

ANNALEN DER METEOROLOGIE

(Neue Folge)

Nr. 12

Die Meteorologen-Tagung
in Garmisch-Partenkirchen

vom 13. bis 16. April 1977

Offenbach a. M. 1977

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Die für die Veröffentlichung als Vorabdruck zur Meteorologen-Tagung Garmisch-Partenkirchen 1977 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 — 150 — 8

Herausgeber und Verlag:

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt, Frankfurter Str. 135
6050 Offenbach a. M.

INHALT

	Seite
Einführung	
Eröffnungsansprache des Vorsitzenden der DMG e. V. Prof. Dr. H. HINZPETER	1
 1. Ergebnisse des GATE-Experiments	
SIEDLER, G. (Kiel): Ozeanographische Ergebnisse von GATE (Übersichtsvortrag)	3
HINZPETER, H. (Hamburg): Der Stand des GATE-Experiments (Übersichtsvortrag)	7
AUGSTEIN, E. (Hamburg): Entwicklung der ozeanischen Grenzschicht bei starker Einstrahlung und geringen Windgeschwindigkeiten	11
BRÜMMER, B. (Hamburg): Der Massen- und Energiehaushalt einer etwa 1 km hohen Säule über dem GATE-C-Dreieck während gestörter und ungestörter Wetterbedingungen	12
RUPRECHT, E. (Köln): Vertikale Massenflüsse in tropischen Wolkenarealen	14
DENTLER, F.-U. (Offenbach a. M.): Niederschlagseinfluß auf Messungen des turbulenten Windfeldes über der See mit Schalenkreuzanemometern	19
WUCKNITZ, J.; HASSELMANN, D.; KÖNIG, M. (Hamburg): Wassernahe turbulente Vertikalflüsse bei gestörten und ungestörten Bedingungen während GATE	23
FIMPEL, H. P. (Oberpfaffenhofen): Messungen der infraroten Strahlungsflußdichte mit Radiosonden während GATE	26
KÖPKE, P. (München): Bestimmung der atmosphärischen Trübung mittels geostationärem Satelliten während GATE	30
DITTMER, K. (Hamburg): Die hydrodynamische Rauigkeit der Meeresoberfläche bei niedrigen Windgeschwindigkeiten	34
GRAVENHORST, D. (Jülich); MÜLLER, J. (Frankfurt/Main): Spurenstoffkonzentration im Niederschlagswasser an der „METEOR“-Station während GATE ..	37
QUECK, H. (Oberpfaffenhofen): Untersuchungen zur Strahlungsbilanz der Atmosphäre im kurzwelligen Spektralgebiet während GATE	39
Öffentlicher Vortrag (am 13. April abends) von H. FLOHN: Zwischen Eiszeit und Wüste — Streifzüge durch die Klimageschichte (Zusammenfassung)	41
 2. Klima und Klimamodelle	
HASSELMANN, K.; HERTERICH, K. (Hamburg): Klima und Klimavorhersage (Übersichtsvortrag)	42
LEMKE, P. (Hamburg): Stochastische Klimamodelle: Anwendung auf zonal gemittelte Energiebilanzmodelle	47
LEIPOLD, G.; HASSELMANN, K. (Hamburg): Lösung von Bewegungsgleichungen durch Projektion auf Parametergleichungen, dargestellt an der ozeanischen Deckschicht	50

	Seite
REYNOLDS, R. W. (Hamburg):	
Sea surface temperature anomalies in the North Pacific Ocean	52
EGGER, J. (München):	
Zur linearen Theorie des Einflusses von Anomalien der Oberflächentemperatur des Meeres auf die atmosphärische Zirkulation	54
KRAUS, H.; SCHALLER, E. (Göttingen):	
Eigenschaften von Inversionen in verschiedenen Klimagebieten	57
SCHALLER, E.; KRAUS, H. (Göttingen):	
Strahlungsvorgänge in Modellen weiträumiger Inversionen	61
KASTEN, F. (Hamburg):	
Der Einfluß der Bewölkung auf die kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse am Boden	65
GRASSL, H. (Hamburg):	
Die Albedo von Wolken	69
KIRCHNER, M.; MAYER, H. (München):	
Potentielle anthropogene Einflüsse auf die globale Verteilung der Oberflächenalbedo und des Rauigkeitsparameters	72
JUNG, H.-J.; KERSCHGENS, M.; PILZ, U.; RASCHKE, E.; SCHMETZ, J. (Köln):	
Zur Parameterdarstellung der Strahlungseigenschaften von Bewölkung	76
GEB, M. (Berlin):	
Der tatsächliche troposphärische Temperaturtrend auf der Nordhalbkugel 1950—1976	80
HASTENRATH, ST. (Wisconsin, U. S. A.):	
Zirkulationsschwankungen und Klimaanomalien in niederen Breiten	84
HANTEL, M. (Bonn):	
Ein spektrales, eddy-getriebenes Klimamodell	87
DEDENBACH, D. (Bonn):	
Numerisches Lösungsverfahren für ein spektrales zeitlich und zonal gemitteltes globales Klimamodell	91
BYE, J. A. T. (Bedford Park, Australien):	
Meridional heat fluxes in the southern hemisphere	95
CEHAK, K. (Wien):	
Säkulare Schwankungen statistischer Parameter der Lufttemperatur in Wien	97
SCHÖNWIESE, C. D. (Fürstenfeldbruck):	
Ein statistischer Modellansatz zur Reproduktion klimatologischer Schwankungen	101
FLEER, H. (Bonn):	
Telekonnektionen der Niederschlagsschwankungen in den Tropen	105
DRONIA, H. (Hannover):	
Der Temperaturtrend der freien Atmosphäre 500/1000 mbar auf der Nordhalbkugel der letzten 2 Jahre im Vergleich zum Zeitraum 1949—1974	109
HACKER, J. M. (Bonn):	
Vertikaler Eddy-Drehimpulstransport in der Nordhemisphäre	110
MIHAILESCU, I.-F. (Pîngărați, Rumänien):	
Les particularités de l'étagement climatique dans la zone du massif Ceahlau	*)
3. Hydrometeorologie	
LIESCHER, H. J. (Koblenz):	
Stand der Hydrometeorologie (Übersichtsvortrag)	112
HENNING, I.; HENNING, D. (Münster):	
Klimatologische Wasserbilanz von Deutschland	119

*) Manuskript bei Redaktionsschluß (25. 2. 1977) nicht vorgelegen

	Seite
JOHANNSEN, H. H. (Offenbach a. M.): Meteorologie im operationellen hydrologischen Programm	124
DEISENHOFER, H.-E. (München): Meteorologische Probleme bei der Aufstellung eines Niederschlags-Abfluß-Modells im Lech- Wertach-Gebiet	126
HOFFMANN, K. (Offenbach a. M.): Kurzfristige Gebietsniederschläge für hydrologische Vorhersagen	129
TETZLAFF, G.; EGGERS, K. A.; ROTH, R. (Hannover): Wasserhaushaltskomponenten von zwei Inlandsseen in trockener Umgebung	131
FRAEDRICH, K.; BEHLAU, A. (Berlin): Ein einfaches Modell zur Abschätzung der Energiebilanz eines Wasserreservoirs	134
ZICK, CHR. (Berlin): Einflüsse der Seewindzirkulation auf die konvektive Niederschlagstätigkeit in Florida	138
KORFF, CHR.; KORFF, H. C. (Bonn): Klimatologische Beziehung zwischen Niederschlagsgenese und Intensivitätsverteilung	142
KREUELS, R. K.; BREUER, L. J. (Bonn): Strukturanalysen und Statistik des Niederschlages auf Kurzzeitbasis mit 5jährigen Distrometer- messungen	145
BREUER, L. J.; KREUELS, R. K. (Bonn): Vergleich von Regentropfenspektren gleicher Niederschlagsintensität über dem tropischen Atlantik (GATE) und Westdeutschland (Bonn)	149
BEHENG, K. D. (Köln): Numerische Simulation der Graupelbildung	153
ATTMANNSPACHER, W.; ANIOL, R.; HARTMANNGRUBER, R.; RIEDL, J. (Hohenpeißenberg): Automatische Flächenniederschlagsmessungen mit einem C-Band-Radar	157
KUMM, H. (Offenbach a. M.): Vergleichsmessung mit windgeschützten und ungeschützten Niederschlagsmeßgeräten	160
LAUSCHER, F. (Wien): Wege zu einer weltweiten Klimatologie der Schneehöhen	162
CHRISTA, R. (München): Wetter und Lawinen	166
BÖTTGER, A.; EHHALT, D. H.; GRAVENHORST, G. (Jülich): Deposition von Stickstoffkomponenten durch Niederschlag	170
HENNING, D. (Bonn): Zur Gleichgewichtsverdunstung	172
JANSSEN, TH.; GRAVENHORST, G.; EHHALT, D. H. (Jülich): Der Einfluß von Niederschlag auf die Verteilung der Spurenstoffe SO ₂ , NH ₃ , HNO ₃ und HCL in der Troposphäre und Stratosphäre	174
LAUBE, M. (Köln): Numerische Simulation der Regenbildung	176
 4. Stadt- und Landschaftsklima (Umweltschutzaspekte)	
KRAUS, H. (Göttingen): Stadt- und Landschaftsklima (Übersichtsvortrag, nur Kurzfassung)	178
DUNST, M. (Hamburg): Numerische Experimente zu anthropogenen Modifikationen des Stadtklimas	179
BORNSTEIN, E. (San José, Calif./USA): Observation and simulation of urban climates	*)

*) Manuskript bei Redaktionsschluß (25. 2. 1977) nicht vorgelegen

	Seite
TANGERMANN, G. (Mainz): Der Einfluß der Bodenrauigkeit und der thermischen Schichtung auf die Konzentrationsverteilung von Schadstoffen in der Atmosphäre	182
BAHMANN, W.; BEHNKE, W.; RASCHKE, E.; SPOHR, G. H.; STEINER, U.; WARMBIER, G. (Köln): Messungen in der planetarischen Grenzschicht über dem Stadtgebiet von Köln mit einem Schallimpulsgeber (SODAR)	186
HESS, M. (Kraków, Polen): Über die Klimaverhältnisse in Krakau	*)
SCHLAAK, P. (Berlin): Die Auswirkungen der bewaldeten und bebauten Gebiete der Stadtlandschaft von Berlin auf den Niederschlagshaushalt	190
GEHRKE, A.; NÜBLER, W.; WEISCHET, W. (Freiburg i. Br.): Oberflächen- und Lufttemperatur in Abhängigkeit von der Baukörperstruktur (Beispiel Freiburg im Breisgau)	193
HÖSCHELE, K. (Karlsruhe): Konkurrierende Gesichtspunkte der Zielvorstellungen für das Stadt- und Landschaftsklima	197
MACHALEK, A. (Wien): Ein Beitrag zur vertikalen Temperaturverteilung über einer Großstadt	201
ZANELLA, G. (Parma, Italien): Profil der Luftzirkulation in einem Stadtgebiet	205
JENDRITZKY, G.; SÖNNING, W.; SWANTES, H. J. (Offenbach a. M.): Ein Verfahren zur bioklimatologischen Bewertung des thermischen Milieus	209
WALTHER, H.; ROTHE, K. W. (München): Untersuchung von gasförmigen Luftverunreinigungen mit Hilfe von Lasern	211
MALBERG, H. (Berlin): Die lokalklimatischen Wind- und Inversionsverhältnisse von Berlin	213
CARUS, B. (Berlin): Darstellung des zeitlichen Ablaufs von SO ₂ -Verteilungen über Berlin-West im Zeitrasterfilm	218
BÖHLEN, TH.; EIDEN, R. (Mainz): Vergleichende Studie zum Einfluß des Aerosols auf den Energiehaushalt der ruralen und urbanen Atmosphäre	222
ENDLICHER, W. (Freiburg im Breisgau): Luft- und Oberflächentemperaturverteilung auf Großterrassen in Strahlungsnächten	224
FETT, W.; FORTAK, H. (Berlin): Vorhersage möglicher Industrie-Emissionen unter Vorlage immissionsklimatologischer Grenzwerte	226
GOSSMANN, H. (Freiburg im Breisgau): Oberflächen- und Lufttemperaturen zwischen Schwarzwald und Oberrheinebene	228
JAENICKE, R. (Mainz): Bestimmung der atmosphärischen Trübung aus der Brennsur des Sonnenschein- Autographen ..	230
KEULER, P. M. (Offenbach a. M.): Können mit Hilfe von IR-Scanner-Daten Lufttemperaturen in zwei Meter Höhe bestimmt werden?	232
RENGER, W.; RUPPERSBERG, G. H. (Oberpfaffenhofen): Konzept für den Flugzeugeinsatz eines multidisziplinären Lidar-Systems	234
WACHTER, H. (Frankfurt/Main): Unterschiede im kurzzeitigen Verlauf der Lufttemperatur	236
WINKLER, P. (Hamburg): Zum Verständnis des Sommerdunstes	238

*) Manuskript bei Redaktionsschluß (25. 2. 1977) nicht vorgelegen

EINFÜHRUNG

Eröffnungsansprache des Vorsitzenden der DMG e.V., Prof.Dr.H.Hinzpeter

Meine sehr verehrten Damen und Herren!

Im Namen des Vorstandes der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft e.V. und als dessen Vorsitzender darf ich Sie in Garmisch-Partenkirchen zur Meteorologentagung 1977 begrüßen. Dies ist die erste Tagung der Gesellschaft, sie steht aber in der Tradition der Tagungen des VDMG, des Vorgängers unserer gegenwärtigen Gesellschaft, die sich weiter an die bewährten Empfehlungen der "Junge-Kommission" hält: Sie veranstaltet im Abstand von drei Jahren nationale Meteorologen-Tagungen mit Themen, die einen größeren Kreis ansprechen, und in den Jahren dazwischen internationale Seminare, die speziellen Themen gewidmet sind. Solche waren

The Atmospheric Boundary Layer	1973
Radiation	1975
Simulation of large scale atmospheric processes	1976

Die beiden letzten Seminare wurden gemeinsam mit der Arbeitsgemeinschaft "Extraterrestrische Physik" der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (1975) bzw. mit der "American Meteorological Society" (1976) durchgeführt.

Die heute beginnende Tagung ist Gebieten vorbehalten, die z.T. von großer Aktualität sind. Die Auswahl der Themen scheint mir aber auch kennzeichnend für die heutige Situation der Meteorologie zu sein; es sind Themen, die sich der exakten Behandlung noch nicht völlig erschlossen haben, z.T. Themen, bei denen wir die Forschungsziele kennen, aber nicht wissen, ob und auf welchem Wege wir sie erreichen können; aber diese Unsicherheit ist wohl ein Teil jeder Definition wirklicher Forschung.

Dies gilt besonders für die 2. Fachsitzung "Klima und Klimamodelle", deren Problematik bereits bei der Eröffnung der Meteorologentagung 1974 von Herrn Wippermann angesprochen worden ist. Als Klimamodelle definierte er damals ein zweidimensional gemittelttes numerisches Langzeitprognosemodell. Tatsächlich ist ein großer Teil der in der Literatur vorgestellten Modelle von diesem Typ. Dennoch halte ich persönlich Skepsis für gerechtfertigt: es ist fraglich, ob uns die so skizzierten Modelle dem Ziel der Modellierung des Klimas näherbringen können.

Das Thema ist aktuell und deshalb war schon auf der Hamburger Tagung die 2. Fachsitzung der Frage der anthropogenen Klimabeeinflussung gewidmet. Unsere diesjährige 2. Fachsitzung hat demgegenüber die Zielsetzung etwas zurückgenommen und man kann anhand dieser beiden Themen sehr gut die Art erkennen, mit der sich heute Wissenschaftler der Frage des Klimas nähern.

Bezeichnen wir als Klima die Statistik der Zustände des Systems Eis-Ozean-Atmosphäre bei konstanten Randbedingungen (astronomische Parameter, Eigenschaften der festen Erde u.ä.), dann wäre es zunächst wichtig zu wissen, welche Variationen - insbesondere auch niederfrequente - diesem System immanent sind. Sicherlich sind mindestens zur Zeit jene - sehr wichtigen - Fragen nicht durch den Zirkulationsmodellen analoge Modelle zu beantworten. Es ist deshalb notwendig, sich dieser Problemstellung in der Weise, wie es die statistischen Modelle tun, zu nähern.

Das Unvermögen, hierüber Aussagen machen zu können, hat wohl dazu geführt, daß in zahlreichen Arbeiten umgekehrt verfahren wird. Änderungen des Zustandes der Atmosphäre, die unterhalb einer oberen - wohl gefühlsmäßig festgelegten Grenzfrequenz liegen oder deren "Amplitude" einen - ebenfalls wohl gefühlsmäßig festgelegten - Wert überschreitet, werden als Folge von Änderungen der Randbedingungen (Urbarmachung, Änderung der Albedo, Änderung der Verschmutzung der Atmosphäre u.ä.) angesehen. Deshalb wird versucht, durch Variation der Randbedingungen Klimaänderungen zu modellieren.

Ich bin zuversichtlich, daß die Vorträge unserer Tagung uns dem Verständnis unseres Klimas näherbringen werden.

Auch der 4. Themenkreis ist dem Klima - allerdings dem Stadt- und Landschaftsklima - gewidmet. Auf diesem Gebiet werden für die Stadt- und Landschaftspflege zunehmend Gutachten als Planungsgrundlage benötigt. Die Meteorologen sollten auf Grund ihrer Kompetenz wohl am besten in der Lage sein, solche Gutachten abzugeben oder aber die wissenschaftlichen Methoden zu entwickeln,

die es erlauben, bei unveränderten Randbedingungen reproduzierbare Gutachten auszuarbeiten.

Damit habe ich bereits die Bedingungen genannt, die dazu führen, beide Themenkreise dem Klima zuzuordnen: beide Themen sind Randwertprobleme; die numerische Vorhersage ist ein Anfangswertproblem. Wenn wir aber - auch hier wohl zu Recht - das Landschaftsklima als die Statistik von Zuständen bezeichnen, so erscheint es doch gerechtfertigt, dies allein als eine Statistik eines sehr begrenzten Teils der Atmosphäre anzusehen, die wahrscheinlich aus kurzen Laufzeiten deterministischer Modelle abzuleiten ist.

Unsere 3. Fachsitzung dieser Tagung umfaßt Themen der Hydrometeorologie. Aus meteorologischer Sicht ist dies ein Randgebiet, das die Wirkung der Atmosphäre auf den Wasserhaushalt sinnvoll abgrenzbarer Gebiete zum Inhalt hat, damit aber - wie wir insbesondere aus den letzten beiden trockenen Sommern wissen - von großer praktischer Bedeutung ist, denn hierher gehören Fragen von Hochwasservorhersagen ebenso wie solche des Wasserhaushaltes von Trinkwasserspeichern oder der Wasserförderung von Flüssen, die für die Belastbarkeit der Flüsse mit Schadstoffen oder Wärme von Bedeutung sind. Die Abgrenzung dieses Gebietes in der Meteorologie ist etwas schwierig, denn in Fragen des Wasserkreislaufs kann man natürlich auch alle Probleme der Mikrophysik der Wolken und Niederschläge einbeziehen. Der Programmausschuß ist an dieser Stelle pragmatisch vorgegangen.

Die erste, einführende Fachsitzung soll einen Überblick über bisherige Ergebnisse des Experimentes GATE geben, von dessen Planungen auf der Meteorologentagung vor drei Jahren berichtet wurde. Sie hat referierenden Charakter, soweit über den internationalen Stand gesprochen wird, und wird dann speziell, wenn deutsche Teilnehmer ihre ersten Ergebnisse zur Diskussion stellen.

