalb von Containern an strahlungsreichen Tagen morgens und mittags zum Zeitpunkt der tiefsten und höchsten äußeren Lufttemperatur sein. In Abbildung 2 werden diese Verhältnisse jeweils in einem Längs- und Querschnitt des 40'-Plywoodcontainers für den 6. Mai 1971 dargestellt. Bei östlichen Winden von der Stärke 3 betrug die Lufttemperatur um 5 Uhr morgens 4,2°C. An der Luvseite des Containers machte sich die Windabkühlung bemerkbar, während an der Leeseite ein Wärmepolster verblieb. Bei wiederum östlichen Winden, diesmal mit Stärke 4 und einer äußeren Lufttemperatur von 17,4°C erreichte gegen 14 Uhr die Temperatur im Container unmittelbar unter der Decke über 35°C. Hier war der Gradient besonders groß. Aber auch in der Mitte des Containers wurden noch Temperaturen von 25-26°C registriert. Wieviel höher müssen diese Werte dann in den wesentlich strahlungsreicheren Subtropen sein, wenn bereits in Hamburg an einem normalen Strahlungs-

tag im Frühjahr die Temperatur der Luft im Container direkt unter der Decke um 20 °C und mehr und in der Containermitte um etwa 10 °C höher liegt als die Außenlufttemperatur. Diese Verteilung ändert sich zwar im beladenen Container, da die Verhältnisse in dessen Mitte durch die Temperatur des Ladungskerns bestimmt werden. Die Randpartien der Ladung werden aber von der Aufheizung und den damit verbundenen großen Tagesschwankungen der Temperatur des Containerdachs und der bestrahlten Wände in Mitleidenschaft gezogen. Besonders in den subtropischen Trockengebieten muß man im oberen Containerbereich mit Temperaturen von 70 °C und darüber rechnen, wenn die Container im Freien abgestellt werden. Temperaturempfindliche Güter und besonders solche mit niedrigem Flammpunkt können hierbei geschädigt werden, ja es kann sogar zu Bränden oder Explosionen durch Selbstentzündung kommen, wie uns aus einigen Fällen der jüngsten Vergangenheit bekannt ist, zu denen das Seewetteramt in Gutachten Stellung zu nehmen hatte.

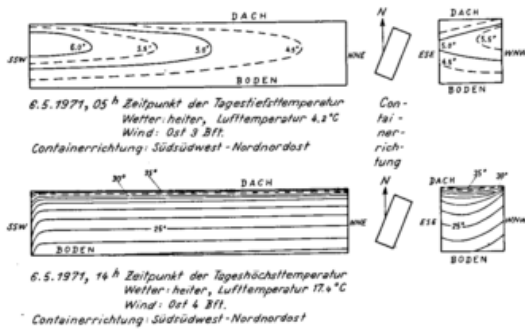


Abb. 2

### 2.2 Temperaturbelastung in Containern während der Seereise

Wenden wir uns nun dem Seetransport zu. Hier sind besonders die an Deck in der obersten Lage und am Rand gestauten Container bei der Fahrt durch die Subtropen und Tropen der Sonnenbestrahlung voll ausgesetzt. In einem Test wurden deshalb zwei neue weiße, mit Konserven beladene 20'-Plywoodcontainer von Mitte März bis Ende Mai 1973 an Deck von TS "SYDNEY EXPRESS" von Europa nach Australien und zurück den Witterungsverhältnissen ausgesetzt. Hierbei zeigte sich, daß die Überhitzung im Inneren außer von der Sonnenbestrahlung vor allem von zwei weiteren Größen abhängt. Zum einen kann die hohe Geschwindigkeit moderner Containerschiffe von über 20 Knoten bei entsprechender Richtung und Geschwindigkeit des Windes eine Abkühlung bringen, zum anderen sorgen aber auch Niederschlag und verdunstendes Spritzwasser für eine Temperaturerniedrigung. Besonders starke Überhitzungen treten auf, wenn das Schiff in den strahlungsreichen Subtropen in der Mittagssonne bei leicht bewegter See so schnell fährt wie der von achtern kommende Wind.

### 3 FEUCHTEBELASTUNG IN STANDARD-CONTAINERN

Feuchteschäden bereiten Importeuren und Exporteuren sowie Reedereien und Versicherungen besonders große Sorgen. Hier können gerade die außerordentlich langsamen Temperaturänderungen im Ladungskern eines Containers von wesentlicher Bedeutung sein. Wie im konventionellen Laderaum, so sind auch im Container Feuchteschäden durch Kondenswasser und durch Schimmelbildung möglich. Hierbei kann entweder die Ladung selbst oder aber das Verpackungs- und Staumaterial als Feuchtequelle dienen. Befindet sich keinerlei Feuchteträger im Raum, wie im Fall von Maschinen und ähnlichem, und ist der Container nicht nur wasserdicht, sondern auch weitgehend wasserdampfdicht, so sind selbst bei Transporten von kalten in oder durch extrem warme und feuchte Zonen weder Korrosionserscheinungen noch Schimmelbildung zu befürchten. Dies ist selbst dann nicht der Fall, wenn während der Beladungszeit Nebel herrschte, also auch die Raumfeuchte anfänglich 100% betrug. Voraussetzung ist aber, daß nicht am Ladegut anhaftendes, also später zur Verdunstung bereitstehendes Tropfwasser in den Container mit eingebracht wird und auch der Holzboden des Containers nicht etwa beim Reinigen oder bei längerem Offenstehen bei nasser Witterung Feuchtigkeit aufgenommen hat. Während des Transports folgt die Lufttemperatur innerhalb des Containers der steigenden Außentemperatur bzw. der zunehmenden Bestrahlungserwärmung der Wände. Damit nimmt bei gleichbleibendem Wasserdampfgehalt die relative Feuchte der Raumluft ab. Wenn dabei das Ladegut auch nur sehr verzögert dem äußeren Temperaturanstieg folgt, so wird es mit seiner Temperatur doch ständig über dem hierbei unveränderten Taupunkt der Raumluft liegen. Dann wären "Luftlöcher", wie man sie hauptsächlich bei einigen Stahlcontainertypen findet, eine echte Gefahr. Sie würden der wärmeren und absolut feuchteren Außenluft unkontrollierten Zutritt in den Container gewährleisten. Läge nun deren Taupunkt über der Temperatur der noch kalten Ladung, so würde sich an deren Oberfläche Kondenswasser mit Korrosionsfolge bilden. Meist wird aber auch beim Versand nicht-hygroskopischer Industriegüter hygroskopisches Verpackungs- und Staumaterial in den Container mit eingebracht.

Verfolgen wir stellvertretend auch für andere Fahrtgebiete einmal einen Container, der in Australien während der kalten Jahreszeit mit Konserven, als Kartonware auf Paletten gestaut, beladen und als Decksladung um Afrika herum nach Europa transportiert wurde. Der Container, es handelte sich um einen 20'-Plywoodcontainer, enthalte 760 Kartons zu je 13 kg Fruchtkonserven auf 12 Einwegpaletten. Legt man ein Palettengewicht von etwa 16 kg zugrunde, so befänden sich ca. 200 kg Holz im Raum. Bei einem

Gewicht von 750-800 g, wie die Wägung der 29 oz enthaltenden Kartons ergab, würde die Kartonverpackung ca. 600 kg ausmachen.

Die Ausgangsbedingungen liegen in Australien zu dieser Zeit im Schnitt bei 10 °C Lufttemperatur und bei 75% relativer Feuchte. Wenn man annimmt, daß sowohl die Paletten als auch die Kartons im Feuchtegleichgewicht mit der Umgebung gestanden haben, so würde bei den erwähnten Ausgangsbedingungen der Wassergehalt des Holzes 15% und der der Pappe 11%, bezogen auf Trockenmasse, betragen. Bereits auf dem Indischen Ozean erfolgt nun mit Zunahme der Außentemperaturen und unter dem Einfluß der Sonnenbestrahlung auch eine Erwärmung der Containerluft, die nach einer Unterbrechung vor Südafrika ihren Höhepunkt mit angenommen 30 °C nach ca. 20 Fahrttagen südlich von Dakar erreichen wird. Billigt man den Konserven innerhalb dieser 20 Tage einen Temperaturanstieg um 10 °C zu, was bei einer derartig dichtgestauten Ladungspartie sehr hochgegriffen sein dürfte, so würde die Differenz zwischen der Containerluft und den Konserven zumindest im Kern des Stapels 10 °C betragen. Das bedeutet, daß auch der Taupunkt der Raumluft, der, um Kondenswasserbildung an der Ladung mit Korrosionsfolge zu verhindern, nicht höher als die Konserventemperatur sein darf, ebenfalls 10 °C unter der Lufttemperatur liegen muß. Bei einer Lufttemperatur von 30 °C würde dies einer relativen Feuchte von 54% entsprechen. Der Einfachheit halber seien hier 50% relative Luftfeuchte im Container angesetzt, wo bei einer Temperatur-Taupunkt-Differenz von 11,7 °C der Taupunkt garantiert unter der Ladungstemperatur bleibt. Nach einem selbst durchgeführten Trocknungsversuch ist bei Kiefernholz mit einer Ausgangsfeuchte von 15% bei der Raumfeuchte von 50% innerhalb der 20 Tage mit einem Feuchteverlust des Holzes von 5% zu rechnen. Bei 200 kg Holzmasse würden dies 10 dm<sup>3</sup> freiwerdendes Wasser sein! Da bei diesen transportierten Einwegpaletten aus z.T. frischem Schnittholz Verwendung finden, dürften auch 20% Ausgangsholzfeuchte nicht auszuschließen sein. Auch in diesem Fall würde die Holzfeuchte nach 20 Tagen auf 10% abgesunken sein, was 20 dm<sup>3</sup> freiwerdendes Wasser bedeutet.

Die Pappe der Kartons hat im Gleichgewicht mit der Ausgangsluft von 75% Feuchte einen Wassergehalt von ca. 11%. Dieser reduziert sich bei einer Raumfeuchte von 50% innerhalb von 20 Tagen auf 8,5%. Bei 600 kg Pappe bedeutet dies ein weiteres Wasserangebot von 15 dm<sup>3</sup>!