Die Festlegung des Programms dieser Tagung war, wie immer, schwierig. Es lagen über einhundert Vortragsanmeldungen vor und da wir 15 Minuten als Mindestvortragsdauer angesehen haben, ist vorgesehen, einen Teil der angemeldeten Vorträge mit den die meiste Information tragenden Abbildungen als Poster im Foyer auszuhängen. Im Rahmen unserer Gesellschaftstagungen erfolgt dies erstmalig, ist also ein Versuch. Ich persönlich halte einen solchen Posteraushang für sehr sinnvoll, denn der Betrachter hat hier mehr Zeit, ihn interessierende Themen kennenzulernen, als der Zuhörer eines in 15 Minuten ablaufenden Vortrags. Ich bitte alle Damen, die Vorträge zu dieser Tagung angemeldet haben, für diese Aufteilung um Verständnis.

Die Zeitknappheit zwang uns auch, die Zahl der Übersichtsvorträge zu reduzieren. Wir haben uns auf Themen beschränkt, die nicht im letzten Jahr Gegenstand spezieller Symposien in der Bundesrepublik waren, und je ein Thema aus der Ozeanographie und der Planetenforschung ausgewählt. Das erste lag nahe, da unsere Gesellschaft auch die wissenschaftlichen Interessen der Ozeanographen vertritt. Den zweiten Vortrag betrachte ich als einen Teil der Laudatio für den Meteorologen, den die Gesellschaft in diesem Jahr mit der Alfred-Wegener-Medaille auszeichnet.

Meine Damen und Herren, Sie haben bei Ihrer Anmeldung im Tagungsbüro neben den üblichen Unterlagen auch den Abdruck der ausführlichen Zusammenfassungen erhalten. Wir haben dies erstmalig bei unserem Seminar in Hamburg über "Large-scale atmospheric processes" arrangiert und haben dafür die Zustimmung aller Teilnehmer gefunden. Dies ist nur zu erreichen, wenn alle Vortragenden bereit sind, ihre Zusammenfassungen zu einem relativ frühen Zeitpunkt in vorgeschriebenen Formaten abzuliefern. Sie, meine Damen und Herren, haben dies getan, und ich möchte Ihnen für Ihre Zusammenarbeit danken. Der rechtzeitige Abdruck dieser Zusammenfassungen wäre aber ohne die Unterstützung des Deutschen Wetterdienstes unmöglich gewesen und mein besonderer Dank gilt deshalb dem Herrn Präsidenten des Deutschen Wetterdienstes für diese Hilfe.

Die organisatorische Vorbereitung der Tagung lag in diesem Jahr beim Zweigverein München unserer Gesellschaft; ihrem Vorsitzenden, Herrn Schwegler, und seinen Helfern hat die Gesellschaft zu danken. Besonders schwierig und zeitaufwendig war die Arbeit der Programmkommission. Herr Professor van Eimern hat hierfür sehr viel Zeit geopfert; ihm und den anderen Mitgliedern des Programmausschusses, den Herren Prof. Fett, Fiedler, Baumgartner und Flohn, gebührt unser aller Dank.

Ihnen, meine Damen und Herren, danke ich, daß Sie unserer Einladung gefolgt sind und wünsche Ihnen einen erfolgreichen, das heißt, wissenschaftlichen Gewinn bringenden Verlauf der Tagung.

OZEANOGRAPHISCHE ERGEBNISSE VON GATE

G. Siedler

Institut für Meereskunde, Kiel

Nach einem Überblick über die ozeanographischen Meßprogramme von GATE werden Ergebnisse von zwei Teilvorhaben diskutiert: Das "C-Scale Experiment" erfaßt die Entwicklung der ozeanischen Deckschicht im Bereich der Intertropischen Konvergenzzone, und im "Equatorial Experiment" werden Eigenschaften des Äquatorialen Unterstroms untersucht.

1 EINLEITUNG

Die ozeanographischen GATE-Untersuchungen enthielten als direkten Beitrag zum meteorologischen Programm Messungen zur Verteilung der Oberflächentemperatur und zur Wärmebilanz der ozeanischen Deckschicht. Außerdem gab GATE 1974 aber die Möglichkeit, Prozesse in der ozeanischen und der atmosphärischen Grenzschicht gleichzeitig zu erfassen und Wechselwirkungsvorgänge unter den besonderen Bedingungen des tropischen Atlantik zu untersuchen (SCOR WG 43, 1973, ISMG/WMO, 1973, SIEDLER, 1975).

Größtes Interesse fanden bei den Ozeanographen zwei Bestandteile des Programms (Abb. 1): Das "C-Scale Experiment", bei dem es um die Entwicklung der ozeanischen Deckschicht im Bereich der Intertropischen Konvergenzzone ging, und das "Equatorial Experiment", bei dem die Vorgänge in dem nach Osten gerichteten Äquatorialen Unterstrom im Mittelpunkt standen. Auf diese Experimente konzentrierten sich die meisten Arbeitsgruppen.

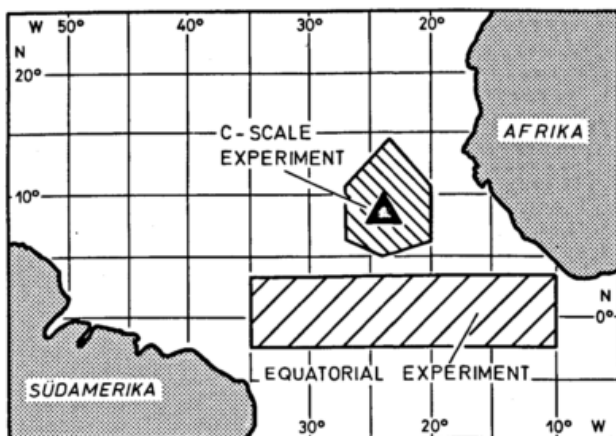


Abb. 1 Karte des tropischen Atlantik mit den Gebieten der ozeanographischen GATE-Experimente.

Gleichzeitig wurden Daten zum "B-Area Experiment" gewonnen, dessen Ziel die Untersuchung von Veränderungen in der Deck- und Sprungschicht in den Raumskalen der tropischen Cloud Cluster war, und zum "A-Scale Experiment", mit dem Änderungen der großräumigen tropischen ozeanischen Zirkulation bis zu Skalen von 2000 km erfaßt werden sollten.

Voraussetzung für die zuletzt genannten Untersuchungen zur B- und A-Scale ist ein weitgehend vollständiger Datensatz aus den Beobachtungen zahlreicher Nationen. Nach dem derzeitigen Stand der Bereitstellung der Datensätze bei den internationalen GATE-Datenzentren können vollständige und hinreichend überprüfte Datensätze dazu nicht vor 1978 erwartet werden. Dagegen sind die Untersuchungen zum "C-Scale Experiment" und zum "Equatorial Experiment" bereits gut vorangekommen, weil hier ein direkter Datenaustausch zwischen den beteiligten Gruppen und eine gemeinsame Bearbeitung, gestützt durch mehrere Workshops, möglich war. Es soll deshalb im folgenden über einige Ergebnisse aus diesen beiden Experimenten berichtet werden.

2 "C-SCALE EXPERIMENT"

Verschiedene Annahmen zur Energie- und Impulsbilanz der ozeanischen Deckschicht (Abb. 2) bilden die Grundlage

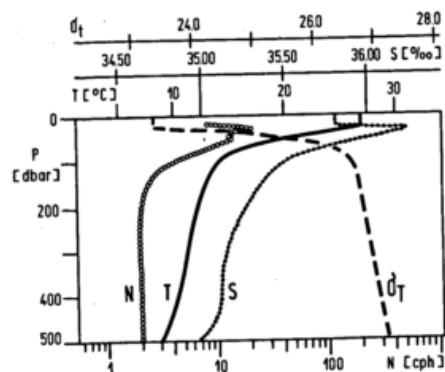


Abb. 2 Mittlere Tiefenverteilung der Temperatur T , des Salzgehalts S , der Dichte σ_T , angegeben in $\sigma_T = (\rho - 1) \cdot 10^3$, und der Stabilitäts(Väisälä)-Frequenz N im C-Scale-Gebiet.

für ozeanische Deckschichtmodelle und damit für eine Vorhersage der Oberflächentemperatur des Meeres (vgl. Niiler, 1975). Es ist bekannt, daß seegangserzeugte Turbulenz, Trägheitsbewegungen in der Deckschicht und Entrainment an der Untergrenze der "homogenen" Schicht eine wichtige Rolle spielen. Weniger klar ist, in welchem Maße die Energieübertragung auf interne Wellen erfolgt und welche Bedeutung quasi-geostrophische Wirbel und Fronten in der Sprungschicht besitzen.

Die ozeanographische Meßtechnik erlaubt es zur Zeit noch nicht, die Energie- und Impulsbilanz vollständig zu erfassen. Im "C-Scale Experiment" wurde stattdessen versucht, wichtige Prozesse und deren dominierende Raum- und Zeitskalen zu identifizieren und deren Änderungen zu atmosphärischen Ereignissen in Beziehung zu setzen. Einige Ergebnisse sollen im folgenden dargestellt werden.

Die Oberflächentemperatur des Meeres ergibt sich bei Vorhandensein einer homogenen Deckschicht unmittelbar aus der Deckschichttemperatur und bei bekannter Sprungschichttiefe damit aus der Wärmebilanz. Die wiederholten Beobachtungen mit in-situ-Salinometern von stationären Schiffen zeigen, daß im Bereich der Intertropischen Konvergenzzone wesentliche Abweichungen von einer Homogenität der Deckschicht auftreten. Insbesondere treten dünne (Größenordnung: 1 dm - 1 m) wärmere oder auch kältere und gleichzeitig salzärmere Schichten an der Oberfläche auf, die offenbar durch Niederschlag und Einstrahlung in den Horizontalskalen der Cloud Cluster oder kleinerer Elemente verursacht werden und dann mit dem Äquatorialen Gegenstrom verdriften. Beispiele zeigen die Abb. 3 und 4.

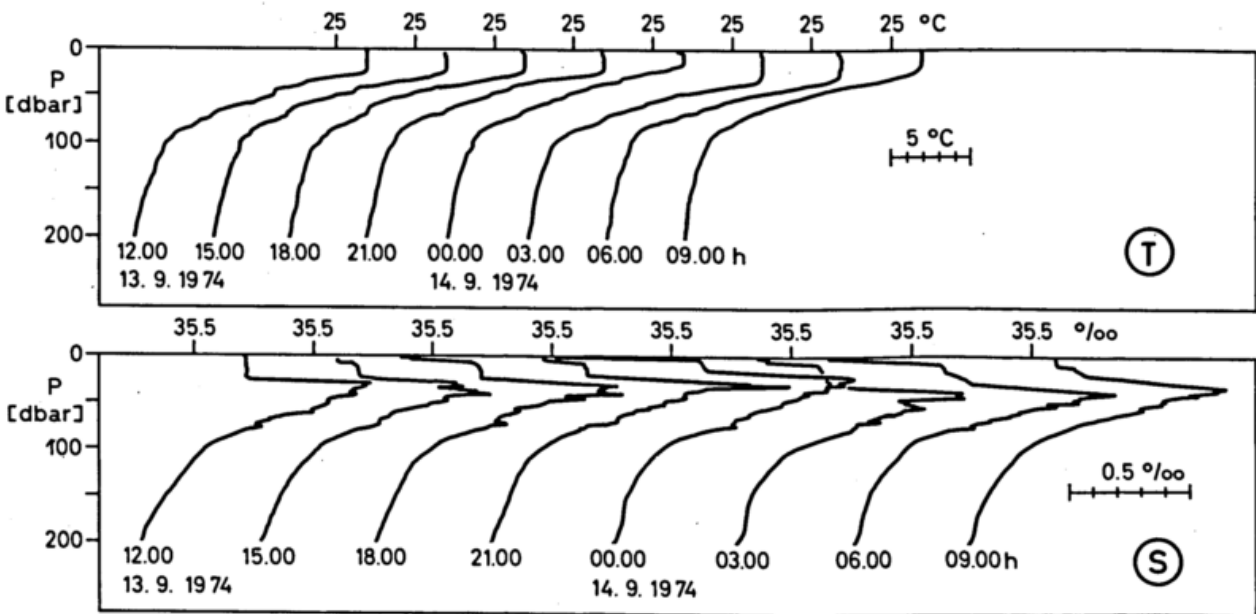


Abb. 3 Zeitfolge von vertikalen Temperatur- (T) und Salzgehalts(S)-Profilen im C-Scale-Gebiet. Dünne Oberflächen sind vor allem in den Salzgehaltsprofilen erkennbar.

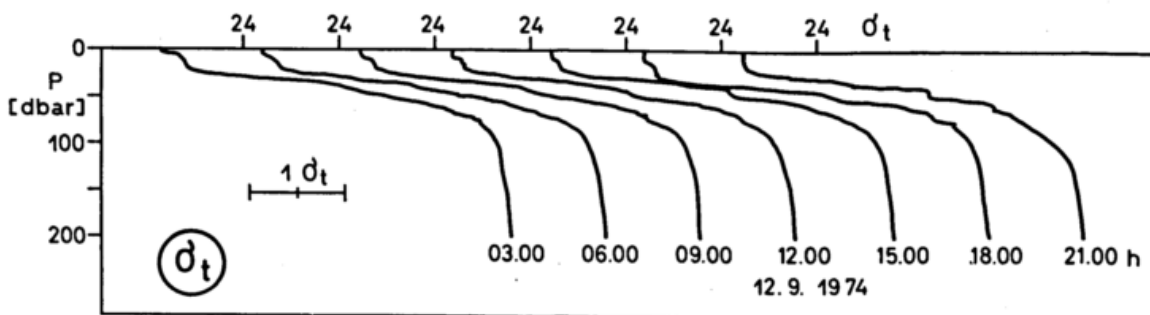


Abb. 4 Zeitfolge von vertikalen Dichteprofilen, angegeben in $\sigma_T = (\rho - 1) \cdot 10^{-3}$. Die Entwicklung einer zusätzlichen Sprungschicht innerhalb der "homogenen" Deckschicht ist erkennbar.

Außerdem treten als Folge erhöhten Windschubs in der Deckschicht kleine Sprungschichten auf, die sich in Zeiträumen einer halben Trägheitsperiode, wie es eindimensionale Modelle vorher sagen (Pollard et al., 1973), nach unten verlagern. H. Peters (unveröffentlicht) hat diese Schichten erfaßt und mit dem Windschub verglichen (Abb. 5).

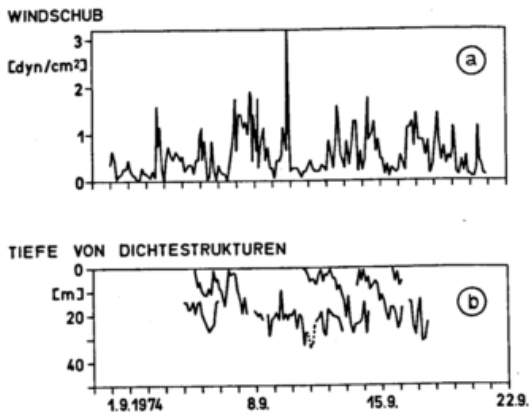


Abb. 5 Zeitverlauf des Windschubs (a) und der Tiefe zusätzlicher Sprungschichten in der ozeanischen Deckschicht (b) im C-Scale-Gebiet (nach H. Peters).

Die horizontale Temperatur-Salzgehaltsverteilung in der Sprungschicht ließ sich durch Schleppgeräte, die regelmäßig auf- und absteigen, erfassen. Dabei wurden Strukturen mit großen Temperaturänderungen auf Isopyknen-Flächen festgestellt, die sich an diesen Stellen vertikal verlagern (J. Woods und Mitarbeiter, unveröffentlicht). Dies deutet auf die Existenz ozeanischer Fronten in der Sprungschicht.

Die Untersuchung interner Wellen, die erstmals mit hoher vertikaler und horizontaler räumlicher Auflösung in der Deckschicht des offenen Ozeans erfaßt werden konnten, führte zu bemerkenswerten Abweichungen der spektralen Eigenschaften von den im tiefen Wasser bisher beobachteten internen Wellenfeldern.

Aus dem tiefen Ozean kennt man im Bereich freier interner Schwerewellen (Garrett u. Munk, 1975) einen Abfall der horizontalen kinetischen Energie mit ω^{-2} (Frequenz ω), ein Plateau im Autospektrum bei der lokalen Stabilitätsfrequenz und einen sehr viel steileren Abfall bei höheren Frequenzen. Im oberflächennahen Bereich der GATE C-Scale tritt das Plateau dagegen bereits bei der niedrigeren Stabilitätsfrequenz des tiefen Wassers auf. Offenbar beherrschen Moden niedriger Ordnung das interne Wellenfeld, während die im Stabilitätsfrequenzmaximum der oberen Sprungschicht geführten inter-

nen Wellen nur geringe Energie besitzen.

Wichtiges Ziel dieses Teils der Untersuchungen war zu klären, ob und wie stark eine Anregung interner Wellen durch das lokale Windfeld stattfinden kann. R. Käse (unveröffentlicht) hat inzwischen zeigen können, daß eine Korrelation zwischen den Windschubänderungen und der Energie im internen Wellenbereich oberhalb der halbtägigen Gezeit mit einer Phasenverschiebung der Größenordnung eines Tages besteht (Abb. 6), wie man sie aus linearen Modellen mit einem Ekman-Ansatz erwarten würde. Darüberhinaus werden zur Zeit Untersuchungen zur Frage der Anregung interner Wellen durch nicht-lineare Wechselwirkung mit dem Seegang ausgeführt.

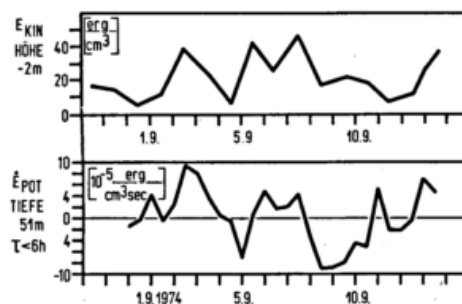


Abb. 6 Zeitverlauf der turbulenten kinetischen Energie des Windfeldes und zeitliche Änderungen der potentiellen Energie im oberen internen Schwerewellen-Frequenzband (Trägheitswellen und halbtägige Gezeiten wurden eliminiert) in der ozeanischen Sprungschicht im C-Scale-Gebiet (nach R. Käse).

Im übrigen findet man in der Oberflächennähe starke Strömungsfluktuationen bei der lokalen Trägheitsperiode von 3 1/2 Tagen. Es ist zur Zeit noch unklar, ob es sich um freie oder um durch das Windfeld erzwungene Schwingungen handelt.

Die bisherige Auswertung der C-Scale-Daten zeigt deutlich die kurzfristige Wirkung von Ereignissen in der atmosphärischen Grenzschicht auf die Schichtung und das Bewegungsfeld des tropischen Ozeans. Aus den weiteren Untersuchungen muß sich erweisen, ob die wichtigsten Prozesse in der Deck- und Sprungschicht identifiziert werden können.

3 "EQUATORIAL EXPERIMENT"

Zwei Stromsysteme beherrschen das Bewegungsfeld am Äquator: Der nach Westen gerichtete Südäquatorialstrom an der Oberfläche und der nach Osten gerichtete

te Äquatoriale Unterstrom in etwa 100 m Tiefe (Philander, 1973).

GATE gab die Möglichkeit, die Struktur des Unterstroms erstmals gleichzeitig von zahlreichen Schiffen aus zu erfassen und zu versuchen, die Wirkung von Änderungen der großräumigen atmosphärischen Bedingungen auf diesen wichtigen Zweig des tropischen ozeanischen Zirkulationssystems kennenzulernen. Ein Netz von Schiffen und Bojen wurde hierfür über den zentralen äquatorialen Atlantik gelegt (Düing, 1974).

Es war vor GATE bekannt, daß der Kern des Unterstroms sich meridional zwischen 2°N und 2°S verschiebt, und es wurde vermutet, daß ein regelmäßiges Mäandrieren des Unterstroms auftreten kann. Die bisherige Auswertung (Düing et al., 1975) zeigt, daß dies während GATE tatsächlich der Fall war (Abb. 7). Die Beobachtungen zeigen eine lange, nach Westen fortschreitende Welle mit einer Wellenlänge von 2600 + 390 km und einer Periode von 16 ± 2 d entsprechend einer Phasengeschwindigkeit von 1,9 m/s.

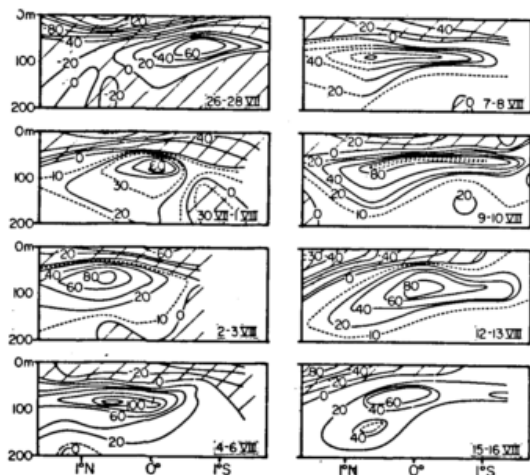


Abb. 7 Zeitfolge der meridionalen Verteilung der Ost-West-gerichteten Strömung im Bereich des Äquatorialen Unterstroms bei 28°W. Die Zahlen an den Isothachen geben die Geschwindigkeit in cm s^{-1} , schraffierte Flächen bezeichnen den westwärts gerichteten Strom (nach Düing et al., 1975).

Es ist noch nicht klar, welcher Entstehungsmechanismus dieser Welle anzunehmen ist. Plötzliche Änderungen der meridionalen Windkomponente könnten eine Verlagerung des Unterstromkerns bewirken. Dies war im Beobachtungszeitraum offenbar nicht der Fall, abrupte großskalige Windänderungen traten nicht auf.

LITERATURHINWEISE

- a) Düing, W.: Review of the Equatorial Oceanographic Experiment. Bull. American Met. Soc. 55 (1974), No. 5, S. 398-404.
- b) Düing, W., P. Hisard, E. Katz, J. Meincke, L. Miller, K.V. Moroshkin, G. Philander, A.A. Ribnikov, K. Voigt, and R. Weisberg: Meanders and long waves in the equatorial Atlantic. Nature 257 (1975), No. 5524, S. 280-284.
- c) Garrett, C. and W. Munk: Space-Time Scales of Internal Waves: A Progress Report. J. Geophys. Res. 80 (1975), No. 3, S. 291-297.
- d) International Scientific and Management Group, World Meteorological Organization (M. Miyake, G. Philander, and Y. Tarbeev) with assistance of SCOR WG 43 (Chairman: G. Siedler): The oceanographic subprogramme for GATE (1973).
- e) Niiler, P.P.: Deepening of the wind-mixed layer. J. Mar. Res. 33 (1975), No. 3, S. 405-422.
- f) Philander, S.G.H.: Equatorial Undercurrent: Measurements and theories. Rev. Geophys. and Space Phys. 11 (1973), S. 513-570.
- g) Pollard, R.T., P.B. Rhines, and R.O.R.Y. Thompson: The deepening of the wind-mixed layer. Geophys. Fluid Dyn. 3 (1973), S. 381-404.
- h) Siedler, G.: GATE - Das Ozeanographische Unterprogramm. Promet 5 (1975), Nr. 4, S. 28-32.
- i) Working Group 43, Scientific Committee on Oceanic Research, International Council of Scientific Unions: SCOR proposal for a GATE oceanographic program (1973).

DER STAND DES GATE-EXPERIMENTS

Hans Hinzpeter

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

Das GARP ATLANTIC TROPICAL EXPERIMENT "GATE" liegt zweieinhalb bis drei Jahre zurück. Etwa vor drei Jahren, Anfang Juni, verließ die METEOR Hamburg; sie kehrte nach erfolgreicher Teilnahme am Experiment am 8.X.74 nach Hamburg zurück. Zwischen diesen Daten liegen die Ein- und Auslaufzeiten der ANTON DOHRN und der PLANET.

GATE war ein Experiment, das man ursprünglich wohl als ein "Pre-GARP"-Experiment bezeichnet hätte. Es hatte das Ziel, einen bestimmten subskaligen Prozeß zu untersuchen und, wenn möglich, zu parametrisieren. Eine erfolgreiche Parametrisierung würde dann die Physik der Modelle der allgemeinen Zirkulation und damit - so hofft man - auch die Güte der numerischen Wettervorhersage verbessern.

Der untersuchte subskalige Prozeß waren die sog. Cloudcluster der tropischen Ozeane. Dies sind Wolkensysteme, die einen Cirrusschirm von einigen 100 km Durchmesser und im allgemeinen eine Lebensdauer von einem halben bis zu einigen Tagen haben. Zu untersuchen ist, wodurch dieser konvektive Prozeß ausgelöst wird, welchen Impuls und welche Enthalpie er in größere Höhen der Troposphäre transportiert. Vereinfacht war die Frage zu stellen: Wird dieser Prozeß durch Wellen in der Troposphäre oder in der Stratosphäre ausgelöst oder löst er solche Wellen aus? Definiert man das GATE-Ziel in dieser Weise, dann ist das Experiment noch nicht beendet, denn die Beobachtungen sind nicht so weit ausgewertet, daß man die Frage nach der Parametrisierung beantworten kann. Dennoch sind zahlreiche Einzeluntersuchungen mit dem vorläufigen Material durchgeführt worden.

Beendet wurde vor 30 Monaten das Feldexperiment und dies wird als erfolgreich angesehen. Es war ein bisher einmaliges Unternehmen, zu dessen Gelingen zeitweise 40 Schiffe sowie insgesamt 13 Forschungsflugzeuge koordiniert eingesetzt werden mußten. Dies erforderte eine fast generalstabsmäßige Planung; sie wurde vor dem Experiment durchge-

führt und nur auf ihrer Grundlage war ein Erfolg des Feldexperiments möglich. Die Planung erforderte aber auch ein Studium der bereits 1972 vorliegenden Satellitenaufnahmen, die Ableitung der jahreszeitlichen Variation der Cloudcluster aus jenen Aufnahmen und eine entsprechende Anordnung der Schiffspositionen. Nach den Voruntersuchungen fiel die Wahl auf den Sommer und Spätsommer. Die Schiffe wurden zwischen dem Äquator und etwa 15°N in einem sog. A-Scale im Abstand von 500 bis 1000 km angeordnet. Bei diesem Gitterabstand konnte man damit rechnen, großräumige Wellen der Strömungsfelder in Stratosphäre und Troposphäre aufzulösen, nicht aber Beobachtungen zur Thermodynamik der Cloudclustersysteme, deren Durchmesser kleiner als der Gitterabstand waren, durchzuführen. Deshalb wurde in ein Gebiet, in dem mit größerer Clusterhäufigkeit zu rechnen war, dem B-Scale Bereich, ein engmaschiges Schiffsnetz von 12 bis 14 Schiffen mit 100 bis 300 km Abstand gelegt, dessen Zentrum etwa 1000 km südwestlich von Dakar lag. Schon bei der Konzeption dieses Ortes war klar, daß zum mindestens ein Teil der Cluster nicht für den Atlantik typisch sein konnte, sondern seinen Ursprung auf dem afrikanischen Kontinent haben mußte. Der Verlauf des Experimentes hat das auch vollständig bestätigt. Da eine genaue Untersuchung der Cluster aber nicht auf die Forschungsflugzeuge verzichten konnte, die neben An- und Abflug auch noch eine ausreichende Flugzeit im Operationsgebiet haben mußten, konnte ein vom Kontinent entfernterer Ort nicht gewählt werden.

Da die Cluster durch einen großen Cirrusschirm bestimmt werden, unter dem mehrere einzelne Konvektionssysteme liegen können, wurde mit 3 Schiffen im Rahmen des B-Scales noch ein C-Scale (100 km Abstand) zur Untersuchung von Konvektionssystemen geschaffen. Diese Lage des B-Scale Gebietes hat sich durchaus bewährt. Die erste Phase war vorwiegend trocken und niederschlagsarm, die ITCZ lag südlich des B-Arrays. Während der zweiten Phase traten zahlreiche Cluster im Array auf.

Zur Auswertung des umfangreichen Datenmaterials wurden die Datenzentren geschaffen: das synoptische Zentrum in Bracknell, das das A-Scalefeld auswerten soll, das Strahlungszentrum in Leningrad, das die Berechnung aller Strahlungsdaten übernommen hat, das Konvektionszentrum in Boulder, Col., das alle für die Konvektionsprozesse wichtigen Messungen - insbesondere jene der Flugzeuge - aufbereitet, das ozeanographische Zentrum in Brest und das Grenzschichtzentrum in Hamburg, das aus allen Bodenbeobachtungsdaten und allen Messungen der Grenzschicht einen homogenen Grenzschichtdatensatz aufstellen soll. Alle Zentren sind etwa ein Jahr im Verzug, nehmen jedoch spätestens seit Ende des Vorjahres keine weiteren Daten mehr an.

Besondere Schwierigkeiten traten bei der Erarbeitung der synoptischen Daten auf. Eine der Grundlagen des GATE-Konzeptes war die Einsatzfähigkeit eines von einem Schiffsradar unabhängigen Windbestimmungssystems. Dieses liegt mit einem Hyperbelverfahren im Längstwellenbereich unter Benutzung der Omega- und VLF-Sender grundsätzlich vor. Bedingung für ihre Einsatzfähigkeit während GATE war allerdings eine günstige Geometrie der Sender und eine ausreichende Leistungstärke. Beides war nicht im erhofften Umfang gegeben. Die verwendeten Empfänger waren im Prinzip leistungsfähig genug, litten aber noch an vielen Krankheiten einer ersten Serie. So hatte z.B. die Omega-Anlage an Bord der METEOR eine Genauigkeit, die der einer Radar-Windbestimmung vergleichbar war, beim Gerät an Bord der PLANET führten nicht erkennbare Fehler der Hardware zu systematischen Fehlern in der Windbestimmung und auch an Bord der ANTON DOHRN führten Fehler an der Hardware zum Ausfall der Windbestimmung. Umfangreiche Fehlersuch- und Korrekturprogramme haben aber insgesamt doch brauchbare Ergebnisse geliefert, die das synoptische Windfeld über dem tropischen Ozean abzuleiten gestatten werden.

Die Anwendung der Daten des gesamten GATE-Bereichs - einschließlich der Kontinente Afrika und Südamerika - auf Zirkulationsmodelle haben gezeigt, daß mit einem ausreichend dichten Datensystem die Genauigkeit der Vorhersage im tropischen Bereich durchaus mit der in den gemäßigten Breiten vergleichbar ist.

Als Teilnehmer an Bord eines Schiffes erlebt man vorwiegend Ereignisse, die für die Grenzschicht und die Konvektion charakteristisch sind. Auf sie soll deshalb etwas eingegangen werden.

Einige Beobachtungen und Auswertungen bestätigen bereits Bekanntes. Cluster

von mehr als 400 km Durchmesser hatten Lebensdauern von 2 bis 5 Tagen, Cluster von 150 bis 400 km Durchmesser eine geringere mit einer maximalen Häufigkeit von einem Tag und die kleineren Cluster von weniger als 150 km Durchmesser hatten eine solche von etwa 15 Stunden.

Obwohl die Cluster z.T. mehrere Tage existierten, zeigt die Zeit ihres ersten Auftretens eine deutliche Tagesvariation. Über dem afrikanischen Kontinent lag diese bei 15 Uhr Ortszeit, also am Nachmittag, sehr ausgeprägt, über dem Ozean hingegen, weniger ausgeprägt, bei 0 Uhr. Dieser inverse Tagesgang über dem Meer wird bestätigt von den Maximalhöhen des Radarechos, die von der Obergrenze der Niederschlagszellen herrühren; diese erreichten ihre größten Höhen ebenfalls während der zweiten Nachthälfte. Noch deutlicher wird dies Phänomen bei der von Weickmann vorgenommenen Durchmusterung der nächtlichen Infrarot-Satellitenbilder. Etwa um Mitternacht oder in den ersten Stunden danach treten die von ihm supernovae-clouds genannten Wolken auf, die sich um diese Zeit sehr schnell entwickeln, große Höhen und damit kalte Obergrenzen erreichen und nach 12 bis höchstens 20 Stunden wieder zerfallen. Obwohl dieses Bild von einigen Autoren als überraschend bezeichnet wird, ist jedoch ein Maximum der Niederschlagshäufigkeiten in der zweiten Nachthälfte ein über allen Ozeanen und auch in höheren Breiten beobachtetes Phänomen.

Merkwürdig an den auf der PLANET beobachteten Niederschlägen war die Tatsache, daß auch bei sehr intensiven und sehr großtropfigen Regenfällen niemals Wolkenhöhen von mehr als 6000 m anhand der Radiosondenaufstiege beobachtet werden konnten, und es ist denkbar, daß so großtropfige Niederschläge aus warmen Wolken gefallen sind, die keine Eisphase hatten, sondern nur durch Koaleszenzprozesse instabil wurden. Ob dies mit der ebenfalls von Weickmann beobachteten Tatsache zusammenhängt, daß die Zahl der Kondensationskerne außerordentlich klein war - nur 1/5 oder weniger der Aitkenkernzahl - ist nicht bekannt. Das für viele unserer Beobachtungen an Bord der PLANET vielleicht typische Bild der Niederschlagsanordnung ist von Reed anhand eines Aufklärungsfluges ausführlich beschrieben worden. Die sog. Squall-line ist in seinem Beispiel etwa 100 km lang und das Niederschlagsgebiet selbst hat nur eine Tiefe von etwa 1 km und ist im Vergleich zur Wolkenfront oder Böenfront nur etwa 20 km breit. Der mit der Böenfront verbundene Windsprung beträgt 90°. Dabei kam es im Einzelfall vor, daß der Wind auf Beaufort 8 auffrischte, 5-6m hohe Wellen aufwarf, die eine völlig glatte

Oberfläche hatten, da der begleitende schwere Niederschlag alle Brecher verhinderte. Derartige Strukturen des Niederschlags traten im Gebiet der Cloudcluster häufig auf und mitunter lagen zwei Squall-lines im Abstand von nur 10 bis 20 km hintereinander. Mit dem Niederschlag trat ein Absinken der Temperatur um etwa 1-3 Grad, verbunden mit einem Rückgang der Wasserdampfkonzentration um etwa 1-2 Promille auf. Insgesamt bestätigt dies das bereits bekannte Bild solcher Erscheinungen. Die Squall-line tritt in Gebieten mit starker vertikaler Windscherung auf. Eine Bodenkonvergenz führt zur Vertikalbewegung und Kondensation, jedoch führt die Windscherung auch zu einer Scherung der Wolke, so daß der meiste Niederschlag hinter dem Gebiet mit der tiefsten Wolkenuntergrenze aus vergleichsweise dünnen Wolken fallen kann. Mit diesem wird Luft aus der Höhe herabgeführt, was bei Verdunstung zu etwa feucht-adiabatischer Erwärmung des Niederschlags und damit zu einer Abkühlung (gegenüber der Temperatur vor Auftreten der Squall-line) unterhalb der Wolkenuntergrenze führen muß. Diese heute als "cold down draft" bezeichnete Erscheinung wurde im wesentlichen bereits Ende der dreißiger Jahre von C.G.Sucksdorf zur Erklärung der Abkühlung durch Sommergewitter herangezogen. Daß es sich dabei nicht um einen abgeschlossenen Prozeß handelt, zeigt das Absinken der Wasserdampfkonzentration im Niederschlagsgebiet. Hinter der Böenwalze muß auch trockene Luft aus größeren Höhen in den Vorgang einbezogen worden sein. Damit führt der Prozeß zu einer Vermischung der Grenzschicht unterhalb der Wolke mit der Wolkenschicht.

Mit den Cloudclustern und speziell mit den in sie eingebetteten Phänomenen der Squall-lines ändert sich das Bodenwindfeld, das Temperaturfeld und die Wasserdampfkonzentration: eine deutliche Änderung des Impuls- und Enthalpieaustauschs zwischen Ozean und Atmosphäre ist in diesen Gebieten zu erwarten. Meine ursprüngliche Annahme, daß der Austausch in solchen Gebieten ein Mehrfaches des Austauschs bei fehlenden Cloudclustern sein würde, ist wohl nur für sehr kleine Gebiete richtig. Zwar transportieren nur wenige hochreichende Konvektionszellen Enthalpie in die obere Troposphäre, die dann von dort in die höheren Breiten gelangt, aber diese Enthalpie ist in den Passatgebieten beider Hemisphären cumuliert und in der Passatgrundschicht zum Äquatorgebiet transportiert worden. Die hochreichenden Konvektionszellen entnehmen dem Ozean ihres Gebietes eine für den gesamten Vertikaltransport vernachlässigbare Enthalpie. Jedoch müssen die erhöhte Windgeschwindigkeit, die verminderte Wasserdampfkonzentration und die verminderte Temperatur zu einer Erhöhung

des Enthalpieaustauschs führen. Die ersten Studien hierüber stimmen nicht völlig überein, einige liefern eine Erhöhung des latenten Wärmeflusses um etwa 30%, des Wärmeflusses um etwa 100%. (Da der Fluß fühlbarer Wärme in diesem Gebiet aber nur etwa 1/5 von dem der latenten Wärme beträgt, ist für den Enthalpiefluß vorwiegend die Änderung des Flusses latenter Wärme von Bedeutung.) Qualitativ stimmt dieses Ergebnis mit Hamburger Auswertungen überein, über die hier noch berichtet werden wird, jedoch ergeben diese geringere Änderungen, als oben gezeigt. Da aber alle Aussagen aus nur wenigen Fällen abgeleitet worden sind, haben sie vorläufigen Charakter.

Bedingt durch die Änderung des Impulsflusses ist auch mit einem Einfluß der Cloudcluster und der Schauertätigkeit auf die Struktur und die Tiefe der durchmischten Schicht des Ozeans zu rechnen. Diese Frage hat der ozeanographische Übersichtsvortrag behandelt. Mich beeindruckte, daß wir häufig Schichten von nur 3-10 m vertikaler Mächtigkeit fanden, die einen um etwa 0,5 Promille geringeren Salzgehalt und eine tiefere Temperatur als die darunterliegenden Schichten aufwiesen und in denen ich "Pfützen" aus Schauerniederschlägen sah. Diese stabile Schicht geringerer vertikaler Mächtigkeit konnte dann auch zu Tagesgängen der Temperatur der Ozeanoberfläche von 1-2 Grad führen, während diese bei stärkerer Durchmischung der Grenzschicht nur wenige Zehntel Grad beträgt. Es zeigte sich jedoch, daß dieser angenommene Einfluß des Niederschlags ein zu einfaches Bild der oberen Deckschicht ist: Impulsfluß und Absorption der Sonnenstrahlung sorgen für eine deutliche Tagesvariation der Tiefe der Deckschicht, worüber einer der Vorträge des Nachmittags berichten wird.