Es ist also eine Gesamtmenge von 35 dm<sup>3</sup> freiwerdenden Wassers unschädlich zu machen. Hierzu könnte man sich eines Trockenmittels bedienen. Eine Abschätzung des Bedarfs zeigt aber, daß in diesem Falle selbst bei Verwendung des günstigsten Trockenmitteltyps etwa 140 kg dieser Substanz benötigt würden. Es erhebt sich die Frage, ob dies finanziell, ja

vielleicht sogar raummäßig noch zu vertreten wäre.

Diese Abschätzung sollte zeigen, wie wichtig es ist, bei Verladungen in Standardcontainern auf den Feuchtegehalt des Verpackungsmaterials und des Stauholzes zu achten, besonders, wenn die Fahrtstrecke durch unterschiedliche Klimazonen führt.

#### LITERATUR

Grünewald, G.: Temperatur- und Feuchteinflüsse auf Güter in Standardcontainern. Der Wetterlotse Nr. 351/352 1976

## ZUR BESTIMMUNG DES BODENWINDES AUS WOLKENZUGGESCHWINDIGKEITEN IM GATE-GEBIET

Silke Zank

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

### Zusammenfassung

Der Zusammenhang zwischen den aus Satellitenbildern abgeleiteten Wolkenzugvektoren und dem Bodenwind sowie dem geostrophischen Wind wird mit Hilfe des GATE-Datenmaterials untersucht. Im Passatgebiet läßt sich für den Bodenwind ( $V$ ) die lineare Abhängigkeit  $V = 0.62V_s + 1.9$  (m/s) von der Wolkenzuggeschwindigkeit ( $V_s$ ) mit einer mittleren unerklärten Streuung von  $\pm 1.02$  (m/s) bestimmen. Das mittlere Verhältnis zwischen Bodenwind und Wolkenzugvektor liegt dort übereinstimmend mit dem mittleren Verhältnis zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind zwischen 0.7 und 0.8 bei einer statistischen Unsicherheit von  $\pm 0.3$ .

### 1 EINLEITUNG

Da das Netz der Meßstationen vor allem über den Ozeanen große Lücken aufweist, stellt sich die Frage, inwieweit Satellitenmessungen Bodenbeobachtungen ersetzen können. Das während GATE gewonnene Datenmaterial ermöglicht die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den aus Satellitenbildern ermittelten Wolkenzugvektoren der unteren Wolken und den entsprechenden Schiffsmessungen. Grundlage hierfür ist die Hypothese, daß Wolken des 850 mb-Niveaus vorwiegend durch das äußere Windfeld angetrieben werden, so daß der Wolkenzugvektor den Windvektor in Wolkenhöhe annähernd repräsentiert. Diese Annahme wird gestützt durch vergleichende Messungen von Wolkenzuggeschwindigkeit und umgebendem Windfeld, denen zu entnehmen ist, daß der Wolkenzugvektor dem Windvektor in etwa entspricht (Hasler et al., 1977; Hubert und Whitney, 1971).

### 2 ERGEBNISSE

In den Abbildungen 1 und 2 sind die während GATE zwischen  $3^\circ$  Nord und  $18^\circ$  Nord gemessenen Verhältnisse von Bodenwind zu geostrophischem Wind und Bodenwind zu Wolkenzuggeschwindigkeit in Abhängigkeit von der geographischen Breite  $\varphi$  aufgetragen.

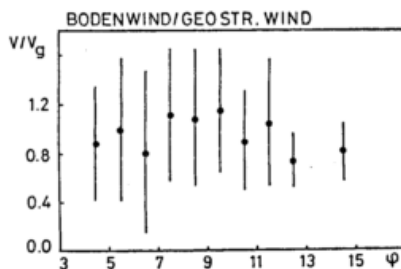


Abb. 1 Bodenwind zu geostrophischem Wind in Abhängigkeit von der geogr. Breite.

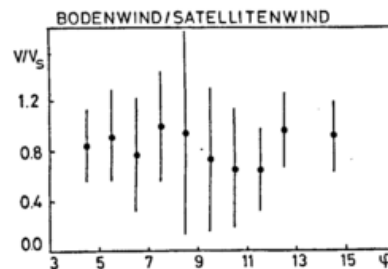


Abb. 2 Bodenwind zu Satellitenwind in Abhängigkeit von der geogr. Breite

Die statistische Unsicherheit der dargestellten Mittelwerte über jeweils ein Grad geographischer Breite ist im Gebiet der innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) ( $\varphi < 11^\circ$  N) wesentlich größer als im Passatgebiet ( $\varphi > 11^\circ$  N). Ursachen hierfür sind die die ITCZ kennzeichnenden starken konvektiven Prozesse, die aktiv das Strömungsfeld beeinflussen.

Statistisch signifikante Ergebnisse erhalten wir somit nur im Passatgebiet. Dort liegen die Verhältnisse von Bodenwind zu geostrophischem Wind bzw. Bodenwind zu Wolkenzuggeschwindigkeit zwischen 0.7 und 0.8 bei einer statistischen Unsicherheit von  $\pm 0.3$ . In Übereinstimmung damit liefert die semiempirische Berechnung des Verhältnisses zwischen Bodenwind und geostrophischem Wind auf der Grundlage des Widerstandsgesetzes  $V/V_g = 0.8 \pm 0.16$ .

Die mittlere Winkeldifferenz zwischen Bodenwind und Wolkenzugvektor beträgt  $\alpha \approx 12^\circ$ ; die Berücksichtigung des thermischen Windes liefert  $\alpha \approx 18^\circ$ . Diese Winkeldifferenz stimmt innerhalb der statistischen Unsicherheit mit dem mittleren ageostrophischen Winkel am Boden von  $\alpha \approx 25^\circ$  überein.

Tabelle 1 zeigt die Korrelationskoeffizienten zwischen den verschiedenen Windvektoren, Signifikanzen und die entsprechenden Konfidenzbereiche der Korrelationen, sowie Mittelwerte und Standardabweichungen.

Tabelle 1

$\varphi = [11^\circ, 18^\circ]$  Anzahl der Wertepaare: 372

x/y	$\gamma$	r	KONF[r]	$\bar{x}$	$s_x$	$\bar{y}$	$s_y$
V / V <sub>g</sub>	99.9%	0.47	0.33 .. 0.59	6.81	1.94	8.33	3.42
V / V <sub>s</sub>	99.9%	0.25	0.09 .. 0.41	6.81	1.94	7.83	2.66
V / V <sub>st</sub>	99.9%	0.20	0.04 .. 0.36	6.81	1.94	9.13	2.84
V <sub>g</sub> / V <sub>s</sub>	99.9%	0.25	0.08 .. 0.40	8.33	3.42	7.83	2.66
V <sub>g</sub> / V <sub>st</sub>	99.9%	0.24	0.07 .. 0.39	8.33	3.42	9.13	2.84
Klimatologischer Wert des Bodenwindes $V_{kl} = 4.85 \pm 2.7$							

Dabei bedeuten:

- V Betrag des Bodenwindes
- V Betrag des geostrophischen Windes
- V<sub>g</sub> Betrag des Wolkenzugvektors
- V<sub>s</sub> Betrag der Vektordifferenz
- V<sub>st</sub> (Wolkenzugvektor - therm. Wind)
- $\gamma$  Signifikanz der Korrelation

Mit Hilfe der Ausgleichsrechnung läßt sich für den Bodenwind (V) im Passatgebiet folgende beste lineare Abhängigkeit von der Wolkenzuggeschwindigkeit mit einer mittleren unerklärten Streuung von  $\pm 1.02$  (m/s) bestimmen:

$$V = 0.62V_s + 1.9 \text{ (m/s)}$$

Diese Beziehung erklärt 72% der beobachteten Varianz des Bodenwindes für den vorliegenden Datensatz. Im Vergleich dazu ist die Standardabweichung des von Juni bis September gemittelten klimatologischen Wertes des Bodenwindes sehr viel größer.

Insbesondere im Passatgebiet der Ozeane, für die nur wenige Schiffsmessungen vorliegen, bieten sich somit Satellitenbeobachtungen zur Abschätzung von Betrag und Richtung des Bodenwindes an.

### 3 LITERATURVERZEICHNIS

- HASLER, A.S., SHENK, W.E., SKILLMAN, W.C., 1977: "Wind estimates from cloud motions: results from phases I, II and III of an in situ aircraft verification experiment", J.Appl.Met., 16, 812-815.
- HUBERT, L.F., WHITNEY, L.F. jr., 1971: "Wind estimates from geostationary-satellite pictures", Monthly Weather Rev., 99, 665-672.

## MERIDIONALVERTEILUNG DES BODENNAHEN OZONS ÜBER DEM ATLANTIK

Peter Winkler

Deutscher Wetterdienst  
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Für die Wintermonate werden Messungen des bodennahen Ozons über dem Atlantik zwischen  $55^{\circ}\text{N}$  und  $65^{\circ}\text{S}$  gezeigt. Im Vergleich zu Messungen von Landstationen werden über dem Ozean vor allem in den Breiten nördlich von  $40^{\circ}\text{N}$  höhere Ozonkonzentrationen beobachtet. Das kann möglicherweise bedeuten, daß im Winter für nicht exponiert gelegene Landstationen das Tagesmaximum die troposphärische Ozonkonzentration nicht befriedigend wiedergibt. Im Bereich der innertropischen Konvergenzzone wurde ein Ozonmaximum beobachtet, offenbar durch einen sehr guten Vertikalaustausch hervorgerufen. In der Nähe des antarktischen Kontinents wurde ein Ozonminimum gefunden, wie es im arktischen Sommer auch an Landstationen gemessen wird. Der Zusammenhang mit der meteorologischen Situation wird diskutiert.