Alle genannten Ergebnisse haben einen vorläufigen Charakter, denn sie basieren auf Daten, die noch nicht auf ihre Konsistenz in den Datenzentren für Ozeanographie, synoptische Daten, Konvektion, Strahlung und Boundary Layer überprüft und korrigiert worden sind. In Hamburg nimmt diese Korrektur und Überprüfung das Boundary Layer Datenzentrum vor. Die Hauptarbeit liegt dabei in der Auswertung der Vergleichsmessungen, die dreimal an zwei Tagen jeweils 10 bis 12 Schiffe zur Boje der METEOR geführten haben. Während dieser Tage wurden die Messungen der Schiffe untereinander und gegen die meteorologische Boje der METEOR verglichen. Die Auswertung dieser Messungen ist weitgehend beendet. Verglichen wurden außerdem die Messungen der Fesselsonden der verschiedenen Schiffe. Diese Auswertung ist noch nicht abgeschlossen.

Die Überprüfung der Messungen der bodennahen Größen haben gute Ergebnisse geliefert, denn es lassen sich nicht nur gute mittlere Korrekturen in der Größe von einigen Zehntel Grad oder etwa einem Meter pro Sekunde für Temperatur bzw. Windgeschwindigkeit angeben, sondern, da die Schiffe verschieden intensiver Einstrahlung, wechselnder Windgeschwindigkeit und verschiedener Anströmrichtung während dieser Tage ausgesetzt waren, lassen sich z.B. die Messungen der Temperatur auch in Abhängigkeit vom Betrag der Globalstrahlung und von der Windgeschwindigkeit korrigieren und der Betrag der Windgeschwindigkeit kann in Abhängigkeit von der Anströmrichtung korrigiert werden. Diese Verbesserungen sind natürlich von Schiff zu Schiff verschieden, können aber auch während der Operation der Schiffe auf ihren Einsatzgebieten angebracht werden, soweit Strahlung und Anströmrichtung bekannt sind.

Dies spricht für die Konsistenz der Schiffsmessungen, aber auch für die Qualität der Bojenmessungen. Das Experiment GATE hat gezeigt, daß die Aussetzung einer solchen Boje und die Genauigkeit ihrer Temperaturangaben von 1/100 Grad nur durch eine größere Gruppe, die über langjährige Erfahrungen auf diesem Gebiet und auch über die Mittel zum Aufbau von entsprechenden Bojen,- Meß- und Datenübertragungssystemen verfügt, gewährleistet werden kann. Die sperrige METEOR-Boje von etwa 20 m Länge mußte während des Experiments mehrfach ausgebracht und aufgerüstet und entsprechend oft wieder an Bord genommen werden. Jedes Manöver ist für eine nicht eingespielte Mannschaft ein außerordentlich großes Risiko. Obwohl diese Messungen einen Schlüssel für die Konsistenz und damit Auswertbarkeit aller Bodenmessungen der GATE-Schiffe bilden, verliefen jene Operationen ohne Zwischenfälle.

Die Bojengruppe wurde vom verstorbenen Professor Brocks ins Leben gerufen; auch das GATE-Experiment hat ihren Wert gezeigt.

ENTWICKLUNG DER OZEANISCHEN GRENZSCHICHT
BEI STARKER EINSTRALUNG UND GERINGEN WINDGESCHWINDIGKEITEN

Ernst Augstein

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

1 GRUNDLAGEN

Die mittlere Amplitude der täglichen Variation der Wasseroberflächen-temperatur in niederen Breiten beträgt nach einer Reihe von Beobachtungen (siehe u.a. Hoerber (1969), Prümm (1976) etwa 0.1 bis 0.2° C. Diese geringen Werte sind trotz der starken Absorption solarer Strahlung in den oberflächennahen Wasserschichten mit einer intensiven turbulenten Vermischung über 15-30 m der Wassersäule zu erklären. Dabei bildet sich eine durchmischte Schicht mit nahezu konstanter vertikaler Temperaturverteilung aus, die von den tieferen Bereichen des Ozeans durch eine statisch stabile Thermocline mit ausgeprägter Temperaturabnahme (Dichtezunahme) mit der Tiefe getrennt ist. Zur modellartigen Simulation der durchmischten Schicht sind bisher zwei Konzeptionen üblich. Der eine von Kraus und Turner (1967) zuerst eingeführte Ansatz unterstellt, dass die vertikale Vermischung durch die infolge der Abkühlung an der Meeresoberfläche bedingte Konvektion und durch die vom Windschub erzeugte mechanische Turbulenz gesteuert wird. Pollard Rhines und Thompson (1973) gehen dagegen davon aus, dass die Entwicklung der durchmischten Schicht nur durch instabile interne Wellen (Kelvin-Helmholtz-Instabilität) an der unteren Dichtediskontinuität kontrolliert wird. Beide Modelle liefern keine zufriedenstellende Simulation der während des GATE gemessenen flachen Deckschichten mit Tagesgängen der Temperatur von etwa einem Grad Celsius bei starker Einstrahlung und schwachen Windgeschwindigkeiten. Demzufolge wurde eine Erweiterung der vorliegenden Modelle vorgenommen, die vor allem in folgenden Punkten besteht:

- a) Die Strahlungsabsorption und der vertikale turbulente Wärmefluss werden in den oberen 10 cm der Wassersäule hoch aufgelöst.
- b) Die Energiedissipation in der durchmischten Schicht und in der Sprungschicht wird berücksichtigt.
- c) Die zur Charakterisierung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität verwandte

Richardsonsche Zahl wird für die Thermocline berechnet mit einer neuartigen Parametrisierung der Schichtdicke.

d) Die Wirkung der von Kraus und Turner sowie der von Pollard et al angenommenen Mechanismen werden gleichzeitig zugelassen.

e) Schliesslich wird die Möglichkeit von Impulstransport im Ozean durch den Seegang in Betracht gezogen.

2 ERGEBNISSE

Mit Hilfe dieser Modellannahmen wird eine recht gute Annäherung der Beobachtungen erreicht. Entscheidende Verbesserungen gegenüber früheren Ansätzen beruhen vor allem auf unserer Darstellung der Richardson-Zahl und auf der verbesserten Behandlung des Wärmefflusses. Die enge Maschenweite der numerischen Rechnungen nahe der Meeresoberfläche erlaubt es nachzuweisen, dass trotz des erheblichen Wärmeverlustes an der Wasseroberfläche der Wärmeffluss im Wasser am Tage bereits bei 5 cm Tiefe abwärts gerichtet sein kann, was zu einer deutlichen Verringerung der Vermischung führt. Das damit verbundene Temperaturmaximum kann zur Folge haben, dass die Temperatur unmittelbar an der Wasseroberfläche um einige Zehntel Grad Celsius höher ist als in der durchmischten Schicht unterhalb von einigen Zentimetern Tiefe. Eine Folge dieses Effektes ist u.a. eine falsche Berechnung des Wärmeaustausches zwischen Ozean und Atmosphäre aufgrund konventionell bestimmter Wassertemperaturen.

3 LITERATURVERZEICHNIS

- Hoerber, H. (1969): "Meteor"-Forschungs Ergebnisse B3, 1-26.
Kraus, E.B. and Turner, J.S. (1967): Tellus 19, 98-105.
Pollard, R.T., Rhines P.B. and Thompson R.O.R.Y. (1973): Geophysical Fluid Dynamics 3, 381-404
Prümm, D. (1976): "Meteor"-Forschungs Ergebnisse B 11, 78-93

DER MASHEN- UND ENERGIEHAUSHALT EINER ETWA 1km HOHEN SÄULE
ÜBER DEM GATE-C-DREIECK
WÄHREND GESTÖRTER UND UNGESTÖRTER WETTERBEDINGUNGEN

Burghard Brümmer

Meteorologisches Institut, Sonderforschungsbereich 94, Universität Hamburg
Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

1 EINLEITUNG

Eines der Hauptziele des GATE 1974 bestand darin, die Massen- und Energiehaushalte verschieden großer, ineinander verschachtelter atmosphärischer Säulen zu bestimmen. Dabei bildete das sogenannte C-Scale-Dreieck, das während der 3. Phase des Experimentes bei 8°N, 23°W von den etwa 100 km voneinander entfernt liegenden Schiffen METEOR, PLANET und FAY aufgespannt wurde, die Grundfläche der kleinsten Säule. Von den drei Stationen wurden in etwa einständlichen Abständen vertikale Profile der Temperatur, der Feuchte und des Windes gemessen. Diese Daten dienten zu einer Untersuchung der Haushalte der Masse, der fühlbaren und latenten Wärme in den unteren 1000 m der Atmosphäre. Dazu werden die mittleren horizontalen und vertikalen Transporte der genannten Größen direkt aus den Meßwerten bestimmt und die Quellen und Senken in den Haushaltsgleichungen der fühlbaren und latenten Wärme, das sind die Strahlung und die Kondensation, unter bestimmten Annahmen mit Hilfe von Modellen berechnet. Dabei ist insbesondere die vertikale Verteilung der Nettokondensation oder -verdunstung in der Wolken-schicht mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet. Die subskaligen (Skala kleiner als das Dreieck) vertikalen Transporte von fühlbarer und latenter Wärme in Abhängigkeit von der Höhe lassen sich dann, wenn ihre Bodenwerte bekannt sind, als Residuum bestimmen.

Die Berechnungen werden für mehrstündige Zeitintervalle durchgeführt. Die stündlichen Radarbilder des Forschungsschiffes OCEANOGRAPHER dienten zur Klassifizierung der großräumigen Wettersituation im C-Scale-Bereich. Die prozentuale Flächenbedeckung mit Radarechos wird dabei als quantitatives Maß dafür genommen, wie stark die Wetterbedingungen durch konvektive Prozesse gestört sind.

2 RESULTATE

Zum Zeitpunkt der Abfassung dieses Abstracts lagen nur Haushaltberechnungen während gestörter Wetterbedingungen vor, deren wichtigste Resultate im folgenden angeführt sind.

Während gestörter Wettersituationen wird eine konvergente Luftströmung in einer relativ dünnen Schicht von 500-800 m Dicke über der Meeresoberfläche beobachtet. Somit fließen wenig oberhalb der Wolkenuntergrenze (etwa 400-500 m Höhe) die Luftmassen großskalig bereits wieder auseinander. Dabei betragen die Werte der bodennahen Konvergenz 10^{-5} bis 10^{-4} sec⁻¹. Das Maximum der mittleren Aufwärtsbewegung befindet sich zwischen 500 und 800 m Höhe und beträgt 400 bis 800 m/Tag. Diese Verhältnisse variieren nur wenig bei unterschiedlichem Radarecho-Bedeckungsgrad.

Die subskaligen Transporte fühlbarer und latenter Wärme in der durchmischten Schicht während schwach gestörter Situationen ähneln denen im ungestörten Passat (Augstein et al., 1973, Holland et al., 1973): der Transport fühlbarer Wärme nimmt mit der Höhe ab und ist an der Wolkenuntergrenze abwärts gerichtet; der Fluß latenter Wärme zeigt eine geringe Abnahme mit der Höhe. Bei stark entwickelter Konvektion dagegen ist der Transport fühlbarer Wärme auch an der Wolkenuntergrenze noch aufwärts gerichtet und der Fluß latenter Wärme nimmt in der durchmischten Schicht mit der Höhe zu.

3 LITERATURHINWEISE

Augstein, E.; Riehl, H.; Ostapoff, F.; Wagner, V.: Mass and energy transports in an undisturbed Atlantic trade-wind flow. Month. Weath. Rev. 101 (1973) Nr. 2, S. 101-111.

Holland, J.Z.; Rasmusson, E.M.:
Measurements of the atmospheric mass
energy and momentum budgets over a
500 km square of tropical ocean.
Month. Weath. Rev. 23 (1973), No. 6,
S. 44-55

VERTIKALE MASSENFLÜSSE IN TROPISCHEN WOLKENAREALEN

Eberhard Ruprecht

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

Eine Methode wird diskutiert, wie aus direkten Beobachtungen innerhalb von tropischen Wolkenarealen die spektrale Verteilung der vertikalen Massenflüsse berechnet werden kann. Die Verteilung der verschiedenen Wolken in einem solchen System kann am besten durch die Gipfelhöhe oder den Vermischungsfaktor beschrieben werden.

Aus den Radarbeobachtungen während der III. Phase von GATE und den zugehörigen Rawinsondenaufstiegen werden die obengenannten statistischen Parameter der Wolkenareale abgeleitet. Durch die Niederschlagsdaten kann das Gleichungssystem geschlossen werden. Mit diesen Größen wird der vertikale Massenfluß der einzelnen Wolkengruppen (spektrale Verteilung) innerhalb der Wolkenareale berechnet.

Die Ergebnisse für verschiedene synoptische Situationen werden diskutiert.

1 EINLEITUNG

Die tropischen Wolkenareale (cloud cluster) spielen für die tropische Zirkulation die Rolle einer Energie- und Niederschlagsquelle. Da sie mit ihrer Größe (< 1000 km) unterhalb der Schrittweite des großskaligen Netzes liegen (subgrid-Prozesse), können sie nur mit Hilfe von Parametrisierungen in die Zirkulationsmodelle eingebaut werden. Dazu ist das Verständnis der internen Vorgänge der Systeme notwendig. Ziel unserer Arbeit ist es, die Wechselwirkung der einzelnen Wolken an dem Aufbau und der Entwicklung der Systeme zu untersuchen, das schließt ein die Bestimmung der Wolkenmassenflüsse - Vertikaltransport von Masse durch die Aufwindschläuche.

Die Intensität des Wolkenmassenflusses eines Wolkenareals ist von großer Bedeutung für den Einfluß des Systems auf die großräumigen Temperatur- und Feuchtefelder.

Neben dem Gesamtmassenfluß ist der Beitrag der verschiedenen mächtigen Wolken an dem Transport, spektrale

Massenflußverteilung, von Interesse. Basierend auf der Parametrisierung von Arakawa und Schubert (1974) sind Versuche unternommen worden, solche Verteilungen zu bestimmen z.B. von Yanai et al. (1973), Ogura und Cho (1973). Sie berechnen die Massenflüsse aus den großräumigen Feldern.

Eine direkte Methode mit analytischen Funktionen für die Wolkenparameter wendet Fraedrich (1976) an. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie aus den Beobachtungen innerhalb der Wolkenareale die spektrale Massenflußverteilung bestimmt werden kann.

2 STATISTISCHE WOLKENPARAMETER DER WOLKENAREALE

Radarbeobachtungen, Radiosondenaufstiege und Niederschlagsmessungen bilden die Basis für die Untersuchung. Die Daten wurden während der Phase III (31.8.-17.9.74) von GATE (GARP Atlantic Research Programme) gewonnen. Mit dem bordeigenen Wetterradargeräte (3 cm) auf WFS "Planet" wurde die 3-dimensionale Echoverteilung in den Wolkenarealen festgehalten. Dazu lief das Gerät in 2 Programmabläufen:

- a) Rotation der Antenne bei konstantem Höhenwinkel ($< 1^\circ$),
- b) schrittweise Änderung des Höhenwinkels von 0 bis 32° .

Die Radarschirmbilder wurden von einer 35 mm - Filmkamera aufgenommen. Die Radarbeobachtungen wurden im Wechsel mit der Ballonverfolgung 10 bis 15 min. in jeder 1/2 Stunde durchgeführt.

Die Radiosonden wurden alle 3 Stunden (00, 03, 06... GMT) von Bord der "Planet" gestartet. Fünf Regenmesser waren an verschiedenen Orten auf dem Schiff angebracht und wurden nach jedem Regen sofort abgelesen. Für die Untersuchung wurden auch die täglichen Niederschlagsmessungen von den anderen Schiffen im Radarsichtkreis (100 km) herangezogen.

Das Ziel den Einfluß der einzelnen Wolken auf das Verhalten des Gesamt-

systems zu verstehen, setzt voraus, daß die Verteilung der Wolken in einem System bekannt ist. Arakawa und Schubert (1974) haben den Begriff der spektralen Verteilung der Wolken eingeführt. Sie haben den Vermischungsfaktor (entrainment) λ als charakteristischen Parameter für die Beschreibung der Verteilung verwandt. Andere Größen für eine solche Beschreibung sind Wolkenfläche, Wolkenradius, Gipfelhöhe u.ä. Diese geometrischen Parameter haben den Vorteil, daß sie direkt meßbar sind, wogegen der dynamische Parameter λ aus verschiedenen Messungen abgeleitet werden muß.

Aus den vorliegenden Radarbeobachtungen können die geometrischen Größen bestimmt werden, jedoch muß das Wort "Wolke" durch "Echo" ersetzt werden. Nur bei der Gipfelhöhe sind Radarecho und Wolke vergleichbar. In zahlreichen Untersuchungen, siehe Diskussion bei Ruprecht (1971), ist der Fehler bei der Bestimmung der Wolkengipfelhöhe anhand von Radarmessungen behandelt worden. Es werden Über- und Unterschätzungen beobachtet. Da in unseren Daten keine systematische Höhenverfälschung mit der Entfernung erkennbar war, wurde Wolkengipfelhöhe gleich Echohöhe gesetzt. Als Gipfelhöhe eines Echos wurde das Niveau angenommen, in dem das Echo zum letzten Mal auf dem Radarschirm sichtbar war bei dem oben beschriebenen Programmablauf b). Die so bestimmten Höhen wurden in Intervalle von 0.5 km, oberhalb 10 km von 1 km, zusammengefaßt.

In Abb. 1 sind zwei Beispiele der Wolkenverteilung gegeben für den 3. und 5. September 1974. Am 3. sind Wolken mit geringen Gipfelhöhen in der Überzahl, die Echos sind klein und unregelmäßig verteilt; am 5. zieht eine Schauerfront über das Schiff hinweg mit großen und organisiert auftretenden Echos. In die Abbildung sind zwei Exponentialfunktionen mit eingezeichnet, die den Abfall der Wolkenanzahl zu großen Gipfelhöhen angeben. Am 3. kann die Verteilung recht gut durch eine solche Funktion wiedergegeben werden. Die mehr gestörte Situation am 5.9. wird nur ungenügend durch eine Exponentialfunktion (nur durch + wiedergegeben) beschrieben.

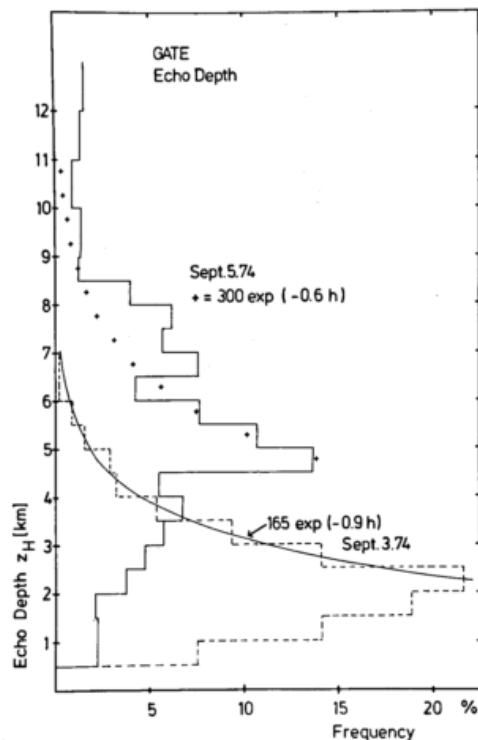


Abb. 1: Mittlere Häufigkeitsverteilung der Radarechos mit der Gipfelhöhe z_H für 3.9. 1974, 18-19 GMT (gestrichelt) und 5.9.1974, 6-6.30 GMT (ausgezogen). Exponentialfunktionen (ausgezogen (3.), + (5.)) geben den Abfall zu den großen Gipfelhöhen wieder.