Seitdem photochemische Modellrechnungen ergaben, daß durch Methanoxidation auch in der Troposphäre Ozon photochemisch erzeugt werden kann (Chameides and Walker 1973), gewann das troposphärische Ozon wieder an Bedeutung. Man darf davon ausgehen, daß wegen der sehr geringen  $\text{NO}/\text{NO}_2$ -Konzentration über dem Ozean photochemische Vorgänge keine Rolle spielen. Insofern erhalten maritime Ozondaten ihr besonderes Gewicht, da durch einen Land-See-Vergleich ein Hinweis über die großräumige Bedeutung photochemischer Vorgänge gewonnen werden kann.

Über Land wird gewöhnlich das Tagesmaximum der Ozonkonzentration als repräsentativ für den troposphärischen Ozon Gehalt angesehen, da es zur Zeit der stärksten Vertikaldurchmischung eintritt. Fabian und Pruchnievicz (1977) veröffentlichten eine Meridionalverteilung des troposphärischen Ozons, wobei nur die Tagesmaxima, die über dem Monatsmittel lagen, berücksichtigt wurden.

Über dem Ozean fehlt dagegen der starke Tagesgang im Vertikalaustausch, so daß praktisch kein Tagesgang des bodennahen Ozons gefunden wird. Zudem ist der Ozean eine weit geringere Ozonsenke als das Land. Die Zerstörungsraten an der Meeresoberfläche betragen nur etwa  $1/10$  der Landwerte (Aldaz 1969, Tiefenau 1971), weshalb sich auch praktisch kein Vertikalgradient des Ozonmischungsverhältnisses über dem Meer ausbildet.

Die Meßwerte wurden mit einem nach dem KJ-Verfahren arbeitenden Gerät gewonnen (Attmannspacher 1971). Messungen wurden an Bord von FFS "Walther Herwig" und "Meteor" vorgenommen. Die Geräte

waren ca. 10 m, die Ansaugstelle 12 m über der Wasseroberfläche gelegen.

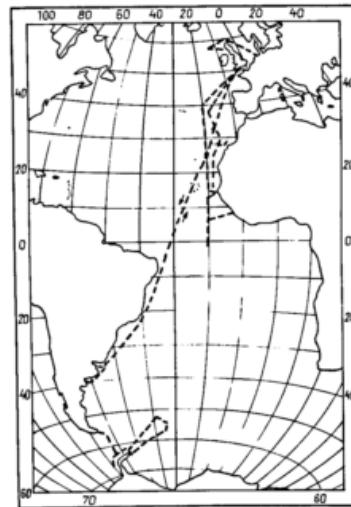


Abb.1 zeigt den Verlauf der Fahrtrouten. Zwischen  $5^{\circ}\text{S}$  und  $55^{\circ}\text{N}$  standen 5 Profile, südlich des Äquators nur 2 Profile für die Mittelbildung zur Verfügung. Alle Reisen fanden im Zeitraum November bis Februar (1977-1979) statt. Die Messungen wurden als Stundenmittel ausgewertet und über jeweils  $5^{\circ}$  geographischer Breite gemittelt. In Anlehnung an das Auswahlverfahren von Fabian und Pruchnievicz wird ein Wert gebildet aus Mittelwert plus der einfachen Standardabweichung als repräsentativ für die Troposphäre angesehen. Das arithmetische Mittel dieser Repräsentativwerte der einzelnen Reisen ist in Abb.2 als Meridionalverteilung für maritime Verhältnisse eingezeichnet (ausgezogene Linie) zusammen mit der Verteilung nach Fabian und Pruchnievicz (gestri-

chelte Linie).

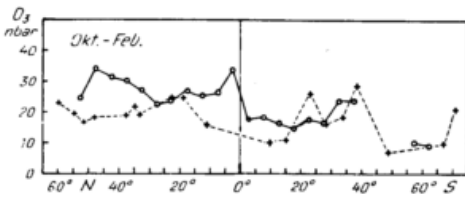
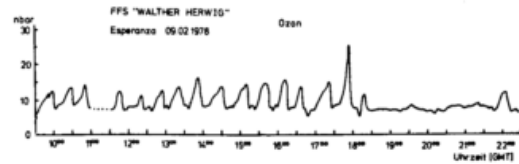


Abb. 2

Nördlich von 30°N werden danach über dem Ozean höhere Ozonkonzentrationen beobachtet als an Landstationen. Dieser Befund bedarf aber noch einer stärkeren Absicherung durch weitere Messungen, da die Beobachtungszeiträume für die Land- und Seemessungen verschieden sind. Die gleichzeitig mit unseren Messungen am Hohenpeißenberg gemessenen Ozonkonzentrationen (Deutscher Wetterdienst 1977-78) lagen ebenfalls oberhalb der Meridionalverteilung von Fabian und Pruchniewicz. Im Bereich der ITCZ, deren Lage nach Auswertung der Europäischen Wetterkarte, der russischen Wetterkarte der Tropenzone und der Bilder von Meteosat bei 5°N angesetzt werden kann, findet sich ein ausgeprägtes Maximum, was offenbar auf den guten Vertikalaustausch in der ITCZ zurückzuführen ist. Im Bereich der Subtropenhochs bzw. unterhalb der Passat-inversion sind etwas geringere Ozonkonzentrationen angedeutet. Eine weitere Besonderheit ist das Minimum der Ozonkonzentration zwischen 50° und 65°S, was sowohl durch Daten von Landstationen als auch durch die maritimen Messungen bestätigt wird. Nach bisheriger Deutung des sommerlichen Ozonminimums am Rande der Antarktis sind mit Advektion maritimer Luft in den Kontinent niedrige Ozonwerte verbunden (Wisse und Meerburg 1969), was vor allem auf die relativ höhere Ozonzerstörung über dem Meer als über einer Schneeoberfläche zurückgeführt wird.

Eine andere Deutung soll hier noch dargestellt werden. Im arktischen Sommer (sowohl im N als auch im S) werden ausgedehnte Inversionen festgestellt, an denen sich Schichtbewölkung bildet, die aufgrund des Strahlungshaushaltes die Inversion sehr stabil gestalten (Herman and Goody 1976). Oberhalb der Inversion muß Absinken herrschen, unterhalb gute Durchmischung. Für Flüsse von oben bilden solche Inversionen in der Regel kein Hindernis. Nimmt man ein einfaches Boxmodell an, so läßt sich leicht abschätzen, daß bei Durchsatzraten durch die Inversion in gleicher Größenordnung wie die Zerstörungsrate an der Meeresoberfläche sich unterhalb der Inversion ein Ozonmischungsverhältnis einstellt, welches halb so groß ist wie oberhalb der Inversion. Sofern diese Interpretation zutrifft, bedeutet das, daß man hier aus Bodenozonmessungen nicht auf den troposphärischen Ozon-

gehalt rückschließen kann. Eine Bestätigung für diese Vorstellung erhielten wir durch einige Details der Ozonregistrierung auf dem Ozean (vgl. Abb.3).



Mehrere Male traten in Landnähe, wenn die Stratocumulusdecke durch Konvektion unterbrochen war, regelmäßige Schwingungen der Ozonkonzentration auf mit einer etwa halbstündigen Periode. Im Maximum traten Ozonkonzentrationen auf, die etwa doppelt so hoch wie das sonstige Niveau lagen. Um 18<sup>00</sup> Uhr wurde ein Kaltfrontdurchgang mit einer Konzentrationsspitze von ca. 25 nbar verzeichnet, danach bildete sich sofort wieder eine geschlossene Stratocumulusdecke mit sehr ruhigem Ozonpegel. Die typische Rückseitenbewölkung fehlte. Dieses Beispiel zeigt klar, daß oberhalb von solchen Inversionen höhere Ozonwerte angetroffen werden.

Literatur:

Attmannspacher, W.: Ein einfaches, naß-chemisches Gerät mit geringer Trägheit zur Messung des bodennahen Ozons der Atmosphäre. Meteorol.Rundschau 24 (1971) 183-188.

Chameides, W. u. Walker, J.C.G.: A photochemical theory of tropospheric ozone. J.Geophys.Res. 78 (1973) 8751-60.

Deutscher Wetterdienst: Sonderbeobachtungen des Meteorologischen Observatoriums Hohenpeißenberg, Band 35 (1977) - Band 39 (1978).

Fabian, P. u. Pruchniewicz, P.G.: Meridional distribution of ozone in the troposphere and its seasonal variation. J. Geophys, Res. 82 (1977) 2063-73.

Herman, G. u. Goody, R.: Formation and persistence of summertime arctic stratus clouds. J. Atmos. Sci. 33 (1976) 1537-53.

Wisse, J.A. u. Meerburg, A.J.: Ozone observations at Base King Bandonin on 1965-66. Arch. Met. Geophys. Bioklim. A 18 (1969) 41-54.

## WÄRMEHAUSHALT VON OZEAN UND ATMOSPHERE DER TROPEN

Stefan Hastenrath

University of Wisconsin, Madison

Auf Grund von Berechnungen des ozeanischen Wärmehaushalts und Satelliten-Messungen der Netto-Strahlungsbilanz an der Obergrenze der Atmosphäre werden Abschätzungen des Wärmehaushalts für die globalen Tropen hergeleitet (Hastenrath, 1980). Die Haushaltsgleichung für das System Atmosphäre-Ozean-Land lässt sich schreiben

$$SWLW_{\downarrow top}^{\uparrow} = Q_{va} + Q_{ta} + Q_{vo} + Q_{to} \quad (1)$$

Das Glied auf der linken Seite der Gleichung ist die Netto-Strahlungsbilanz an der Obergrenze der Atmosphäre. In den Gliedern auf der rechten Seite bedeuten die subskribierten  $v$  und  $t$  Divergenz des horizontalen Wärmetransports und Wärmespeicherung, wobei sich die Subskripte  $a$  und  $o$  auf Atmosphäre bzw. Ozean-Land beziehen. Für die hier betrachteten mittleren langjährigen Verhältnisse verschwinden das zweite und das vierte Glied auf der rechten Seite. Für die anderen drei Glieder bietet Tabelle 1 eine Aufgliederung für Atmosphäre und Ozean und verschiedene Breitenzonen.

Der Netto-Strahlungsgewinn an der Obergrenze der Atmosphäre in der Zone 30 N - 30 S beträgt  $101 \times 10^{14}$  W (=100 Einheiten). Von diesem Betrag werden 39 Einheiten im Ozean exportiert, und 61 in der Atmosphäre über See und Land. In der Zone 0 - 10 N, auf die das planetarische Wolkenband ("ITCZ") ganzjährig im wesentlichen beschränkt ist, erreicht der atmosphärische Wärmeexport nur 15 Einheiten, verglichen mit einem ozeanischen Export von 18 Einheiten von der Zone 0 - 10 S. Insbesondere beträgt der ozeanische Wärmeexport von dem Band 0 - 5 S allein 11 Einheiten, was 90 Prozent des Netto-Strahlungsgewinns an der Obergrenze der Atmosphäre in dieser Breitenzone darstellt. Dementsprechend scheint dem mit den sogenannten "heissen Türmen" im Bereich der "ITCZ" zusammenhängenden atmosphärischen Wärmeexport eine bescheidenere relative Rolle zuzukommen als bisher angenommen. Hinsichtlich der absoluten Größe indessen übertrifft der in Tabelle 1 aufgeführte atmosphärische Wärmeexport auf der Zone 0 - 10 N die Werte der klassischen Berechnungen, die die Rolle der Ozeane zwar unterschätzen, aber zugleich die von London (1957) erhaltenen wesentlich geringeren Werte von  $SWLW_{\downarrow top}^{\uparrow}$  heranziehen. Der ozeanische Wärmeexport von den Kaltwasserzonen unmittelbar südlich des Äquators im Atlantik und Ostpazifik erscheint demgegenüber als ein vergleichsweise wichtiger Faktor im globalen Energiehaushalt.

Im Pazifik transportiert der Ozean Wärme von den Tropen in die höheren Breiten beider Hemi-

sphären. Im Indik ist der hydrosphärische Wärmetransport nach Süden, und im Atlantik von hohen südlichen Breiten bis in die Arktis nordwärts gerichtet. Der Wärmegehalt im tropischen Pazifik gleicht den Unterschuss in den hohen südlichen Breiten des Atlantik und Indik, sowie im Atlantik als ganzem aus. Der meridionale Wärmetransport für alle Ozeane zusammen ist um 30 N und 20 S am grössten, wo er 53 und 35 Prozent des gesamten polwärtigen Transports ausmacht. Der meridionale Wärmetransport in der Atmosphäre ist in den mittleren Breiten am grössten.

In Anbetracht der beträchtlichen Fehlergrenzen sind gegenwärtig sehr unterschiedliche Schätzwerte von  $SWLW_{\downarrow top}^{\uparrow}$ ,  $Q_{vo}$ , und  $Q_{va}$  als gegenseitig verträglich anzusehen.

### References

- Gruber, A., 1978: Determination of the earth-atmosphere radiation budget from NOAA satellite data. NOAA Technical Report NESS 76, Washington, D.C., 28 pp.
- Hastenrath, S., 1980: Heat budget of tropical ocean and atmosphere. J. Phys. Oceanogr., 10, in press.
- London, J., 1957: A study of the atmospheric heat balance. Department of Meteorology and Oceanography, New York University, Final Report, No. 131, Contract No. AF 1(122)-165.
- Oort, A.H., Vonder Haar, Th.H., 1976: On the observed annual cycle in the ocean-atmosphere heat balance over the Northern hemisphere. J. Phys. Oceanogr., 6, 781-799.

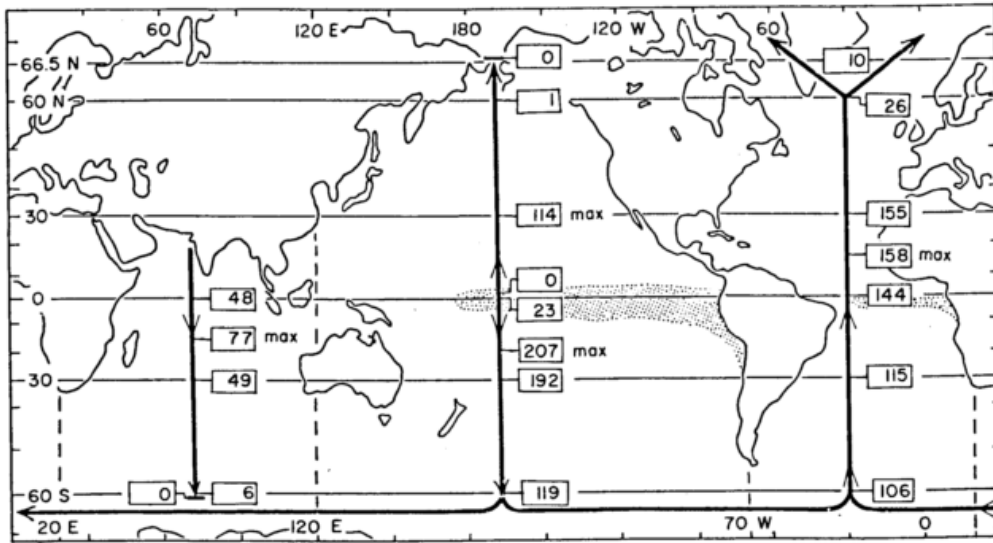


Fig. 1. Map scheme of annual mean meridional heat transport within the oceans. Heavy cross-bar denotes latitude of zero, and "max" that of maximum meridional transport, with numbers indicating amounts in units of  $10^{13}W$ . Stippling marks areas with  $Q_{vo} > +50 W m^{-2}$ , and broken lines show the meridians used as boundaries between oceans in the high Southern latitudes.

Table 1. Annual heat budget pattern for the global tropics, land and ocean combined. Values are expressed in percent of  $SWLW_{top}$  for  $30 N - 30 S = 1008 \times 10^{13} W$ .

	$Q_{vo}$	$SWLW_{top}$	$Q_{va}$
30 - 25 N	0		
25 - 20	+2	4	+ 2
20 - 15	+3	18	+ 11
15 - 10	+4	26	+ 15
10 - 5	+4	25	+ 7
5 - 0	+7		
0 - 5	+11		
5 - 10	+7		
10 - 15	+3	17	+ 13
15 - 20	+1		
20 - 25	-1	10	+ 13
25 - 30 S	-2		
30 N - 30 S	+39	100	+ 61

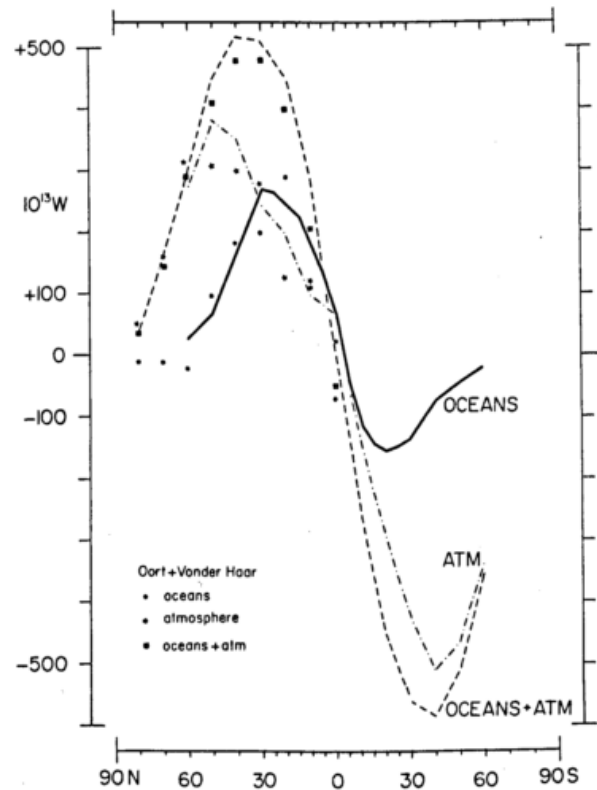


Fig. 2. Annual mean meridional heat transport within the atmosphere-ocean system broken (source: Gruber, 1978), within the oceans solid, and within the atmosphere (residual) dash-dotted line. Dots, stars, and squares show values of Oort and Vonder Haar (1976) for Northern hemisphere ocean, atmosphere, and ocean plus atmosphere combined, respectively. Northward transport positive, units in  $10^{13}W$ .

WARUM REAGIERT DAS AEROSOL ÜBER DEM ATLANTIK SO ABNORM  
AUF ÄNDERUNGEN DER RELATIVEN FEUCHTE?

G.H. Ruppertsberg und R. Schellhase

DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Oberpfaffenhofen

The aerosol particles over the Atlantic Ocean during long periods show little response to changes in humidity. Presumably they contain an organic fraction of the particulate material as protective coatings.

Die Partikeln des natürlichen Aerosols enthalten fast immer einen großen Teil wasserlöslicher Bestandteile. Deswegen quellen oder schrumpfen sie bei zu- oder abnehmender relativer Feuchte der umgebenden Luft. Der optisch wirksame Extinktionskoeffizient des betreffenden Luftvolumens nimmt dementsprechend zu oder ab, und die Normsichtweite wird kleiner oder größer. Dieser Sachverhalt wurde in den vergangenen Jahrzehnten vielfach beobachtet und untersucht, so auch während der atlantischen "Meteor"-Expedition 1965 (IQSY) [1]; er gehört zum gesicherten Wissen über die Eigenschaften des natürlichen Aerosols.

Überraschenderweise verhielt sich das Freiluft-Aerosol während der atlantischen "Meteor"-Expeditionen 1969 (APEX/ATEX) und 1974 (GATE) aber weitgehend passiv gegenüber den Änderungen der relativen Feuchte. Beispielsweise zeigte die relative Feuchte U in der Zeit 5.-14.2.1969 einen deutlichen Tagesgang (Bild).

Die Normsichtweite  $V_N$  tat das nicht; ein zum Verlauf von U korrespondierender Tagesgang der Normsichtweite müsste Amplituden bis zu den waagerechten Strichen haben, die an den Tagen 6.-14.2.79 eingezeichnet sind und deswegen im Bild deutlich sichtbar sein.