3 BESTIMMUNG DES VERMISCHUNGSFAKTORS

In dieser Arbeit wird vorausgesetzt, daß die Gipfelhöhe einer Wolke bei gegebenen Temperatur- und Feuchtefeldern der Umgebung ausschließlich von der seitlichen Vermischung (entrainment) abhängt, d.h. Gipfelhöhe z_H ist nur eine Funktion von λ . Mit Hilfe von Darstellungen wie in Abb. 1 kann dann die spektrale Verteilung der Wolken mit λ als Variable bestimmt werden. Wie bei Arakawa und Schubert (1974) werden die Verhältnisse innerhalb der Wolken durch die feucht-statische Energie ($H = c_p T + gz + Lq$) und den Gesamtwassergehalt q ($q = \text{spez. Feuchte, } l = \text{Flüssigwassergehalt}$) beschrieben. Für diese beiden Größen sind die folgenden zwei Gleichungen zu lösen:

$$\frac{\partial H_c(z, \lambda)}{\partial z} = \lambda(H_e(z) - H_c(z, \lambda)) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (q_c(z, \lambda) + l(z, \lambda)) = \lambda(q_e(z) - q_c(z, \lambda) - l(z, \lambda)) \quad (2)$$

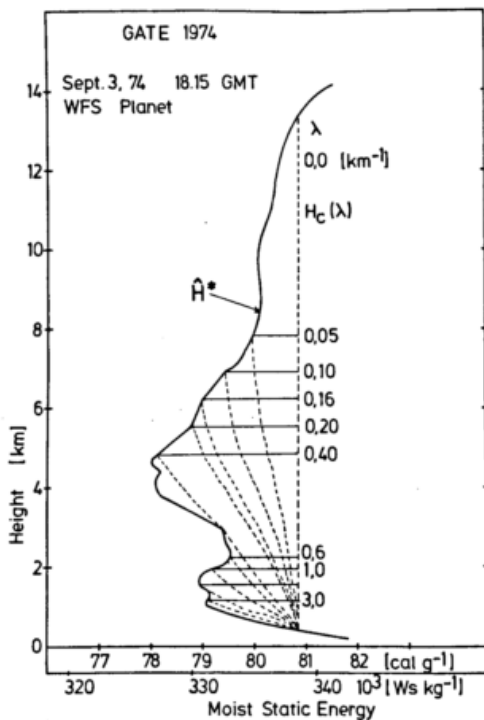


Abb. 2: Vertikalprofile der gesättigten feucht-statischen Energie der Umgebung (plus Flüssigwassergehalt der Wolken) \hat{H}^* und der Wolken $H_c(\lambda)$ mit verschiedenen Vermischungsfaktoren für den Aufstieg am 3.9. 1974, 18.15 GMT.

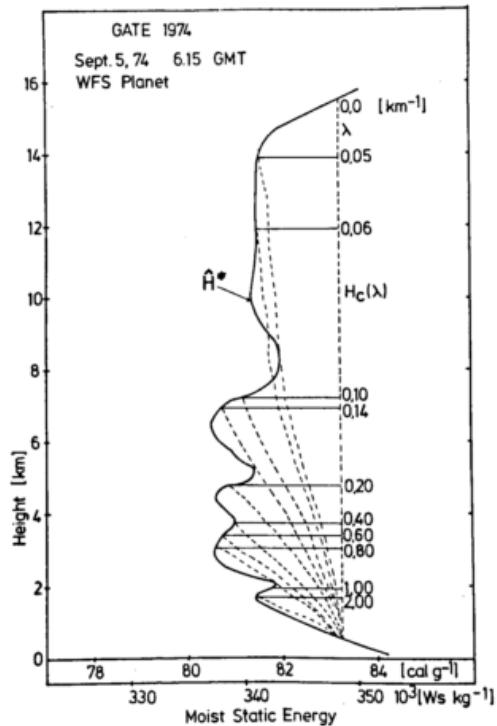


Abb. 3: Vertikalprofile der gesättigten feucht-statischen Energie der Umgebung (plus Flüssigwassergehalt der Wolken) \hat{H}^* und der Wolken $H_c(\lambda)$ mit verschiedenen Vermischungsfaktoren für den Aufstieg am 5.9. 1974, 6.15 GMT.

Der Index c bezieht sich auf die Wolke, der Index e auf ihre Umgebung, wobei H_c und q_c aus den aerologischen Aufstiegen berechnet werden. Das Gleichungspaar gilt für alle Wolken in dem Intervall $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

Mit den folgenden Annahmen können (1) und (2) gelöst werden: λ ist konstant mit der Höhe, innerhalb der Wolke herrscht Sättigung $q_c = q_c^*$, $l = 0$ in der Wolkenumgebung.

$$|H_c(z, \lambda) - \hat{H}^*(z)|_{z_H(\lambda)} = 0 \quad (3)$$

$$\hat{H}^*(z) = H_e^*(z) - \frac{(1+\gamma)Lc_p T_e(z)}{L + \gamma c_p T_e(z)} \cdot |\delta(q_e^*(z) - q_e(z)) - l(z, \lambda)|$$

$\gamma = \frac{L}{c_p} \left(\frac{\partial q_e}{\partial T_e} \right)_p$ aus der Clausius-Clapeyronschen Gleichung, $*$ = Verhältnisse bei Sättigung, $\delta = 0.604$, $l(z, \lambda)$ = Flüssigwassergehalt an der Wolkenobergrenze ($z_H(\lambda)$), die anderen Symbole haben die in der Meteorologie generell benutzte Bedeutung. \hat{H}^* ist die feucht-statische

Die Wolkenobergrenze wird angesetzt in dem Gleichgewichtsniveau mit $T_{vc} - T_{ve} = 0$, wobei in die virtuelle Temperatur der Wolke T_{vc} auch der Flüssigwassergehalt ein- geht.

Diese Bedingung läßt sich mit den feucht-statischen Energien ausdrücken:

Energie für die gesättigte Umgebungsluft \hat{H}^* plus Virtuellenzuschlag und Flüssigwassergehalt an der Wolkenobergrenze. \hat{H}^* ist daher in Wirklichkeit nicht nur eine Funktion von z sondern auch von λ , es ändert sich jedoch nur sehr wenig mit λ , daher wird es nur als von z abhängig dar-

gestellt.

Gleichungen (1)-(3) werden iterativ gelöst mit einer Vertikalauflösung von 20 mb. Die Ergebnisse sind in Form der H^* - und H -Profile mit den Aufstiegen vom 3.9.74^c 18.15 GMT und 5.9.74 6.15 GMT in den Abb. 2 und 3 wiedergegeben. Generalisiert stellt das H^* -Profil die Verhältnisse der Wolkenumgebung dar und die H -Profile die innerhalb der Wolken. Die Schnittpunkte beider markieren die Gipfelniveaus der Wolken mit verschiedener Vermischung.

Die H -Profile erlauben eine Bestimmung der Vermischungsfaktoren für die Wolkenverteilung. Es zeigt sich, daß die unorganisierte Konvektion am 3.9. durch große λ (Maximum 0.6 km⁻¹) charakterisiert ist, die gestörte Situation mit der Schauerfront und organisierten Aufstiegen durch kleine λ (Maximum 0.2 km⁻¹).

4 BERECHNUNG DER MASSENFLÜSSE

Der Massentransport durch die Wolkengrundfläche (Kondensationsniveau z_B) aller Wolken $N(\lambda)$ im Intervall $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ schreibt sich:

$$m_B(\lambda) = N(\lambda) \rho(z, \lambda) \sigma(\lambda) w_0(\lambda) \quad (4)$$

$\sigma(\lambda)$ = Flächenanteil der Wolken an der Störung, $w_0(\lambda)$ = Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis.

Mit der bekannten Beziehung:

$$\lambda = 2\alpha/r \text{ mit } \alpha = 0.1,$$

r = Radius des Aufwindschlauches, läßt sich σ berechnen. Wenn man zylindrische Wolken annimmt, gilt:

$$\sigma = 4 \cdot 10^{-6} / \lambda^2.$$

Da λ mit der Höhe konstant angenommen wird, ist folglich auch die Wolkenfläche höhen-unabhängig. Aus den aerologischen Aufstiegen wird jeweils das Hebungskondensationsniveau bestimmt und dementsprechend ρ berechnet, d.h. die Dichte ist für alle Wolken gleich. Aus (4) erhält man dann:

$$m_B(z_H) = 4 \cdot 10^{-6} \cdot \rho \cdot \frac{N(z_H)}{\lambda^2} w_0(z_H) \quad (5)$$

Wegen der eindeutigen Beziehung zwischen λ und der Gipfelhöhe z_H haben wir in (5) z_H als Variable gewählt.

Bis auf die Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis $w_0(z_H)$ sind alle Größen auf der rechten Seite von (5) bekannt. Aus unseren Messungen können wir w_0 nicht direkt ableiten. Wir verfahren daher so, daß wir uns die Geschwindigkeit zuerst vorgeben und später zu verifizieren versuchen. Ähnlich gehen Ogura und Cho (1973) bei ihrer Berechnung der Massenflußverteilung vor.

Die Wolkenbasis liegt am 3.9. in 450 m, am 5.9. in 380 m mit einer labilen (3.9.) bzw. stabilen (5.9.) Grund-

schicht. Wegen dieser Verhältnisse wurde für w_0 am 3.9. der größere Wert 3 ms^{-1} angenommen gegenüber 1 ms^{-1} am 5.9. (Abb. 4).

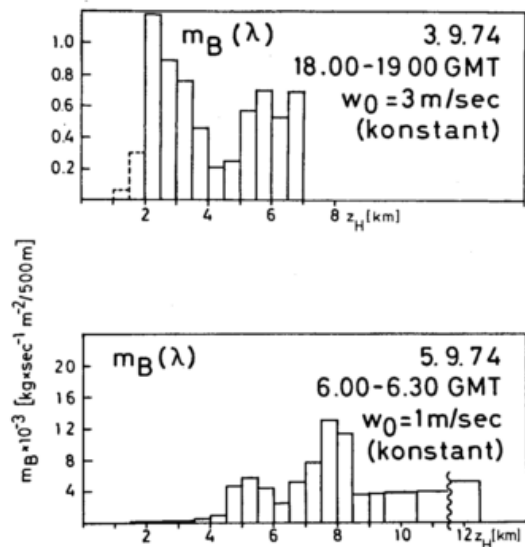


Abb. 4: Spektrale Massenflußverteilung für die Wolken mit verschiedenen Gipfelhöhen z_H am 3. und 5.9.1974.

Die Massenflußverteilung ist bimodal mit einem Maximum für die niedrigen und einem zweiten für die mächtigen Wolken. Diese Form der Verteilung, die auch Ogura und Cho (1973), Cho und Ogura (1974) und Nitta (1975) durch die indirekte Ableitung gefunden haben, läßt sich aus Gleichung (5) - gleichsinniges Verhalten von N und λ - erklären.

Die Struktur der Massenflußverteilung im Wolkenbasisniveau wird bestimmt durch die Wolkenanzahl und den Vermischungsfaktor. Die Vertikalgeschwindigkeit beeinflusst zwar die Größe der Massenflüsse, aber wenig die Struktur der Verteilung, das wird bestätigt durch die Ergebnisse mit einer Variation von w_0 . Die bimodale Form bleibt erhalten sowohl bei proportional zur Gipfelhöhe anwachsenden als auch abnehmenden w_0 .

Zur Abschätzung der Größenordnung der Vertikalgeschwindigkeit wird die hydrologische Bilanz herangezogen. Austin und Houze (1973) haben diese Methode auf Radarbeobachtungen angewandt. Die Wasserbilanzgleichung wird für jede Wolke von der Wolkenbasis z_B zum Gipfelniveau z_H integriert. Mit den Annahmen, daß der Vermischungsfaktor λ und der Wolkenmassenfluß $m(\lambda)$ mit der Höhe konstant sind, läßt sich das Integral berechnen.

Aus den direkten Niederschlagsmessungen an Bord der Schiffe im 100 km

reis des WFS "Planet" und aus den Radarbeobachtungen werden die Niederschlagsraten bestimmt: 0.3 mm/h am 3.9., 13.3 mm/h am 5.9. Mit einer mittleren Effektivität aller Wolken von 5, d.i. das Verhältnis von ausfallendem Niederschlag zu dem Nettoanteil des in der Wolke produzierten Flüssigwassergehaltes (Kondensation minus Verdunstung), berechnen sich die Vertikalgeschwindigkeiten w_0 zu: 1.2 ms^{-1} am 3.9. und 1 ms^{-1} am 5.9.

Der am 5.9. für unsere Berechnung angenommene Wert ($w_0 = 1 \text{ ms}^{-1}$) stimmt mit dem hier bestimmten überein, am 3.9. haben wir jedoch eine 2.5fach zu hohe Vertikalgeschwindigkeit vorausgesetzt. Wegen der geringen Regemengen und der damit verbundenen Fehlermöglichkeit bei der Bestimmung des Flächerniederschlags muß der Wert am 3.9. mit einer größeren Unsicherheit angenommen werden.

5 DISKUSSION

Die direkten Beobachtungen innerhalb von tropischen Wolkenarealen während der III. Phase von GATE erlauben es, die Massenflußverteilung abzuleiten. Die Ergebnisse basierend auf den großskaligen Feldern (Ogura und Cho, 1973; Cho und Ogura, 1974; Nitta, 1975) konnten bestätigt werden, die Verteilung ist bimodal (Abb. 4). Viele kleine und nur wenige mächtige Wolken tragen am meisten zum Massenfluß bei. Eine Diskontinuität in der Beziehung zwischen Gipfelhöhe und Vermischungsfaktor im Bereich für mittelhohe Wolken muß als Ursache des Minimums der Verteilung angesehen werden. Für flache und mächtige Wolken ist der Zusammenhang zwischen z_H und λ verschieden. Diese Tatsache ergibt sich aus den Verhältnissen in der Wolkenumgebung, dargestellt durch die H-Profile (Abb. 2 und 3). Die Diskontinuität fällt zusammen mit der Schicht, in der das Minimum von H^* beobachtet wird.

Die Übereinstimmung der Wolkenverteilung (nach der Gipfelhöhe), wie sie aus den Radarbeobachtungen abgeleitet wurde (Abb. 1) und wie sie sich aus den H-Profilen ergeben würde, zeigt, daß die Annahme Wolkenhöhe gleich Echohöhe (im Bereich von 0.5 km) und die Annahme über den Einfluß der Vermischung auf die Gipfelhöhe zutreffend gewählt sind.

Das zentrale Problem bei der anschließenden Massenflußberechnung ist die Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit an der Wolkenbasis. Arakawa und Schubert (1974) versuchen, diese Größe aus den Eigenschaften der planetarischen Grenzschicht zu bestimmen. Wir gehen hier von dem hydrologischen Zyklus aus und berechnen w_0 mit Hilfe der gemessenen Niederschlagsraten. Die Ergebnisse bestätigen in etwa unsere früher angenommenen Werte, w_0 variiert

zwischen 1 bis 2 ms^{-1} .

Die Vertikalgeschwindigkeit ist jedoch keine kritische Größe für die Form der Massenflußverteilung. Sie bestimmt zwar den absoluten Wert der Massenflüsse, auf die bimodale Struktur hat sie nur geringe Wirkung. Diese ergibt sich allein aus der Wolkenverteilung $N(z_H)$ und λ .

LITERATUR

- (1) ARAKAWA, A. und W.H. SCHUBERT: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. J.Atm.Sci., 31, (1974), 674-701
- (2) AUSTIN, P.M. und R.A. HOUZE, Jr.: A technique for computing vertical transports by precipitating cumuli. J.Atm.Sci., 30, (1973), 1100-1111
- (3) CHO, H.R. und Y. OGURA: A relationship between cloud activity and low-level convergence as observed in Reed-Recker's composite easterly waves. J.Atm.Sci., 31, (1974), 2058-2065
- (4) FRAEDRICH, K.: A mass budget of an ensemble of transient cumulus clouds determined from direct cloud observations. J.Atm.Sci., 33, (1976), 262-268
- (5) NITTA, T.: Observational determination of cloud mass flux distribution. J.Atm.Sci., (1975), 32, 73-91
- (6) OGURA, Y. und H.R. CHO: Diagnostic determination of cumulus cloud populations from observed large-scale variables. J.Atm.Sci., 30, (1973), 1276-1286
- (7) RUPRECHT, E.: Eine Untersuchung über den Zusammenhang zwischen den Schauerhöhen und dem Zustand der Atmosphäre. Meteor. Rundschau, 24, (1971), 34-42
- (8) YANAI, M., S. ESBENSEN und J. CHU: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. J.Atm.Sci., 30, (1973), 611-627

NIEDERSCHLAGEINFLUSS AUF MESSUNGEN DES TURBULENTEN
WINDFELDES ÜBER DER SEE MIT SCHALENKREUZANEMOMETERN

FRANK-ULRICH DENTLER

Deutscher Wetterdienst

Zusammenfassung : Der Quotient aus Windgeschwindigkeit und Umfangsgeschwindigkeit eines Schalenkreuzes ergibt sich als Lösung der Bewegungsgleichung des Systems im stationären Fall. Die Einbeziehung von niederschlagserzeugten Drehmomenten in diese Gleichung führt zu einer Vergrößerung dieses Quotienten. Allerdings sind diese Abweichungen, die sich in zu gering angezeigten Werten der mittleren Windgeschwindigkeit manifestieren, selbst unter ungünstigen Bedingungen (große Regenintensität, geringe Windgeschwindigkeit) in der Größenordnung von 2-3 %. Wegen seiner Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit führt dieser Fehler dazu, daß sowohl der vertikale Impulsfluß mittels des Gradientansatzes als auch die Reibungskoeffizienten fehlerhaft bestimmt werden, wobei die Größenordnung dieses Fehlers im Bereich von 1 bis 2 % liegt.

1 EINFÜHRUNG

Die Bestimmung vertikaler Gradienten der mittleren Windgeschwindigkeit in der atmosphärischen Grenzschicht setzt Windsondierungen hoher Genauigkeit voraus. Ein Faktor, der die Qualität der aufgezeichneten Winddaten beeinträchtigen kann, ist der Niederschlagseinfluß auf die Anzeige der verwendeten Meßgeräte. Eine genauere Untersuchung dieses Fehlers erscheint gerade im Hinblick auf die Auswertung der Windprofildaten, die während des GATE-Experiments gewonnen wurden, wegen der Häufigkeit und Intensität der dort beobachteten Niederschläge sinnvoll. Diese vertikalen Profile der mittleren Windgeschwindigkeit wurden vom Meteorologischen Institut der Universität Hamburg mit Schalenkreuzanemometern am Mast einer gewichtsstabilisierten Boje gemessen.

Im Folgenden soll deshalb der Niederschlagseinfluß auf die Registrierungen von Schalenkreuzanemometern untersucht werden; dabei kommt es darauf an, neben den aerodynamischen Drehmomenten niederschlagserzeugte Momente in die Momentengleichung einzuführen.

2 DAS ERSATZSYSTEM

Die statische Eichung eines Schalenkreuzanemometers ist gleichbedeutend mit der Ermittlung des Quotienten aus der Windgeschwindigkeit v_h und der Umlaufgeschwindigkeit u des Schalenkreuzes. Analytisch ergibt sich dieser Quotient als Lösung der Bewegungsgleichung im stationären Fall.

Von den verschiedenen mathematischen Ansätzen zur Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften von Schalenkreuzen soll das bei SCHRENCK (1929) beschriebene Ersatzsystem Verwendung finden, da es die

Einbeziehung regenerierter Drehmomente in anschaulicher Weise und mit relativ geringem numerischen Aufwand gestattet.