Vergleiche mit den Meßwerten der Hamburger meteorologischen Profilboje [2] zeigten, daß der Tagesgang der relativen Feuchte großenteils ein Schiffseinfluß war: Die vorbeistreichende Luft erwärmte sich tagsüber ein wenig an den von der Sonne aufgeheizten Schiffsflächen. Normalerweise hätten die optisch wirksamen Aerosolpartikeln dabei innerhalb von einigen 10 ms auf neue Gleichgewichtsradien schrumpfen und dadurch einen parallelen Tagesgang des lokalen Extinktionskoeffizienten und, gem. KOSCHMIEDER's Formel einen gegenläufigen Tagesgang der "lokalen" Normsichtweite  $V_N$  erzeugen sollen, der Rückschlüsse auf die physikalisch-chemische Natur der Partikeln erlaubt. 1965 war das in al-

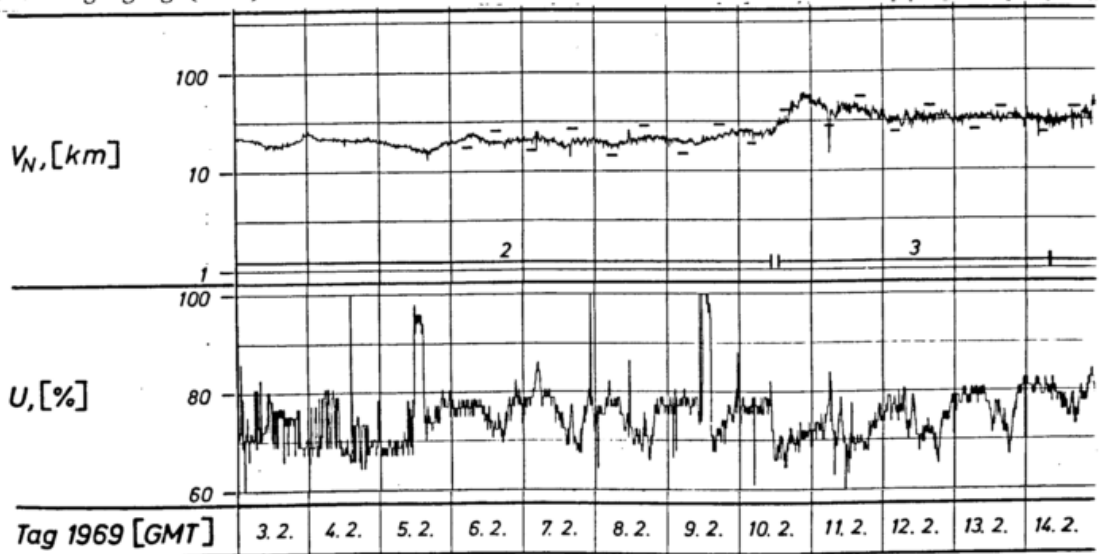


Bild: Verlauf der Normsichtweite  $V_N$  und der relativen Feuchte U an Bord von F.S. "Meteor" in der Zeit 3.-14.2.1969 im NE-Passat (Position ca.  $9,1^{\circ}\text{N}/33,6^{\circ}\text{W}$  -  $6,2^{\circ}\text{N}/37,4^{\circ}\text{W}$ )

len 4 Auswerteperioden (August bis Dezember) so, aber 1969 (Januar bis Mai) und 1974 (Juli/August) verhielt sich das Aerosol in 15 von 16 Auswerteperioden nahezu völlig passiv. Trotzdem wurde bei späteren Laboruntersuchungen an mitgebrachten Aerosolproben das übliche Quellen und Schrumpfen festgestellt [3]. Bei der einen erwähnten Ausnahme war die Meßstelle auf der Leeseite des Schiffes; eine Meßposition, die wegen der Schiffsstörungen möglichst vermieden worden ist. Die statistische Analyse der 1969 alle 10 Minuten und 1974 alle Minute registrierten Meßwerte erbrachte Ergebnisse, die so aussehen, als ob sich einige wenige Ereignisse, die in der erwarteten Weise miteinander verknüpft sind, in einer sehr großen Zahl nicht miteinander korrelierter Änderungen von U und  $V_N$  verbergen.

Der Effekt kann nicht mit Sicherheit erklärt werden, weil er 1969 ganz unerwartet aufgetreten ist; 1974 ist nicht mit einer Wiederholung gerechnet worden, und speziell darauf gerichtete Untersuchungsmethoden waren deswegen nicht vorbereitet. Die besprochenen Ergebnisse führen aber fast zwangsläufig zu der Annahme, daß die meisten Aerosolpartikeln 1969 und 1974 - z.B. durch organische Oberflächenhäutchen - am raschen Quellen und Schrumpfen gehindert worden sind.

In der Literatur gibt es nur wenige Hinweise auf einen derartigen Effekt. So berichtet FITZGERALD [4] über Seenebel, die trotz sicher gemessener relativer Feuchten bei 95% noch für die Zeit von der Größenordnung 1 Stunde stabil blieben. RIPPERTON und JEFFRIES [5] haben in den Monaten April, Juli und September 1970 in der Karibik, bei ca.  $18^{\circ}N$ ,  $64^{\circ}W$ , eine ebensolche Passivität des Dunstaerosols festgestellt und führen sie, wegen eines gleichzeitig hohen Gehalts an organischen Bestandteilen, auf Oberflächenhäutchen der Aerosolpartikeln zurück; charakteristische Unterschiede zwischen den einzelnen Monaten lassen sie einen saisonalen Trend vermuten. RUHNKE [6] berichtet über weitere diesbezügliche Erfahrungen seines Instituts.

Die neuere Literatur über organische Bestandteile der Aerosolpartikeln bestärkt derartige Vermutungen, wirft aber neue Fragen auf. Alles in allem scheint es jedoch geboten, bei den Überlegungen vom Wachstum der Aerosolpartikeln bis zur Wasserkondensation in Wolken, mit der Möglichkeit einer regional und saisonal variablen Passivität der großen Menge der Aerosolpartikeln zu rechnen.

#### LITERATUR

- 1 Fimpel, H.P.; Müller, H.G.; Ruppertsberg, G.H.: Messungen der Normsichtweite mit einem Streulichtschreiber während der Atlantischen Expedition 1965 "Meteor". "Meteor"-Forschungsergebnisse Reihe B, Heft 2, S.35-56 (1968).
- 2 Pruemm: Profilboje APEX 1969, 10-minütige Temperatur- und Feuchtemittelwerte; vollständig geeichtes Band. Private Mitteilung 29.01.71 aus dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg (1971).
- 3 Fischer, K.; Haenel, G.: Bestimmung physikalischer Eigenschaften atmosphärischer Aerosolteilchen über dem Atlantik. "Meteor"-Forschungsergebnisse Reihe B, No. 8, S.59-62 (1972).
- 4 Fitzgerald, J.W.: Veröffentlichung aus den Naval Research Laboratories (ca. 1974). Vgl. [6].
- 5 Ripperton, L.A.; Jeffries, H.E.: Organic matter in maritime light-scattering aerosols. Final rept. to U.S. Navy Weather Res. Fac., Norfolk, Virginia - NWRP A2-0471-160. Dept. of Environmental Sciences and Engineering, Univ. of North Carolina, Chapel Hill, North Carol. ESE Pub. No.261 (1971).
- 6 Ruhnke, L.: Persönliche Mitteilung. Naval Research Laboratories, Ocean Sciences Division, Atmospheric Physics Branch, Washington D.C. 20375, USA (1978).

MESSUNGEN DES GASAUSTAUSCHS IM OZEAN UND IM BODENSEE

W. Roether, B. Kromer, W. Weiss, K.-H. Fischer

Institut für Umweltp Physik der Universität Heidelberg

ZUSAMMENFASSUNG

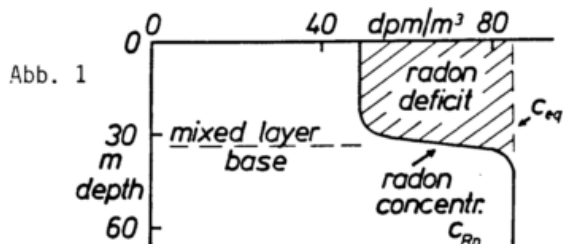
Aus Feldmessungen der Edelgas-Nuklide  $^{222}\text{Rn}$  (JASIN 1978, FGGE 1979) und  $^3\text{He}$  (Mittelmeer, Bodensee) können wir erstmalig zeigen, daß die Transferrate löslicher Gase über die Grenzschicht Luft-Wasser in der Natur mit der Windgeschwindigkeit stark ansteigt. Für beide Nuklide wird die Information gewonnen aus Bilanzen für die ozeanische Deckschicht (mixed layer). Die Bilanzen müssen räumlich dreidimensional aufgestellt werden, wobei die Bestimmung der lateralen Terme die Hauptschwierigkeit ist.

1 EINLEITUNG

Messung der Nuklidpaare  $^{222}\text{Rn}$  Radon/ $^{226}\text{Ra}$  Radium und  $^3\text{He}/^3\text{H}$  in der Deckschicht des Ozeans (mixed layer) oder in Binnenseen erlaubt es, die Gas-Transfer-geschwindigkeit über die Grenzschicht Luft-Wasser (sog. Gasaustausch) zu bestimmen:  $^{222}\text{Rn}$  und  $^3\text{He}$  sind Edelgase und entweichen in die Atmosphäre; die Übertrittsraten können aus Nuklidbilanzen für die mixed layer absolut festgelegt werden. Mittels einfacher und im Labor nachprüfbarer Modellvorstellungen lassen sich die so gefundenen Transfergeschwindigkeiten auf beliebige Gase übertragen. Diese Nuklid-Methoden sind bis heute die einzige Möglichkeit, Gasaustausch-Feldmessungen durchzuführen, abgesehen von der Bestimmung globaler Mittelwerte aus  $^{14}\text{C}$ -Bilanzen. In früheren Messungen mit der Radon-Methode konnte wegen ungenügender Meßgenauigkeit die Abhängigkeit des Gasaustauschs von der Windgeschwindigkeit nicht bestimmt werden (Peng et al. 1979). Unsere Untersuchungen haben zum Ziel, diese Abhängigkeit zu bestimmen und eine vollständige Parametrisierung des Gasaustauschs zu erstellen.