Die Berücksichtigung aerodynamischer Drehmomente allein führt bei diesem Ansatz zu einer konstanten Lösung, der Anemometerkonstanten A . In praxi ist dieser Quotient allerdings noch windgeschwindigkeitsabhängig. Um dennoch diesen Ansatz verwenden zu können, werden die Ergebnisse aus den Modellrechnungen mit Niederschlagseinfluß so dargestellt, daß sie von der speziellen Wahl der Anemometerkonstanten unabhängig sind.

Das bei SCHRENCK (1929) beschriebene Ersatzsystem geht von einem Paar hemisphärisch geformter, in Ruhe befindlicher Schalen aus (Abb. 1). Dieses Schalenpaar werde mit den Geschwindigkeiten v_h - u bzw.

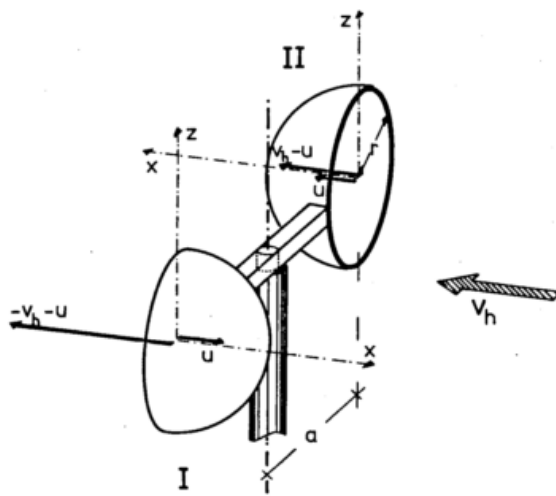


Abb. 1 Darstellung des Ersatzsystems mit Koordinatensystemen und Geschwindigkeiten.

$-v_h - u$ der tatsächlichen Schalen angeströmt. Man nimmt dann an, daß das so bestimmte Gesamtdrehmoment dem über eine Umdrehung einer Schale gemittelten entspricht. Die Bewegungsgleichung hat dann die Form

$$M_d = \pi r^2 a \frac{g_1}{2} \{ c_{I} (-v_h - u)^2 + c_{II} (v_h - u)^2 \} \quad (1)$$

(r Schalenradius, a Armlänge, g_1 Luftdichte, c_I und c_{II} Widerstandsbeiwerte der Schalen), wenn nur die aerodynamischen Kräfte berücksichtigt werden.

Der Niederschlagseinfluß läßt sich dann durch Aufnahme weiterer, durch die Impulsübertragung von den Regentropfen verursachter Drehmomente darstellen. Dazu müssen sowohl die Zahl der Tropfentreffer pro Zeiteinheit auf den Oberflächen der Schalen als auch die bei jedem Zusammenstoß wirksame Impulsänderung eines Tropfens bestimmt bzw. durch weitere Annahmen abgeschätzt werden.

3 DIE NIEDERSCHLAGSERZEUGTEN DREHMOMENTE

Der Impuls eines Tropfens der Masse m läßt sich bezüglich eines schalenfesten Koordinatensystems beschreiben durch

$$\vec{p}(D) = m (\vec{v} - \vec{u}) \quad (2)$$

wobei v der Vektor der Tropfengeschwindigkeit und u der Vektor der Umfangsgeschwindigkeit des wirklichen Schalenkreuzes sind. Vernachlässigt man den Einfluß der vertikalen Windscherung in der Grenzschicht auf die Tropfengeschwindigkeit \vec{v} , so läßt sich \vec{v} zerlegen in die Windgeschwindigkeit v_h und die Gleichgewichtsfallgeschwindigkeit w_t . Diese ist nach GUNN und KINZER (1949) eine eindeutige Funktion der Tropfenmasse bzw. des daraus abgeleiteten äquivalenten Tropfendurchmessers D , $D = \sqrt{6m/\pi \rho_w}$. Da die quantitative Erfassung der Wechselwirkung zwischen Schale und Tropfen auf große Probleme stößt, müssen weitere Modellannahmen eingeführt werden. Ohne die Physik des Problems wesentlich zu verletzen, kann man die Gesetze der Punktmechanik anwenden, wobei auch von den Stoßgesetzen Gebrauch gemacht werden soll.

Nimmt man nun an, daß der Impuls eines Tropfens, der auf die äußere Oberfläche der Schalen trifft, elastisch reflektiert, der Impuls eines Tropfens, der auf die innere Oberfläche der Schalen trifft, dagegen durch ideal inelastischen Stoß von dem System aufgenommen wird, so erhält man quantitative Beziehungen für die Impulsübertragung im Sinne einer Maximalabschätzung für den Niederschlagseffekt.

Kollidiert ein Tropfen mit einer Schale, so kann von seiner gemäß den Stoßgesetzen bestimmten Impulsänderung nur der in der Rotationsebene des wirklichen Schalenkreuzes liegende Anteil drehmomenterzeugend wirken.

Dann erhält man unter Berücksichtigung des Reflexionsgesetzes an Kugeloberflächen für die wirksame Komponente der Impulsänderung eines Tropfens, der eine äußere

Oberfläche trifft:

$$\Delta p' = 2m |\vec{v} - \vec{u}| (\cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi \cos \alpha + \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi \sin \alpha) \quad (3)$$

Dabei ist $\alpha = \arcsin(w_t/|\vec{v} - \vec{u}|)$, $\alpha < 0$ und ϑ, φ sind sphärische Koordinaten auf den Schalenoberflächen.

Die wirksame Komponente der Impulsänderung eines die innere Oberfläche der Schalen treffenden Tropfens ist

$$\Delta p = m |\vec{v} - \vec{u}| \cos \alpha \quad (4)$$

Ein Luftvolumen enthalte nun n_D Tropfen des Durchmessers D im Einheitsvolumen. Dann treffen pro Zeiteinheit N_D

$$N_D = n_D (-w_t) \quad (5)$$

Tropfen auf eine horizontale Flächeneinheit. Die Teilchenstromdichte I ist dann

$$I = N_D / \sin |\alpha| \quad (6)$$

(s. Abb. 2).

Die Zahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit das Innere der Schale II treffen, kann dann geschrieben werden als

$$Z = N_D \pi r^2 \cot |\alpha| \quad (7)$$

mit $\alpha = \arctg(w_t/(v_h - u))$, $\alpha < 0$.

Auf den äußeren Schalenoberflächen ist die lokale Häufigkeit von Tropfentreffern auch bei räumlich und zeitlich konstanter Stromdichte eine Funktion der Ortskoordinaten:

$$dz = I r^2 \cos^2 \vartheta \cos \varphi d\vartheta d\varphi \quad (8)$$

Die Kraft, die durch elastische Stöße auf eine äußere Oberfläche ausgeübt wird, erhält man durch Integration der Gleichung 3 über dz .

Damit erhält man als Gleichung für das an Schale I durch Tropfentreffer erzeugte Drehmoment:

$$M' = -N_D \pi r^2 a \cot \alpha \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\pi/2 - \alpha}^{\pi/2 + \alpha} p'(\alpha, \vartheta, \varphi) \cos^2 \vartheta \cos \varphi d\vartheta d\varphi \quad (9)$$

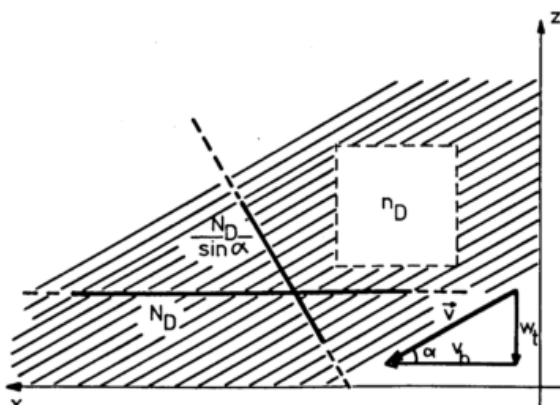


Abb. 2 Einige Niederschlagsparameter.

Das entsprechende Drehmoment an der Schale II setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Aus einem Drehmoment, das durch inelastische Stöße auf die innere Oberfläche verursacht wird,

$$M = -N_D m r^2 a \pi (v_h - u) \cot \alpha_{II} \quad (10)$$

und einem Moment, das durch elastische Stöße von Tropfen auf eine schmale Zone an der äußeren Oberfläche erzeugt wird,

$$M' = -N_D m r^2 a \cot \alpha_{II} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\pi/2}^{\pi/2 + \alpha_{II}} \int_0^{\pi} \rho(\alpha_{II}, \vartheta, \varphi) \cos^2 \vartheta \cos \varphi d\vartheta d\varphi \quad (11)$$

Um das gesamte, von Regentropfen erzeugte Drehmoment zu berechnen, ist über alle vorkommenden Tropfendurchmesser zu summieren. Im Allgemeinen ist jedoch die tatsächliche Verteilung der Tropfendurchmesser in einem Niederschlag nicht bekannt. Vielfach gelingt es aber die Niederschlagsintensität R ausreichend genau zu bestimmen. Dann läßt

$$M = a r^2 \frac{g_1}{2} \pi \left\{ c_{II} (v_h - u)^2 + c_I (-v_h - u)^2 + \frac{2n_0}{6g_1} \int_{0.1}^{5.8} (-w_t) D^3 \cdot \left[-\pi (v_h - u) \cot \alpha_{II} + 2 \sqrt{(v_h - u)^2 + w_t^2} \cdot \left[\cot \alpha_{II} \left(\frac{\alpha_{II}}{2} - \frac{1}{3} \sin 2\alpha_{II} + \frac{1}{24} \sin 4\alpha_{II} \right) - \frac{\pi \sin^4 \alpha_{II}}{8} \right] + 2 \sqrt{(-v_h - u)^2 + w_t^2} \cdot \left[\cot \alpha_I \left(\frac{\alpha_I + \pi}{2} - \frac{1}{3} \sin 2\alpha_I + \frac{1}{24} \sin 4\alpha_I \right) + \frac{\pi \sin^4 \alpha_I}{8} \right] \right] \cdot 10^{-6} \cdot e^{-\Lambda D} dD \right\} \quad (13)$$

Die numerische Behandlung erfordert eine von Null verschiedene untere Grenze. Da der Integrand von (13) für kleine Tropfendurchmesser rasch sehr klein wird, kann man, ohne nennenswerten Fehler in Kauf nehmen zu müssen, die Integration bei 0.1 [mm] Tropfendurchmesser beginnen lassen. Die obere Grenze ergibt sich aus dem Experiment: Tropfen deren Durchmesser größer als 5.8 [mm]

sich mit Hilfe einer universellen Verteilungsfunktion die Zahl der Tropfen pro Durchmesserintervall als Funktion der Niederschlagsintensität bestimmen. Dazu wird von der Tropfengrößenverteilung nach MARSHALL und PALMER (1949) Gebrauch gemacht:

$$n(D) = n_0 e^{-\Lambda D} \quad (12)$$

mit $n_0 = 8000 [\text{mm}^{-1} \text{m}^{-3}]$ und $\Lambda = 4.1 \cdot R^{-.21} [\text{mm}^{-1}]$. Dabei ist $n(D)$ die Zahl der Tropfen vom Durchmesser D bis $D+dD$ im Einheitsvolumen. Daher läßt sich in Gleichung 5 n_D durch $n(D)$ ersetzen. Beachtet man, daß sowohl die Fallgeschwindigkeit w_t als auch die beiden Winkel α_I bzw. α_{II} Funktionen von D sind, erhält man durch Einsetzen von (12) in (5) und Integration der Gleichungen 9, 10 und 11 über alle vorkommenden Tropfendurchmesser das gesamte niederschlagserzeugte Drehmoment.

Damit erhält die Bewegungsgleichung des Ersatzsystems bei Vorhandensein von Niederschlag die Form

ist, werden im freien Fall in der Atmosphäre instabil und zerplatzen.

4 ERGEBNISSE

Die Gleichung 13 läßt sich für den stationären Fall approximativ mit numerischen Methoden lösen. Als Lösungen erhält man

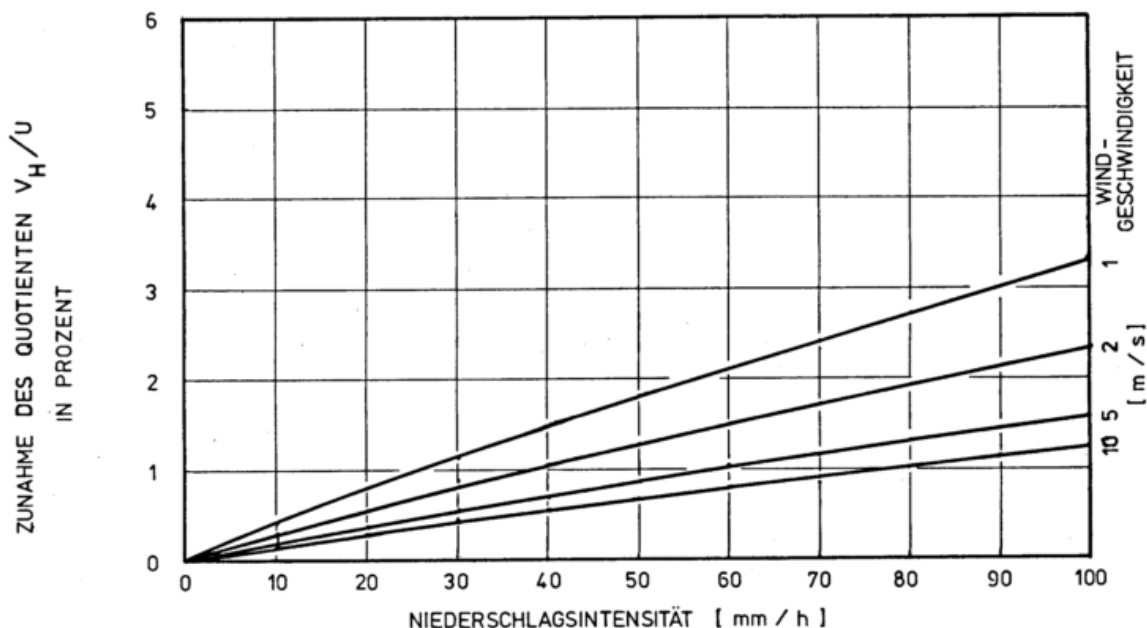


Abb. 3 Änderung des Quotienten v_h/u als Funktion der Regenintensität R für verschiedene Windgeschwindigkeiten v_h bei Verwendung der Verteilungsfunktion nach MARSHALL u. PALMER.

wieder Quotienten v_h/u , die von der Niederschlagsintensität R und von der Windgeschwindigkeit v_h abhängig sind. Um, wie eingangs erwähnt, weitestgehende Unabhängigkeit der Lösungen von der Anemometerkonstanten A zu erreichen, stellt man zweckmäßiger Weise die mit A normierte Differenz $v_h/u - A$ dar (Abb. 3).

Wie die Abbildung zeigt, besteht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Größe des Fehlers und der Regenintensität. Andererseits nimmt der Fehler mit wachsender Windgeschwindigkeit zunächst sehr rasch, bei höheren Geschwindigkeiten jedoch nur noch wenig ab. Diese Tendenz entnimmt man aus der starken Drängung der Kurvenschar bei höheren Windgeschwindigkeiten. Die Abbildung zeigt weiterhin, daß der Niederschlag immer zu einer Vergrößerung des Quotienten v_h/u , d.h. zu einer Verringerung der Umdrehungsgeschwindigkeit u , führt. Das bedeutet auch, daß im Regenfall eine zu geringe Windgeschwindigkeit mit der Anemometerkonstanten bestimmt wird.

Allerdings ist diese Abweichung, wie man der Abb. 3 entnimmt, selbst bei intensiven Niederschlägen relativ klein. Man wird sie deshalb in den meisten Fällen, zumal es sich um eine Maximalabschätzung handelt, vernachlässigen können.

Bei der Anwendung der vorstehenden Ergebnisse auf vertikale Profile der mittleren Windgeschwindigkeit ist von Bedeutung, daß die Variation des Quotienten v_h/u mit der Windgeschwindigkeit relativ gering ist. Bei den über See vorkommenden Windscherungen werden die Gradienten selbst bei starken Niederschlägen nur sehr wenig beeinflusst, wie die untenstehende Tabelle 1 zeigt.

In der gleichen Größenordnung liegen die Fehler bei der Berechnung von Reibungskoeffizienten. Hier kompensieren sich die Fehler aus der Bestimmung des Gradienten und der Windgeschwindigkeit weitestgehend.

R mm/h	v_{h10} m/s	v_{a10} m/s	f_{gr} %	f_{c_D} %
10	6.828	6.816	0.12	0.15
30	6.828	6.795	0.32	0.37
50	6.828	6.777	0.51	0.52
70	6.828	6.759	0.68	0.67
90	6.828	6.742	0.85	0.90
100	6.828	6.734	0.93	0.97
50	1.366	1.345	0.84	1.42
50	2.731	2.701	0.61	1.04
50	6.828	6.777	0.51	0.52
50	13.656	13.571	0.49	0.30
50	20.485	20.366	0.48	0.22

Tab. 1 Angezeigte Windgeschwindigkeit v und relativer Fehler f_{gr} bei der Bestimmung des vertikalen Gradienten der mittleren Windgeschwindigkeit sowie relativer Fehler f_{c_D} bei der Berechnung von Reibungskoeffizienten c_D aus Windprofilen bei verschiedenen Werten der Regenintensität R und der Windgeschwindigkeit v_h .

5 SCHLUSSBEMERKUNG

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist zu berücksichtigen, daß von einem relativ einfachen Modell eines Schalenkreuzanemometers Gebrauch gemacht wird. Andererseits besitzen die Tangentialkräfte bei dem vorstehenden statischen Ansatz ein Maximum. Man kann daher erwarten, in Verbindung mit den Annahmen über die Impulsübertragung und die Tropfenspektren wenigstens zu einer Maximalabschätzung des Niederschlagsfehlers zu gelangen.

6 LITERATUR

- Bock, K.H.: Untersuchungen über die Konstruktion von Schalenanemometern für Feinstrukturmessungen. Dipl.Arbeit, unveröffentl.
- Brocks, K.; Krügermeyer, L.: The Hydrodynamic Roughness of the Sea Surface. In: Gordon (Ed.), Studies in Physical Oceanography 1. New York: Gordon u. Breach 1972. S.75-92.
- Caldwell, D.R.; Elliott, W.P.: Surface Stresses produced by Rainfall. J. phys. Oceanogr. 1, s.145-148.
- Caldwell, D.R.; Elliott, W.P.: The Effect of Rainfall on the Wind in the Surface Layer. Boundary-Layer Meteor. 3, S.146-151.
- Gunn, R.; Kinzer, G.: The Terminal Velocity of Fall for Waterdroplets in Stagnant Air. J. Meteor. 6, S.243-248.
- Krügermeyer, L.: Vertical Transport of Momentum, Sensible and Latent Heat from Profiles at the Tropical Atlantic during ATEX. Meteor. Forsch.-Ergebn. B.11.
- Marshall, J.S.; Palmer, W.Mck.: The Distribution of Raindrops with Size. J. Meteor. 5, S.165-166.
- Schrenck, O.: Über Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke. Z. Techn. Phys. 2, S.57-66.
- Wucknitz, J.: Schwankungen des Horizontalwindes in der wassernahen Luftschicht. Dipl. Arbeit, unveröffentl.

WASSERNAHE TURBULENTE VERTIKALFLÜSSE BEI GESTÖRTEN UND
UNGESTÖRTEN BEDINGUNGEN WÄHREND GATE

J. Wucknitz, D. Hasselmann, M. König

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg und
Sonderforschungsbereich 94 "Meeresforschung", Hamburg

Während GATE zeigen die turbulenten Vertikalflüsse von latenter und sensibler Wärme bei konvektiven Störungen charakteristische Erhöhungen. In der Meßphase III erhöht sich der Fluß latenter Wärme um etwa 10 % gegenüber ungestörten Perioden, während beim (wesentlich kleineren) Fluß sensibler Wärme eine Erhöhung um etwa den Faktor 4 beobachtet wird.