2 RADON - MESSUNGEN

Abb. 1 zeigt schematisch ein typisches Radon-Konzentrationsprofil.



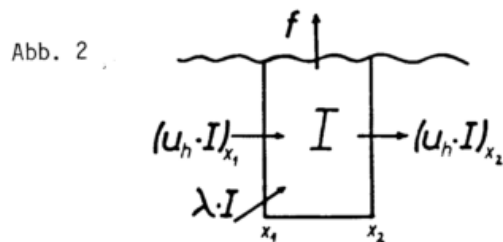
Die Gastransfergeschwindigkeit  $w$  ergibt sich, da die marine Atmosphäre ausreichend Radon-frei ist, aus dem Radon-Übertrittsstrom  $f$  und der Radon-Konzentration unterhalb der Grenzfläche  $c_0$  gemäß

$$(1) \quad f = w \cdot c_0$$

Der Radon-Übertrittsstrom  $f$  wird bestimmt aus einer vertikal integrierten Radonbilanz der mixed layer - mit Radon-Zufuhr aus dem Zerfall von gelöstem  $^{226}\text{Ra}$  (Einstellzeit für radioaktives Gleichgewicht  $1/\lambda = 5.5$  Tage) unter Berücksichtigung lateraler Effekte (Advektion, mixed layer Konvergenz, vgl. Abb. 2,  $u_h$  = Driftgeschwindigkeit der mixed layer).

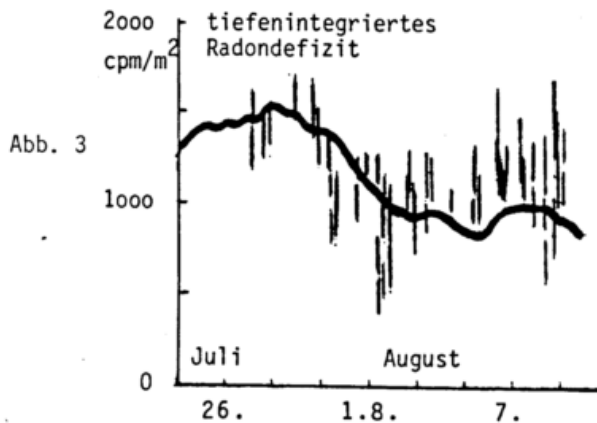
$$(2) \quad \frac{dI}{dt} = f - \lambda \cdot I + \nabla (\bar{u}_h \cdot I), \quad \text{wobei} \\ I = \int_z (c_{eq} - c_{Rn}) dz$$

Um  $f$  aus der Bilanz (2) zu erhalten, muß das vertikal integrierte Radondefizit  $I$  (schraffierte Fläche in Abb. 1) sowie seine zeitliche Änderung und die Nettoadvektion von Defizit gemessen werden.



Frühere Anwendungen der Radon-Methode (Peng et al. 1979) waren durch umständliche Meßverfahren behindert, so daß die Bilanz (2) nur stationär ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) und vertikal eindimensional ( $\nabla_h = 0$ ) ausgewertet wurde. Wir haben ein neues, weitgehend automatisches Meßverfahren entwickelt (Roether und Kromer 1978), das für eine Messung des Defizits I nur ca. 15 Minuten benötigt, bei gleichzeitig erheblich verbesserter Meßgenauigkeit. Die Radon-Messung erfolgt praktisch simultan zur Probennahme: Auf dem Schiff wird mit Hilfe einer Schlauchwinde Wasser an Deck gepumpt, die gelösten Gase werden im Durchlauf quantitativ extrahiert und in diesem Gas wird abschnittsweise die Radonkonzentration gemessen. Das Verfahren ist technisch ausgereift und erreicht eine Systemgenauigkeit von  $\pm 1\%$ . Es wurde bisher bei JASIN (Nordostatlantik 1978) und FGGE (äquatorialer Atlantik 1979) eingesetzt.

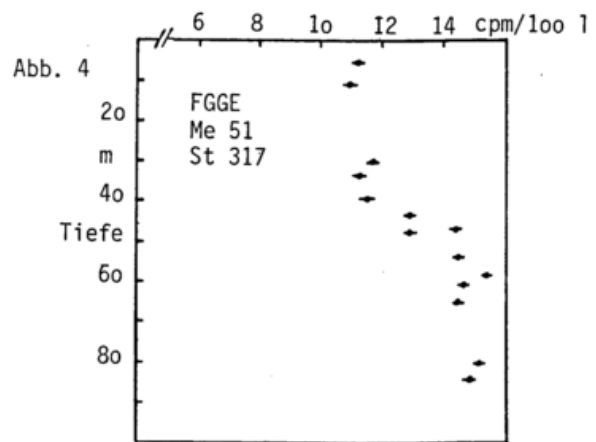
Abb. 3 zeigt eine Zeitreihe des vertikal integrierten Radon-Defizits (Balken), die während Phase 1 von JASIN aufgenommen wurde.



Die durchgezogene Zeitkurve ist eine berechnete Kurve, die unter der Annahme einer bilinearen Windabhängigkeit des Gasaustauschs erhalten wurde (Kromer 1979). Advektionsterme sind in dieser Anpassung noch nicht berücksichtigt; sie sollen eingeschlossen werden, sobald die physikalisch-ozeanographischen Auswertungen von JASIN vorliegen. Für JASIN wurde eine extreme zeitliche und räumliche Variabilität der mixed layer festgestellt (JASIN T/S-Workshop, De Bilt 1979). Unsere Radon-Messungen vor allem während Phase 2 von JASIN zeigen Sprünge des integrierten Defizits, die wir auf mixed-layer Inhomogenitäten zurückführen. Deshalb können wir bisher aus unseren Messungen nicht auf eine bestimmte Form der Windabhängigkeit des Gasaustauschs zurückschließen. Es ist überhaupt noch offen, ob unter den bei JASIN angetroffenen Verhältnissen eine Schließung der Radon-Bilanz (2) möglich ist. Wenn dies

andererseits für Radon gilt, sind vertikal eindimensionale Bilanzen auch anderer Größen (z.B. Wärme) für JASIN mit Fragezeichen zu versehen (Joyce et al. 1979).

Bei den FGGE-Messungen (in 20°S) wurden homogene Verhältnisse und vor allem sehr konstante Windgeschwindigkeiten angetroffen. Abb. 4 zeigt ein Radon-Vertikalprofil. Wir leiten aus den FGGE-Messungen eine Gastransfergeschwindigkeit von 1.5 m/Tag für 7 m/sec Windgeschwindigkeit ab. Dieser Wert ist mit den JASIN-Messungen verträglich, wenn man einen starken Anstieg der Transfergeschwindigkeit oberhalb von 7 m/sec Windgeschwindigkeit annimmt.



### 3 HELIUM 3 - MESSUNGEN

Abb. 5 zeigt typische  $^3\text{He}$  Tiefenprofile im Bodensee am Ende der Stagnationsperiode des Sees. Charakteristisch ist, daß - ausgehend von verschwindenden Konzentrationen von radiogenem  $^3\text{He}$  in der Nahe der Seeoberfläche - die Konzentrationen monoton mit der Tiefe zunehmen und schließlich im Tiefenwasser Konzentrationen erreicht werden, wie man sie aus der bekannten Konzentration der Muttersubstanz Tritium erwartet (gestrichelte Linie). Dieser Befund wird dadurch erklärt, daß während der Stagnation des Sees radiogenes  $^3\text{He}$  nur vom Epilimnium an die Atmosphäre (Konzentration = 0) entweichen kann, während es im Tiefenwasser zurückgehalten wird. Lediglich während der winterlichen Mischungsphase des Sees ist ein Entweichen des während des Sommerhalbjahrs dort angewachsenen  $^3\text{He}$  in die Atmosphäre möglich. Der Unterschied zwischen dem beobachtbaren und dem aus dem radioaktive Zerfall berechneten Gehalt an  $^3\text{He}$  liefert dann die gewünschte Information über die Gastransfergeschwindigkeit  $w$ . Die genaue Bilanzierung erfolgt entsprechend Gleichung (2), wobei jedoch bei Binnenseen laterale

Homogenität angenommen werden kann. Der Einsatz der Methode im Ozean ist wegen der dort sehr viel geringeren Tritiumkonzentrationen meßtechnisch schwierig und bleibt bisher beschränkt auf Sturmphasen, die tiefe Konvektion in der Wassersäule zur Folge haben.

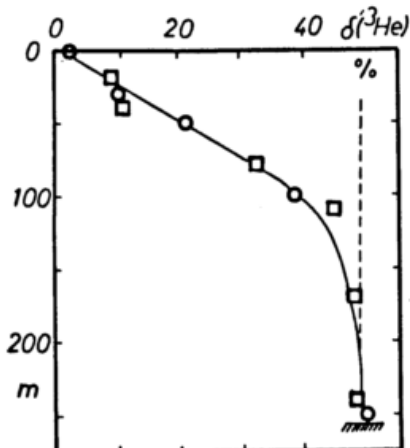


Abb. 5

Abb. 6 zeigt eine Zeitserie von  $^3\text{He}$  Tiefenprofilen im Bodensee aus denen die Evasion des radiogenen  $^3\text{He}$  ersichtlich wird.