Messungen der vertikalen Gradienten von Windgeschwindigkeit, Temperatur und Feuchte bestätigen die Stabilitätsfunktionen nach der "Keyps" Formel bzw. nach Dyer. Für die neutralen Transportkoeffizienten ergibt sich: $c_D = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $c_H = c_E = 1,3 \cdot 10^{-3}$. Die direkte Bestimmung der Flüsse auf der seegangsbewegten Boje wird ermöglicht mit Hilfe gleichzeitiger Messung der 6 Bojenbewegungskomponenten.

1 EINLEITUNG

Während GATE wurden auf der Boje des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg Messungen der wassernahen turbulenten Vertikalflüsse von Impuls, latenter und sensibler Wärme durchgeführt. Die gewonnenen Daten ermöglichen die Berechnung dieser Flüsse nach unterschiedlichen Methoden: Nach der aerodynamischen ("bulk-") Methode während fast des gesamten GATE Meßzeitraums, nach der Gradient-("Profil-") Methode während etwa 50 % der Zeit, nach der direkten ("eddy correlation") und der Dissipations-Methode während etwa 10 % der Zeit. Mit Hilfe der beiden erstgenannten indirekten Methoden wurden die Flüsse sowie deren Variationen in konvektiven Störungen z.T. kontinuierlich gewonnen. Die zeitweise durchgeführten direkten Bestimmungen dienen der Kontrolle der bei den indirekten Methoden erforderlichen Koeffizienten und der notwendigen Voraussetzungen. Diese Kontrolle ist insbesondere bei gestörten Bedingungen, d.h. bei Niederschlag sowie instationärem und inhomogenem Feld, notwendig.

2 "BULK-" FLÜSSE WÄHREND GESTÖRTER UND UNGESTÖRTER PERIODEN

Das Verhalten der turbulenten Flüsse in Störungen wurde untersucht mit

Hilfe der sog. "bulk-" Formeln: Impulsfluß τ , Fluß sensibler Wärme H und Fluß latenter Wärme E werden wie folgt berechnet:

$$\tau = c_D \rho U_{10}^2 \quad (1)$$

$$H = -c_p c_H U_{10} \Delta \theta_{10} \quad (2)$$

$$E = -l c_E U_{10} \Delta q_{10} \quad (3)$$

Die turbulenten Transportkoeffizienten c_D, c_H, c_E wurden einheitlich $= 1,4 \cdot 10^{-3}$ gesetzt (Pond et al., 1971; Dunckel et al., 1974).

Zunächst wurden "Störungen" definiert aufgrund des zeitlichen Temperaturverlaufs. Während ungestörter Perioden ist die Temperaturdifferenz Luft - Wasser klein und ziemlich konstant (etwa $-0,5$ bis $-1,5$ °C). Die gestörten Perioden beginnen meistens mit einer raschen Abkühlung (in wenigen Minuten) um 2 bis 4 °C, gefolgt von einer allmählichen Wiedererwärmung (in einigen Stunden). Die Abkühlungsphasen sind fast durchweg mit Niederschlag, leichter Abnahme der spezifischen Feuchte und kurzzeitiger Windzunahme gekoppelt. Es liegt nahe, diese Erscheinungen mit kalten, trockenen "downdrafts" in Verbindung zu bringen, s. Zipser (1969). Während einer Störung ergibt sich eine erhebliche Zunahme des Flusses sensibler Wärme, im wesentlichen infolge

der starken Zunahme der Temperaturdifferenz Luft-Wasser. Die (geringere) Zunahme des Flusses latenter Wärme beruht dagegen vorwiegend auf der Zunahme der Windgeschwindigkeit. Während Meßphase III traten während der Hälfte der Zeit Störungen nach obiger Festlegung auf. Die "bulk"-Flüsse ergeben sich, getrennt gemittelt für gestörte und ungestörte Perioden, wie folgt (in W/m^2):

	gestört	ungestört
H	20	5
E	112	103
H+E	132	108

Neben der Zunahme der Zufuhr latenter Energie während der Störungen dürfte die erhöhte Zufuhr sensibler Wärme in die subcloud layer eine Rolle spielen für den Lebenszyklus konvektiver Systeme, da letztere zur Labilisierung der stabil geschichteten "downdraft" Luft beiträgt.

3 BESTIMMUNG DER FLÜSSE NACH DER GRADIENT-METHODE

Die Messung der vertikalen Gradienten von Windgeschwindigkeit, Temperatur und spezifischer Feuchte ermöglicht die Bestimmung der turbulenten Flüsse mit Hilfe der Flußgradientbeziehungen:

$$\tau = \rho k^2 (dU/d \ln z)^2 / \phi_H \quad (4)$$

$$H = -c_p \rho k^2 (dU/d \ln z) (d\theta/d \ln z) / \phi_H \phi_E \quad (5)$$

$$E = -1 \rho k^2 (dU/d \ln z) (dq/d \ln z) / \phi_H \phi_E \quad (6)$$

Die Transportkoeffizienten werden nicht benötigt, notwendig ist aber die Kenntnis der Stabilitätsfunktionen $\Phi(z/L)$, des Schichtungsparameters z/L und der von-Karman Konstanten k . Gegenüber Meßfehlern sind die Gradienten in den Gleichungen (4), (5), (6) wesentlich empfindlicher als die in den "bulk"-Formeln (1), (2), (3) benötigten Meßwerte in einer Höhe. Nur bei sehr hohem meßtechnischen Aufwand liefert die Gradientmethode daher verlässlichere Flußwerte als die "bulk"-Methode.

4 BESTIMMUNG DER TURBULENTEN TRANSPORTKOEFFIZIENTEN MIT HILFE VON GRADIENTMESSUNGEN

Ungeachtet der eben erwähnten Problematik bei der Berechnung von "Gradient" Flüssen für einzelne Zeitabschnitte können größere Kollektive gemessener Gradienten unter gewissen Voraus-

setzungen zur Bestimmung der Transportkoeffizienten sowie zur Verifizierung vorgegebener Stabilitätsfunktionen benutzt werden. Es lassen sich dann für neutrale Schichtung gültigen Koeffizienten bestimmen. Falls diese sich als noch schichtungsabhängig erweisen und z_0 als schichtungsunabhängig vorausgesetzt wird, müssen die Stabilitätsfunktionen in geeigneter Weise modifiziert werden. Mit Hilfe dieser angepaßten Stabilitätsfunktionen läßt sich dann die Abhängigkeit der in den "bulk"-Formeln benötigten Koeffizienten von der Schichtung berechnen. In erster Näherung ist dann eine Darstellung

$$c = c_{\text{neutral}} (1 + \alpha z/L) \quad (7)$$

möglich (s. Krügermeyer, 1976). z/L kann mit hinreichender Genauigkeit aus einer "bulk"-Richardson number bestimmt werden.

Die Auswertung der GATE-Profile in dieser Weise ergibt die folgenden "neutralen" Transportkoeffizienten:

$$c_{D,\text{neutral}} = 1,1 \cdot 10^{-3}$$

$$c_{H,\text{neutral}} = 1,3 \cdot 10^{-3}$$

$$c_{E,\text{neutral}} = 1,3 \cdot 10^{-3}$$

Gleichzeitig ergibt sich eine Bestätigung der vorgegebenen Stabilitätsfunktion ϕ_H entsprechend der "Keyps"-Formel (Panofsky, 1963) und $\phi_H = \phi_E$ nach Dyer (1967).

Über die Beeinflussung des Windprofils in den unteren Metern durch den Seegang berichtet Dittmer (1976); dieses Phänomen schränkt jedoch die Verwendbarkeit der "bulk"-Formeln praktisch nicht ein.

5 BESTIMMUNG DER TURBULENTEN FLÜSSE NACH DER DIREKTEN METHODE

Die Bestimmung der Flüsse nach der direkten "eddy correlation" Methode ist frei von Voraussetzungen. Damit wird prinzipiell eine Überprüfung der bei der "bulk-" bzw. Gradientmethode notwendigen Voraussetzungen ermöglicht. Bei GATE kommt zu den bekannten experimentellen Schwierigkeiten beim Erfassen der Fluktuationen von Horizontal- und Vertikalwind das Problem hinzu, die Eigenbewegungen des Sensors auf der seegangsbewegten Boje zu erfassen und zu eliminieren. Diese Korrektur der gemessenen Windwerte führt nach vorläufigen Auswertungen auf Spektren von Horizontal- und Vertikalwind, die den Erwartungen nahekommen. Als weiterer Hinweis auf die Qualität dieser (aufwendigen) Korrektur wird folgendes Ergebnis angesehen: Die Boje wird zu resonanten

(Tauch-)Schwingungen bei etwa 0.5 Hz angeregt; das ist oberhalb der Frequenz des dominanten Seegangs. In diesem Bereich dürfte das "wahre" Windfeld kaum wellenkorrelierte Anteile enthalten. Daß der bezüglich der Bojenbewegung korrigierte Wind tatsächlich nur gering seegangskorreliert ist, deutet auf die Zuverlässigkeit der Korrektur hin: im fehlerhaft "korrigierten" Wind müßte ein seegangskorrelierter Anteil verbleiben.

Bisher vorliegende Vergleiche von Temperatur- und Feuchtespektren zeigen ähnliche Unterschiede wie bei BOMEX (Phelps and Pond, 1971). Vermutlich versagt die Anwendbarkeit der "bulk-" und Gradient-Formeln bei schwach labiler Schichtung (s. Wucknitz, 1976).

6 SCHLUSSBEMERKUNG

Die Autoren danken Prof. L. Hasse, dem Leiter der "Bojengruppe" während GATE sowie Dipl.-Math. M. Grünwald und Dipl.-Met. K. Dittmer für die Zusammenarbeit bei der Auswertung und Interpretation der Daten.

7 LITERATURVERZEICHNIS

Dittmer, K.: Windprofile bei niedriger Windgeschwindigkeit über See. Ber. d. Inst. f. Radiometeor. u. Maritime Meteor. an der Univ. Hamburg Nr. 32 (1976).

Dunckel, M.; Hasse, L.; Krügermeyer, L.; Schriever, D.; Wucknitz, J.: Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX. Boundary-Layer Meteor. 6 (1974), p. 81-106.

Dyer, A. J.: The turbulent transport of heat and water vapor in an unstable atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 89 (1967), p. 501-508.

Krügermeyer, L.: Vertical transports of momentum, sensible and latent heat from profiles at the tropical Atlantic during ATEX. "Meteor"-Forsch.-Erg. B, 11 (1976), S. 51-77.

Panofsky, H. A.: Determination of stress from wind and temperature measurements. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 89 (1963) p. 85-94.

Phelps, G. T.; Pond, S.: Spectra of temperature and humidity fluctuations and of the fluxes of moisture and sensible heat in the marine boundary layer. J. Atm. Sci. 28 (1971) p. 918-928.

Pond, S.; Phelps, G. T.; Paquin, J. E.; McBean, G.; Stewart, R. W.: Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean. J. Atm. Sci. 28 (1971), p. 901-917.

Wucknitz, J.: Determination of turbulent fluxes of momentum and sensible heat from fluctuation measurements and the structure of wind field over waves above the tropical Atlantic during ATEX. "Meteor"-Forsch.-Erg. B, 11 (1976) S. 25-50.

Zipser, E. J.: The role of organized unsaturated convective downdrafts in the structure and rapid decay of an equatorial disturbance. J. Appl. Meteor. 8 (1969), p. 799-814.

MESSUNGEN DER INFRAROTEN STRAHLUNGSFLUSSDICHTE MIT RADIOSONDEN WÄHREND GATE.

Hans P. Fimpel

DFVLR Institut für Physik der Atmosphäre, 8031 Oberpfaffenhofen

Kurzfassung.

Während GATE wurden 37 Aufstiege mit Radiosonden zur Messung der infraroten Strahlungsflußdichte durchgeführt.

Nach einer kurzen Beschreibung des Meßfühlers werden einige Ergebnisse dargestellt, die zeigen, daß Wolken einen sehr starken Einfluß auf den Verlauf der Strahlungsflußdichten und der daraus errechneten Erwärmungsraten durch Infrarotstrahlung haben.

Wegen der hohen Variabilität der Wolken während der Aufstiege konnten nur drei mittlere Profile der Erwärmungsraten bestimmt werden, für alle Aufstiege und solche mit heiterem und bedecktem Himmel.

Abstract.

During GATE 37 flights with radiometersondes to measure the infrared radiative flux divergence were performed.

After a short description of the sensor some results are presented which show, that clouds have a strong influence on the radiative flux divergences and the heating rates, which are calculated from this.

Due to the high variability of the clouds during the flights only three mean profiles of the heating rates could be calculated, for all flights and for such with clear and overcast sky.

1 EINLEITUNG

Während GATE wurde ein kombiniertes amerikanisch-deutsches Experiment mit Radiosonden zur Messung der infraroten Strahlungsflußdichten durchgeführt. Die Messungen wurden während der Phase I (26.6. - 16.7. 1974) und Phase II (28.7. - 16.8.1974) von F.S. 'Meteor' aus durchgeführt. Die Position war $7,8^{\circ}\text{N}$, $21,1^{\circ}\text{W}$ in der südwestlichen Ecke des inneren B-Scale Sechsecks. 37 auwertbare Aufstiege wurden erhalten.

2 DAS MESSEGERÄT

Der Meßfühler war eine verbesserte Ausführung des von KUHN und STEARNS (1973) angegebenen. Die Strahlungsempfänger sind 0,3 mm dicke geschwärzte Scheiben aus Aluminiumblech von 95 mm Durchmesser. Sie wurden gegenüber der ursprünglichen Ausführung, bei der sie nur 0,02 mm dick sind, verstärkt, weil damit die Wärmeleitung zu den Thermistoren, mit denen ihre Temperaturen gemessen werden, besser ist (FIMPEL (1977)). Die Zeitkonstante wird dadurch nicht unzulässig hoch, sie stieg nur von 68 auf 86 Sekunden.

Zwei solche Strahlungsempfänger werden so an einem Styroporkörper befestigt, daß einer mit der abwärts gerichteten Bestrahlungsstärke und der anderen mit der aufwärts gerichteten in Austausch tritt. Zwischen beiden Strahlungsempfängern sorgen dünne, durch eine Aluminiumfolie abgetrennte Luftschichten dafür, daß nur molekulare Wärmeleitung stattfindet, die klein und gut berechenbar ist. Zwei 0,015 mm dicke, infrarotdurchlässige Polyäthylenfolien, die über jeden Strahlungsempfänger gespannt werden, verhindern konvektiven Wärmeaustausch mit der

umgebenden Luft, auch hier ist nur molekulare Wärmeleitung möglich.

Bild 1 gibt einen Querschnitt durch den Meßfühler, eine ausführliche Beschreibung wird an anderer Stelle (FIMPEL (1977)) veröffentlicht werden.

Aus den gemessenen Größen, der aufwärts gerichteten Strahlungsflußdichte E_U und der abwärts gerichteten Strahlungsflußdichte E_D berechnet sich die Netto-Strahlungsflußdichte E_N zu

$$E_N = E_U - E_D. \quad (1)$$

Daraus kann die Erwärmungsrate durch Infrarotstrahlung einer Schicht der Atmosphäre berechnet werden zu

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g \cdot \Delta L_N}{c_p \cdot \Delta p} \quad (2)$$

mit $g = 9,80 \text{ m s}^{-2}$ Schwerkraftbeschleunigung
 $c_p = 1009 \text{ W s kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ Spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck
 ΔL_N Differenz von L_N zwischen den Grenzen der Schicht (W m^{-2})

Δp Druckdifferenz zwischen den Grenzen der Schicht (mb).

3 DIE ERGEBNISSE DER MESSUNGEN

Der Ort der Aufstiege war in den meisten Fällen sehr nahe der Innertropischen Konvergenzzone (BURPEE und DUGDALE (1975)). Sehr oft waren deshalb hochreichende konvektive Wolken vorherrschend, die sehr variabel waren und in mehreren Schichten (durchbrochene Cumulus und Altostratus zusammen mit Cirrus) auftraten. Wie sehr die

Wolken die Profile der Strahlungsflußdichten beeinflussen, zeigen die Bilder 2 und 3.

In Bild 2 sind die Ergebnisse dreier aufeinanderfolgender Aufstiege in einer Nacht dargestellt, bei denen sehr einheitliche Bewölkung (1/8 oder 2/8 Cumulus congestus und 7/8 Altostratus und Nimbostratus) beobachtet wurden. Der wechselnde Einfluß der Wolkenobergrenze auf die Strahlung ist sehr gut in Bild 2 zu sehen. Beim ersten Aufstieg (ausgezogene Linien) hat nur eine Wolkenschicht bei 460 mb Einfluß. Beim zweiten (gestrichelte Linien) sind zwei Schichten bei 460 mb und 370 mb zu erkennen. Beim dritten Aufstieg (strichpunktierte Linien) ist kein ausgeprägter Einfluß der Wolkenobergrenzen zu erkennen, nur bei etwa 350 mb kann eine schwache Änderung des Gradienten von E_N dadurch verursacht sein.

Bild 3 gibt die Ergebnisse von drei aufeinanderfolgenden Aufstiegen in einer Nacht, in der nur bei den ersten beiden sehr wenig niedrige Wolken (1/8 Cumulus humilis), sonst aber immer durchbrochene mittelhohe (4/8 Altostratus, Altocumulus) und vor allem Cirren (6/8 bis 8/8 Cirrostratus) beobachtet wurden. Die Profile von E_D und vor allem von E_N zeigen den von Aufstieg zu Aufstieg stark zunehmenden Einfluß der Cirren, die unteren Wolken sind ohne Wirkung, wahrscheinlich sind die Radiosonden durch die Lücken zwischen diesen Wolken geflogen.

Bild 4 gibt die Erwärmungsraten durch Infrarotstrahlung für 50 mb dicke Schichten, die aus diesen Aufstiegen berechnet wurden. Aus der Variation dieser Profile kann noch einmal der große Einfluß der Wolken auf die Strahlung abgeleitet werden. Dieses Beispiel zeigt auch gut, daß viele Einzelheiten individueller Profile von Erwärmungsraten verloren gehen, wenn mittlere Profile aller Messungen für bestimmte Wolkenarten errechnet werden.

Wegen der hohen Variabilität der Wolken und wegen der geringen Zahl von Aufstiegen konnten nur drei mittlere Profile der Erwärmungsraten berechnet werden, die in Bild 5 dargestellt sind.

Das erste Profil (ausgezogen) ist das Mittel aller 37 Aufstiege.

Das zweite Profil (gestrichelt) gibt das Mittel von sechs Aufstiegen mit heiterem Himmel, bei denen keine Wolken oder höchstens 2/8 dünne Passat-Cumulus beobachtet wurden, die keinen Einfluß haben. Dieses Profil stimmt sehr gut mit Werten von COX (1969) überein, die dieser als Mittel von 14 Aufstiegen bei heiterem Wetter von Inseln im tropischen Pazifik erhielt.

Das dritte Profil (strichpunktiert) ist das Mittel von fünf Aufstiegen, bei denen feststand, daß der Himmel mit einheitlichen Wolken (1/8 - 2/8 Cumulus, 7/8 - 8/8 Altostratus, Nimbostratus) ganz bedeckt war.