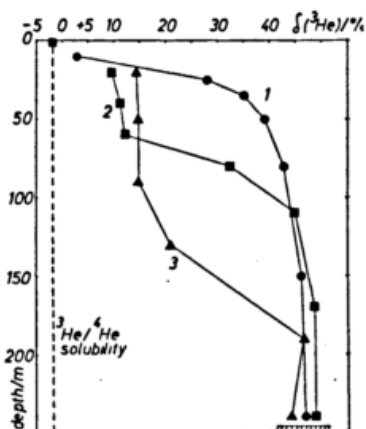


Abb. 6

Eine quantitative Interpretation dieser Ergebnisse (Weiss et al. 1978) liefert (auf  $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ\text{C}$  bezogene) Gastransfergeschwindigkeiten von 1.9 bzw. 3.1 m/d. Die entsprechenden Windgeschwindigkeiten liegen bei 5 bzw. 7 m/sec. Die Auswertung weiterer Experimente dieser Art sind zur Zeit in Arbeit. Nach dem Vorbild dieser Untersuchungen wurde im Frühjahr 1977 im westlichen Mittelmeer während einer 3-tägigen Sturmphase (Mistral, mittlere Windgeschwindigkeit 17 m/sec) ein entsprechendes Experiment durchgeführt. Die Auswertung der experimentellen Ergebnisse dieses Experiments (Weiss und Jenkins 1979) liefert eine auf  $\text{CO}_2$  bezogene Gastransfergeschwindigkeit von 18 m/d. Dieser Wert liegt weitaus höher als alle bisher in der Natur beobachteten Werte.

#### 4 SCHLUSSFOLGERUNG

Unsere Radonmessungen bei JASIN und FGGE und die  $^3\text{He}$ -Messungen im Mittelmeer weisen auf eine starke Zunahme des Gasaustauschs mit der Windgeschwindigkeit hin. Unsere Ergebnisse sind mit dem aus  $^{14}\text{C}$ -Daten gewonnen globalen Mittelwert verträglich, und der Anstieg ist in Übereinstimmung mit Laborexperimenten (Broecker 1979). Um die Windabhängigkeit genauer festzulegen, sind Messungen in sorgfältig ausgesuchten Meeresgebieten nötig. Wir haben abgeschätzt, daß für die Gastransfergeschwindigkeit eine Genauigkeit von 20% erreichbar sein sollte (Roether und Kromer 1979). Die  $^3\text{He}$ -Methode bietet sich zur Anwendung in Binnenseen an.

#### 5 LITERATUR

- Broecker, H.C.: The Role of Bubbles on Gas Exchange. Symposium "Capillary Waves and Gas Exchange" Trier (1979)
- Kromer, B.: Gasaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean - Feldmessungen mit der Radonmethode Dissertation, Heidelberg 1979
- Peng, T.H.; Broecker, W.S.; Mathieu, G.G.; Liu, Y.H.; Bainbridge, A.E.: Radon Evasion Rates in the Atlantic and Pacific Ocean as determined during the GEOSECS Program. JGR, Vol.84, C5, 2471 - 2486 (1979)
- Roether, W.; Kromer, B.: Field Determination of Air-Sea Gas Exchange by Continuous Measurement of Radon-222. Pageoph. 116, 476-485 (1978)
- Roether, W.; Kromer, B.: The Capability of the Radon Method for Deducing a Parameterisation of Air-Sea Gas Exchange. Symposium "Capillary Waves and Gas Exchange", Trier 1979
- Weiss, W.; Fischer, K.H.; Kromer, B.; Roether, W.; Lehn, H.; Clarke, W.B.; Top, Z.: Gas Exchange with the Atmosphere and Internal Mixing of Lake Constance (Obersee). Verh. Ges. Ökologie Kiel 1977, 153-161 (1978)
- Weiss, W.; Jenkins, W.J.: Field Measurements of Gas Exchange during High Wind Speed. (1979) in preparation

# EIN NEUES IN-SITU FLUOROMETER FÜR FLUORESIZIERENDE TRACER-SUBSTANZEN MIT EXAKT LOGARITHMISCHER KENNLINIE, 4 DEKADEN DER KONZENTRATION ÜBERDECKEND.

F. Frügel und C. Koch

IMPULSPHYSIK GmbH, Hamburg 56, W.-Germany

Unter dem Namen VARIOSENS wurde vor etwa 10 Jahren ein neuartiges Fluorometer bekannt, bei dem mittels Lichtimpulsen die Konzentration von Tracer-Substanzen wie Rhodamin WT oder B oder Uranin gemessen wurde. Das Gerät hatte damals einen knapp drei Dekaden überspannenden Meßbereich und erlaubte erst etwa bei Konzentrationen oberhalb von  $10^{-10}$  g/cm<sup>3</sup> exakte Messungen. Mittels einzeln getrimmter Geräte gelang es immerhin [1, 2] den Einfluß der Wasserdurchmischung aufgrund des Windes in einer Versuchsfahrt bis zu einer Konzentration von  $2 \cdot 10^{-11}$  g/cm<sup>3</sup> noch meßtechnisch zu erfassen.

Nachdem in dem vergangenen Jahrzehnt an ca. 70 derartigen Geräten im Außeneinsatz praktische Erfahrungen gewonnen wurden [3] und zahlreiche wissenschaftliche Anregungen anfielen, gelang nun die Entwicklung eines ähnlichen Gerätes, das diesen gesamten Erfahrungsschatz inkorporiert.

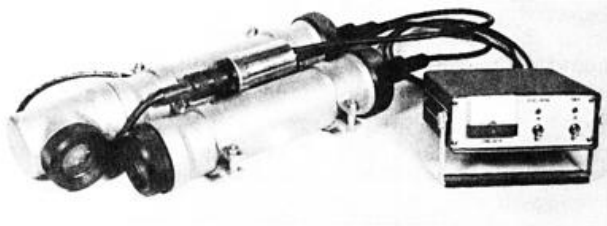


Fig. 1

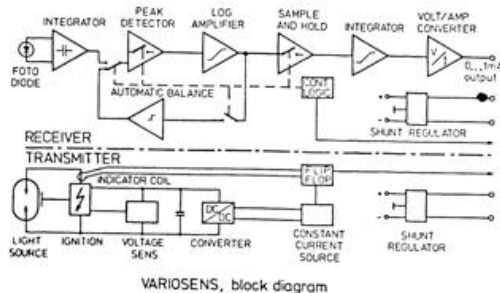


Fig. 2

Im einzelnen haben diese neuen VARIOSENS-Geräte [4] folgende Eigenschaften :

- Der Meßbereich ist exakt eine lin-log-Gerade, die den Meß-Nullpunkt (Ausgangsstrom 0-1 mA dc) bei  $10^{-11}$  g/cm<sup>3</sup> Konzentration Rhodamin WT und den Endwert von 1 mA bei  $10^{-7}$  g/cm<sup>3</sup> schneidet.
- Es wurde ein sog. gating-Prinzip eingeführt. Die Verstärkerschaltung ist nur frei für die Dauer der senderseitigen Emission des jeweiligen Lichtimpulses, der etwa 10 µsec Gesamtdauer hat. Dadurch entfallen alle Rauschstörungen zwischen den Impulsen.
- Es wurde eine neuartige Lampe entwickelt, bei der das Licht einer Kapillarentladung in Richtung auf die Öffnung der Kapillare im sog. "end-on-Betrieb" benutzt wird. Diese Lampe unterliegt keiner Lebensdauerbegrenzung, hat einen stets konstanten Lichtort, d. h., der Lichtstrahl unterliegt keinerlei geometrischen Fluktuationen.
- Mittels Plexiglaskonen an Sender und Empfänger (Fig. 3) kann man bei sehr trübem Wasser auch bei Sichtweiten von nur etwa 10 cm Fluoreszenzmessung oder auch Bestimmung der FTU-Einheiten durch Streulichtmessung durchführen. (FTU = Formazin Turbidity Units).
- Sender und Empfänger können auch bei Verlust von zwei Dekaden der Empfindlichkeit, d. h.  $10^{-9}$  anstelle von  $10^{-11}$  g/cm<sup>3</sup> mittels meterlanger Lichtleiter (Fig. 4) betrieben werden, was für die Anwendung in Strömungskanälen bei Schiffs- oder Dammnachbildungen wichtig ist zur Vermeidung der Strömungsbeeinflussung durch den Körper des Gerätes.

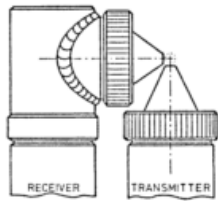


Fig. 3

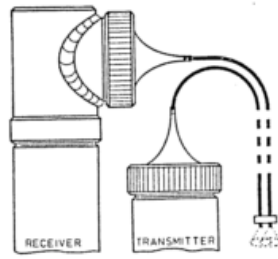


Fig. 4

- f) Sowohl die Stromversorgung wie auch der analoge Ausgangsmeßwert sind derart stromstabilisiert, daß die Länge der Meßkabel, mittels derer das Gerät geschleppt wird, keinen Einfluß hat.
- g) Die Meßgeschwindigkeit ist hoch: 1:10 000 : 1 herauf und herab in etwa je 1 Sekunde. Der Stromverbrauch liegt unter 10 Watt.
- h) Das Gerät kann auch in einer Ultraviolett-Version zur Fluoreszenzmessung von Öl- und Ligninsulfonsäuren gebaut werden. Das Gerät läßt sich bis zu 10 kn, d. h., etwa 5 m/sec schleppen bei Verwendung geeigneter Depresser, wie z. B. mit der von Scripps-La Hoya empfohlenen Form.

Die Oberflächendurchmischung von Wasserkörpern unter Einfluß von Scherwind kann mittels Schnellboot rasch und mit Einsatz nur geringer Mengen Tracer-Farbstoffes untersucht werden. Eine etwa 1 m dicke Wasserschicht wird sehr schnell durch den Windeinfluß durchmischt, die Spitzen der Schaumwellenkämme (wie in dem parallel hierzu vorgetragenen FUMOSENS-Referat behandelt) quantitativ zu feinen Tröpfchen nebelartig zerstäubt.

- Abb. 1 VARIOSENS II - Gerät mit Bord-Einheit zur stabilisierten Stromversorgung. Auch Betrieb aus Trockenbatterien ist möglich.
- Abb. 2 Blockschaltbild des schnellen Log-in situ Fluorometers. Meßbereich 4 Dekaden.
- Abb. 3 Meßprinzip bei Anwendung von Plexiglas-konen zur Messung in sehr trüben Gewässern.
- Abb. 4 Meßprinzip bei Anwendung von Glas-fibern zur Vermeidung von Störung von Strömungen in Modellversuchen.

Literatur :

- 1 Früngel, F., Knütel, W. und Suarez, J.F. Impulslicht-Fluorometer für Messungen von Rhodamin B-Konzentration in Situ. Forschungsbericht BMBW-FB M 71-01, Dez. 1971.
- 2 Früngel, F., Knütel, W. und Suarez, J.F. Impulslicht-Fluorometer in der ozeanologischen Meßtechnik. Meerestechnik 6, 1971, 241. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf.
- 3 Früngel, F. und Koch, C. Fluorometric in-situ Measurements of Water Currents and Mingling of Waters in Cases of Heavy Turbidity, as in Coastal Shoal Areas. IEEE J. of Oceanic Eng. 1976, 42, 43.
- 4 Früngel, F. und Koch, C. Zum Stand der Technik moderner in-situ Fluorometer. Chemie-Technik, 7, Nr. 5, 1978, 217-220.

# EIN NEUES MESSGERÄT FÜR DEN TROPFENFÖRMIGEN WASSERGEHALT DER ATMOSPHÄRE IN NÄHE DER MEERESOBERFLÄCHE (FUMOSENS III).

F. Frügel, K. Ziege und J. Mogensen

IMPULSPHYSIK GmbH, Hamburg 56, W.-Germany

Die Kenntnis der energetischen Austauschvorgänge zwischen der Meeresoberfläche und der darüberliegenden Luftschicht wird zunehmend wichtiger. Bekanntlich ist nun die Sichtweite vergleichsweise gut korreliert mit dem Gehalt der Luft an Wassertropfen [1, 2]. Die Sichtweite direkt über der Wasseroberfläche unterliegt aufgrund der verschieden starken Windversprühung sehr rasch veränderlichen Schwankungen. Die Sichtweite  $V$  in m, der mittlere Tröpfchenradius  $r$  in  $\mu\text{m}$  und die Wassermasse in Tropfenform  $M$  in  $\text{g}/\text{m}^3$  ist in vereinfachter, hier jedoch ausreichender Form wiedergegeben durch die Formel

$$V = \frac{4 \cdot r}{M}$$

Es gelang nun, ein Meßgerät für die Sichtweite nach dem Prinzip der Vorwärtsstreuung des Lichtes zu entwickeln, das ein nur wenige Liter umfassendes Meßvolumen benutzt und 10 Messungen pro Sekunde mittels einer gleich hohen Repetition von Lichtimpulsen ermöglicht.

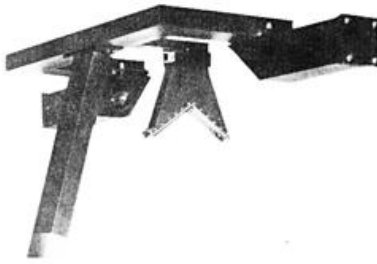


Fig. 1

Der Meßumfang reicht von etwa 25 m Sicht bis herauf zu über 10.000 m. Aufgrund der logarithmischen Kennlinie des Meßprinzips umfaßt der Analogausgang diesen ganzen Bereich. Es sind nun folgende Betriebsarten möglich:

- a) Mittelung der gemessenen Sicht und somit des Wassergehalts über etwa 5 Minuten durch thermische Integration, d. h. durch Aufheizen und Abkühlen.

- b) Trägheitsarme Ausgabe des starken Fluktuationen unterliegenden Ausgangs zwecks weiterer Datenverarbeitung dieser Schwankungen.

Meist wird die Betriebsart nach a) angewendet. Der besondere Vorteil des Gerätes liegt u. a. darin, daß es auch an Bord von Meßbojen einsetzbar ist, weil das Meßvolumen zwar atmosphärisch ungestört, (d. h. ohne Windschatten) gänzlich frei liegt, jedoch keinerlei Reflexe von der Wasseroberfläche stören. Auch können mehrere derartige Geräte vertikal untereinander angeordnet und an einem Mast befestigt werden, um ein vertikales Dichteprofil zu erhalten, etwa um bei starkem Wind und Seegang meßtechnisch aus diesem Profil eine quantitative Auswertung des durch Wind und Wellenkämme versprühten Wassers zu gewinnen.

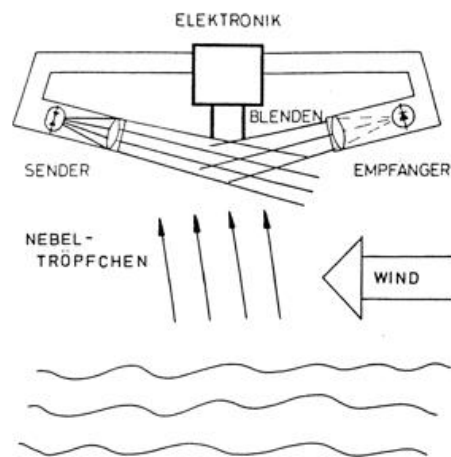


Fig. 2

In rein praktischem Betrieb dient das beschriebene Gerät zur Nebelwarnung und rechtzeitiger Einschaltung von akustischen Nebelsignalen bei z. B. Unterschreitung von 1 sm optischer Sicht.

Das Meßprinzip ist in Abb. 3 dargestellt.

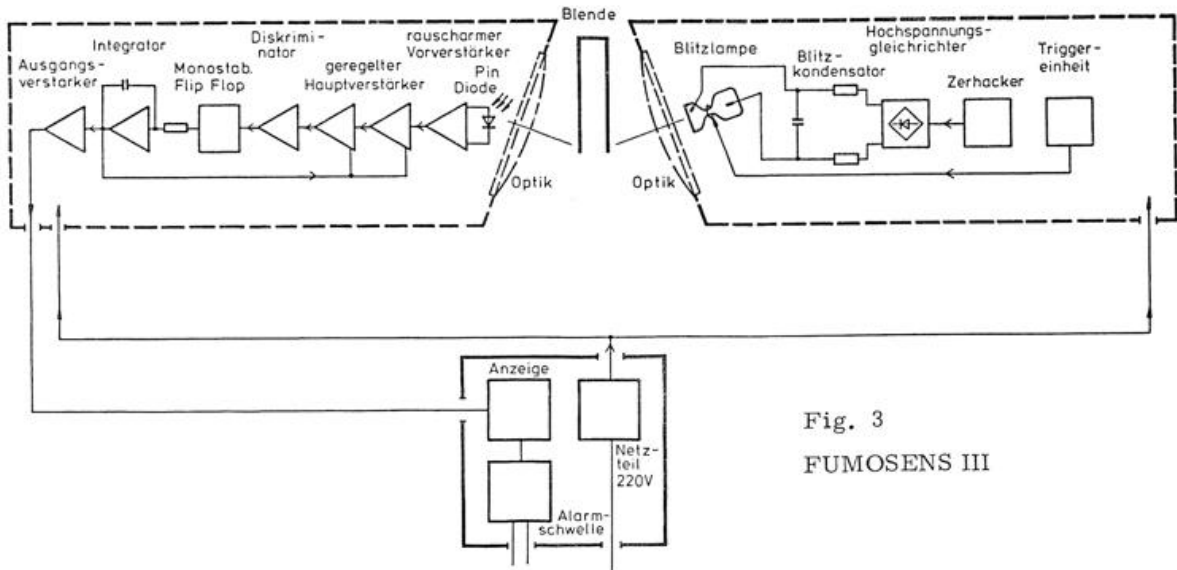


Fig. 3  
FUMOSSENS III

Ein amplitudenstabilisierter Lichtimpulssender mit nahezu punktförmiger Lichtaustrittsfläche (end-on-Prinzip an einem Kapillarende) beleuchtet mit 10 Lichtimpulsen/s das Meßvolumen, das unterhalb eines Doppelblenden-systems liegt. Die Doppelblenden verhindern optische Störungen durch hängende Tropfen. Der Empfänger ist dem Fourier-Spektrum des Lichtes des Senders angepaßt und verarbeitet nur die Amplituden bzw. die aus hohen Fourier-Frequenzen bestehenden empfangenen Streulichtsignale einer Silizium-Fotodiode, die zwecks Ausschaltung des Infrarot eine besonders dünne Diffusionsschicht hat. Sender und Empfänger liegen in luftdichten Gehäusen und sind somit absolut klimageschützt.

Abb. 1 : FUMOSSENS III

Abb. 2 : Meßprinzip des schnell arbeitenden Streulicht-Sichtmeßgerätes FUMOSSENS III zur Messung des Wassergehaltes der Atmosphäre in Nähe der Meeresoberfläche.

Abb. 3 : Blockschaltbild FUMOSSENS III

Abb. 4 : Mastmontage von zwei Geräten zur Gewinnung des vertikalen Gradienten bei Nebel oder bei Meeresoberflächen und starkem Wind, der Sprühnebel und deren Wassergehalt.

Literatur :

- 1 aufm Kampe, H.J. J. Meteor, 7, (1949) 54.
- 2 aufm Kampe, H.J. und Weickmann H.K. J. Meteor, 9, (1952) 167.

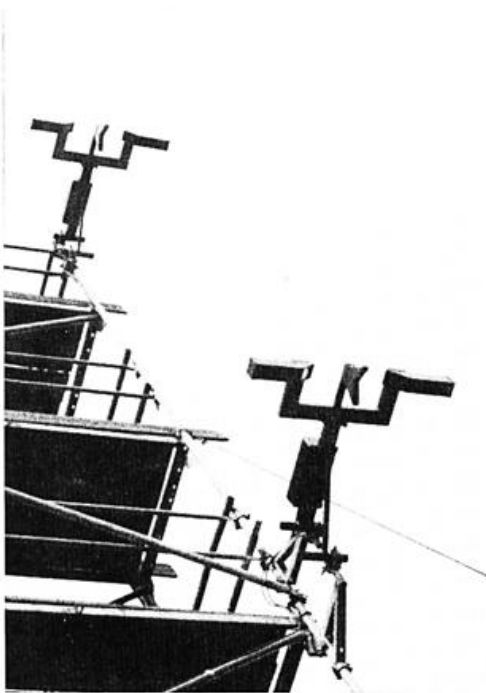


Abb. 4 zeigt eine Mastmontage von zwei derartigen Geräten.