Diese wenigen Ergebnisse zeigen wie schwierig es ist, bei rasch wechselnder Bewölkung gesicherte Werte der Erwärmungsraten durch Infrarotstrahlung in der Atmosphäre zu bestimmen.

LITERATUR

- BURPEE, R.W. und DUGDALE, G. (1975): A Summary of Weather Systems Affecting Western Africa and the Eastern Atlantic during GATE. WMO, Genf, GATE Report No. 16, S. 2-1 - 2-42.
- COX, S.K. (1969): Observational Evidence of Anomalous Infrared Cooling in Clear Tropical Atmosphere. J. Atm. Sci. 26, S. 1347 - 1349.
- FIMPEL, H.P. (1977): Fehleranalysen bei Radiosonden zur Messung der infraroten Strahlungsflußdichte in der freien Atmosphäre. DFVLR-Bericht, in Vorbereitung.
- KUHN, P.M. und STEARNS, L. (1973): The United States Radiometersonde. WMO, Genf, WMO Technical Note No. 128, S. 79 - 85.

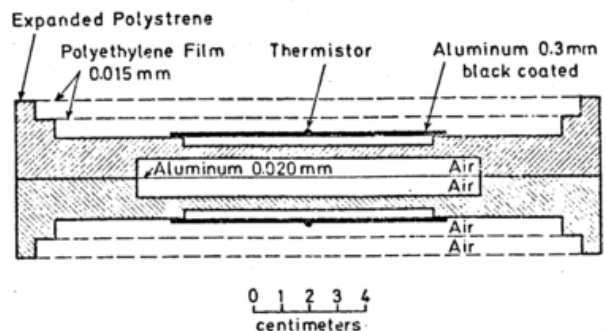


Bild 1: Querschnitt durch den Meßfühler.

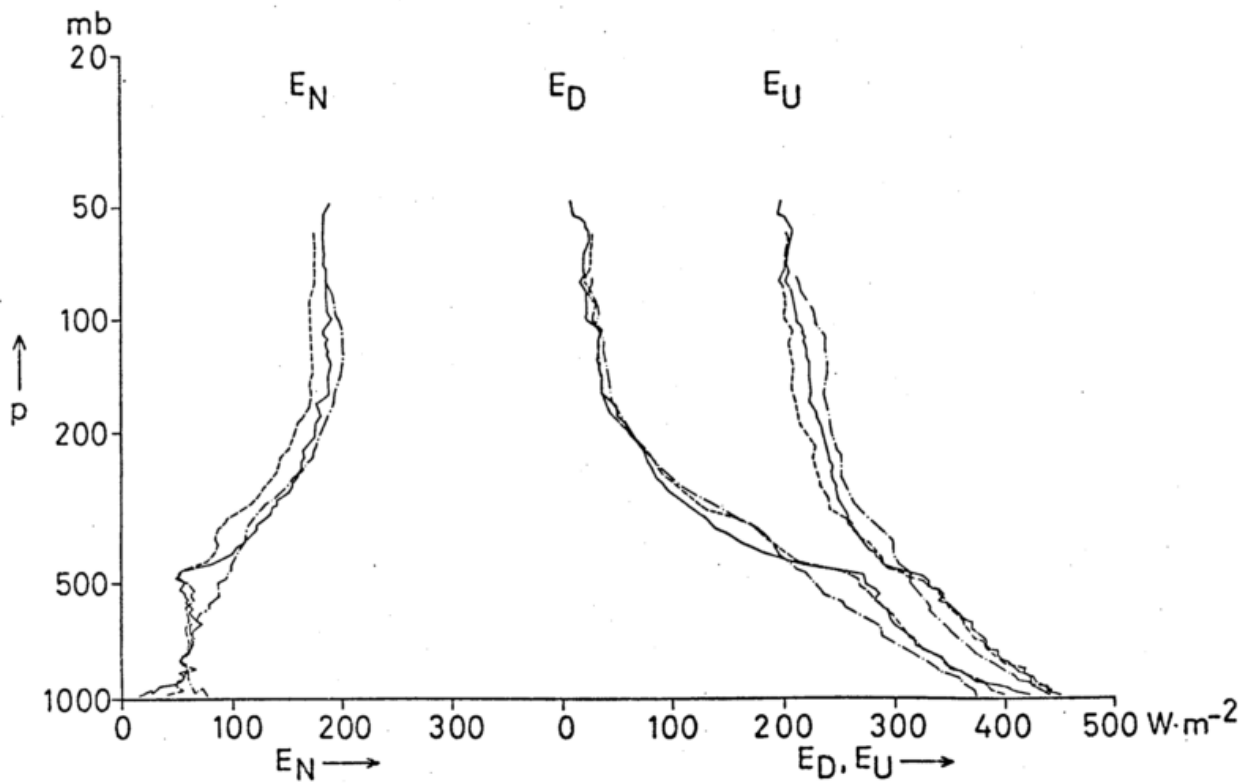


Bild 2: Ergebnisse von drei aufeinanderfolgenden Aufstiegen am 1.8.1974
 — 20.18 GMT, Wolken: 2/8 cu cong, 7/8 as, ns
 - - - 21.48 GMT, Wolken: 2/8 cu cong, 7/8 as, ns
 - · - 23.42 GMT, Wolken: 1/8 cu cong, 7/8 as, ns

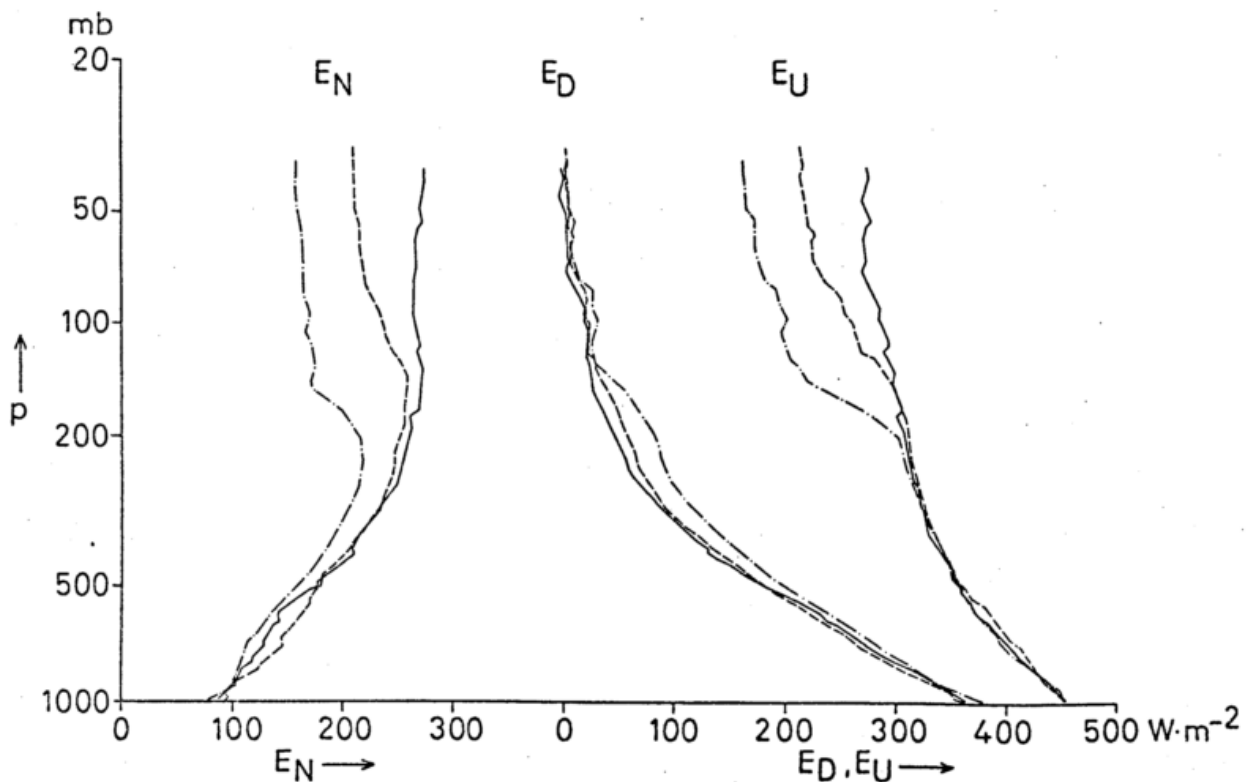


Bild 3: Ergebnisse von drei aufeinanderfolgenden Aufstiegen am 7.8.1974
 — 20.11 GMT, Wolken: 1/8 cu, 4/8 as, ac, 8/8 cs
 - - - 21.48 GMT, Wolken: 1/8 cu, 4/8 as, ac, 8/8 cs
 - · - 23.32 GMT, Wolken: 4/8 as, 6/8 cs

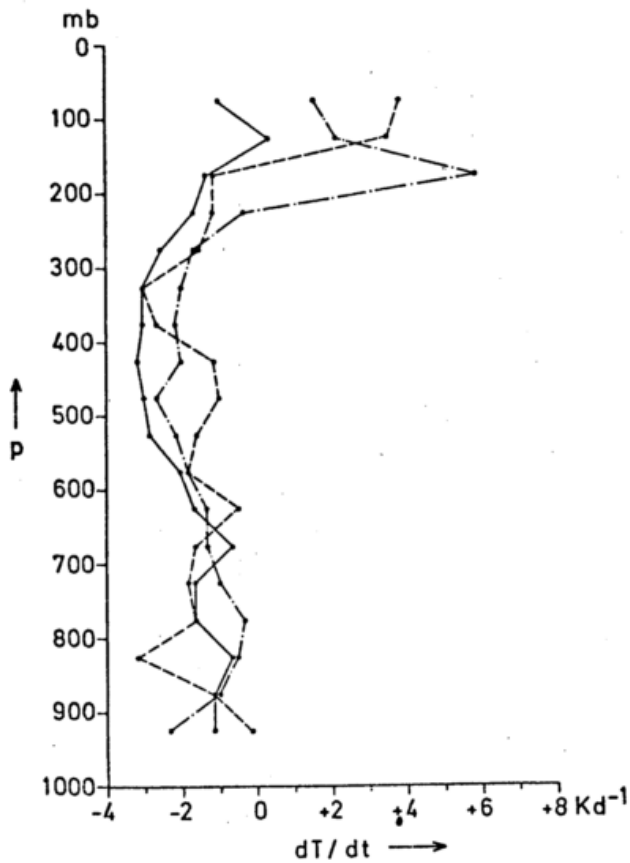


Bild 4: Erwärmungsraten durch Infrarotstrahlung für die in Bild 3 dargestellten Aufstiege am 7.8.1974
Die Bedeutung der Linien ist dieselbe wie in Bild 3

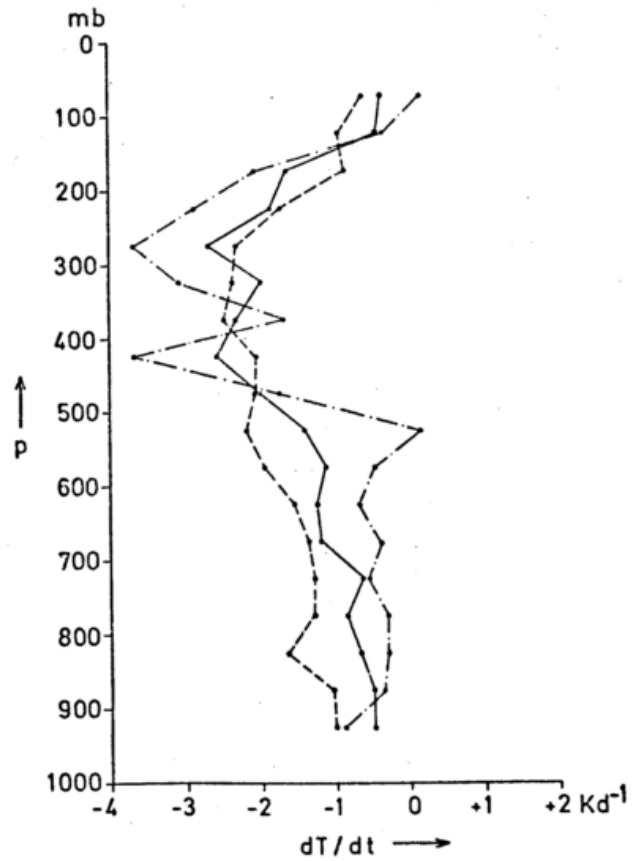


Bild 5: Mittlere Profile der Erwärmungsraten durch Infrarotstrahlung
 ———— Alle Aufstiege (Mittel von 37 Aufstiegen)
 - - - - - Heiterer Himmel (Mittel von 6 Aufstiegen)
 - · - · - · Bedeckter Himmel (1/8 - 2/8 cu cong, 7/8 - 8/8 as, ns. Mittel von 5 Aufstiegen)

BESTIMMUNG DER ATMOSPHERISCHEN TRÜBUNG MITTELS GEOSTATIONÄREM SATELLITEN
WÄHREND GATE

Peter Köpke

Meteorologisches Institut der Universität München

ABSTRACT

Es wird ein Verfahren vorgestellt zur Bestimmung der atmosphärischen Trübung aus Strahldichtemessungen geostationärer Satelliten über Wasser in wolkenfreien Punkten. Im GATE Gebiet läßt sich damit die Trübung bei mittleren Verhältnissen mit einer Genauigkeit von 20% bestimmen. Linien gleicher Trübung aus Strahldichtemessungen des SMS-Satelliten werden als erstes Beispiel angegeben.

1 EINLEITUNG

Die Trübung der Atmosphäre, das heißt die durch Aerosolpartikeln hervorgerufene optische Dicke, ist eine Komponente des Strahlungshaushaltes und damit des Energiehaushaltes der Atmosphäre. Da Klimaänderungen auf Grund von Änderungen der Trübung daher nicht ausgeschlossen werden können ist es notwendig, die atmosphärische Trübung zu überwachen.

Das Joint Organizing Committee für das Global Atmospheric Research Program (GARP) hält es für wünschenswert, den Aerosolgehalt der Atmosphäre täglich mit einer Genauigkeit von 5% in einem Gitternetz von 100km x 100km zu bestimmen (Bolle, 1976)

Ein vom Boden aus betriebenes Meßnetz existiert nicht und wäre mit einer derartigen Meßdicke auch nur unter sehr großen Kosten realisierbar. Könnte eine Trübungsbestimmung dagegen mittels Satelliten durchgeführt werden, wäre die globale Überwachung der Trübung möglich.

2 METHODE DER TRÜBUNGSBESTIMMUNG

Die solare Strahlung wird in der Atmosphäre u.a. an Aerosolpartikeln gestreut, sodaß die oben aus der Atmosphäre austretenden Strahldichten Information über die Trübung enthalten. Als Maß für die Trübung wird der spektrale Linke'sche Trübungsfaktor T_λ verwendet, der die optische Dicke in Vielfachen der optischen Dicke der Rayleigh-Atmosphäre angibt.

Strahldichten sind aber auch abhängig von anderen, in Zusammenhang mit der Trübungsbestimmung störenden, Parametern der Atmosphäre. Dies sind zum Beispiel die Reflexionseigenschaften der Erdoberfläche, die Wolken, der Brechungsindex und die Größenverteilung der Aerosolpartikeln und die Absorption durch Gase.

Sind die Werte dieser Größen bekannt, so ist es möglich die Strahl-

dichte in Abhängigkeit von der Trübung zu berechnen. Durch Vergleich solcher berechneter Strahldichten mit von Satelliten gemessenen Strahldichten kann der Wert der Trübung bestimmt werden.

Die Berechnung des Strahlungsfeldes der Atmosphäre wird mit Hilfe eines Computerprogrammes von Quenzel (1977) durchgeführt, bei dem die Strahldichten unter Berücksichtigung aller Mehrfachstreuungprozesse, dem anisotropen Streuverhalten der Aerosolpartikeln und des Bodens und der Absorption mit einer Genauigkeit von besser als 1% berechnet werden.

In der Regel sind jedoch die aktuellen Werte der optischen Störparameter nicht bekannt. Durch numerische Simulation der natürlichen Schwankung dieser Parameter wird deshalb untersucht, wie genau aus der Strahldichte trotzdem eine Aussage über die Trübung gemacht werden kann.

Die angenommene Variationsbreite der optischen Parameter entspricht den Verhältnissen im Bereich des tropisch-subtropischen Atlantiks, in dem das GATE-Gebiet liegt. Berücksichtigt wurden: vier Aerosolmodelle (Hänel, 1976) und zwar maritimes Aerosol mit und ohne Saharastaubkomponente für jeweils 70% und 90% relative Feuchte, Trübungswerte mit spektralen Linkeschen Trübungsfaktoren $T_{0.7}$ zwischen 1.8 und 11.6, Wasserdampf zwischen 0 g/cm² und 4 g/cm², Ozon zwischen 0.24 cm NTP und 0.3 cm NTP. Der Boden als unterer Rand der Atmosphäre wurde berücksichtigt durch die Reflexionsfunktionen einer Strauchsavanne (Kriebel, 1974) und von einem Ozean mit Wellen (Raschke, 1974) nach einem Wellenmodell von Cox und Munk (1954), ergänzt durch Schaumkämme.

Die Untersuchung wurde spektral bei der Wellenlänge 0.7 μ m durchgeführt und für die breiten Spektralbereiche der Radiometer der geostationären Satelliten METEOSAT und SMS.

Da bei flachen Blickwinkeln die

Bildauflösung schlechter wird und eine Reihe von Störeinflüssen im Horizontbereich größer sind, wird die Untersuchung auf Zenitwinkel $< 62.5^\circ$ beschränkt.

3 STRAHLDICHTÄNDERUNGEN DURCH DIE STÖRPARAMETER

Die Trübungsbestimmung mittels Satelliten kann nur über wolkenfreien Gebieten durchgeführt werden, weil sonst die Strahllichte überwiegend durch die Wolken und nicht durch die Trübung bestimmt ist.

Weiter kann die Trübungsbestimmung nur über Wasserflächen erfolgen, da über wolkenfreien Landflächen die Strahllichte am Satelliten überwiegend vom Boden herührt.

Über Wasser sind Gebiete außerhalb des Sonnenreflexes zu benutzen, weil dort nur wenig Strahlung von unten in die Atmosphäre gelangt, so daß etwa 9/10 des Signals am Satelliten aus der Atmosphäre stammt. Die Existenz dieses zur Trübungsbestimmung günstigen Gebietes beruht auf der stark anisotropen Reflexionsfunktion des Wassers mit Winkelbereichen in denen das Reflexionsvermögen praktisch Null ist. Der Wert der Albedo hingegen ist kein geeignetes Kriterium bezüglich der Möglichkeit der Trübungsbestimmung.

Für alle Meßrichtungen und Sonnenstände nimmt die Strahllichte monoton und beinahe linear mit der Trübung zu. Dieser Zusammenhang wird durch Einzelmessungen von Griggs (1975) und Carlson (1976) bestätigt. Eine Unsicherheit in der berechneten Strahllichte von $\pm 10\%$ führt im Mittel zu einer Unsicherheit in der Trübungsbestimmung von $\pm 20\%$.

Die Änderung der Wellenform mit der Änderung der Windgeschwindigkeit zwischen 1.4 und 7m/sec hat außerhalb des Sonnenreflexes keinen Einfluß auf die Strahllichte am Satelliten. Anders der Schaum auf den Wellen, dessen Variation der Flächenbedeckung zwischen 0% und 1% (Monahan, 1971) bei mittlerer Trübung zu Strahllichteunterschieden von $\pm 8\%$ führen kann.

Verschiedene Aerosolgrößenverteilungen haben unterschiedliche Streufunktionen, die von der Größenverteilung, dem komplexen Brechungsindex und der Form der Teilchen abhängen. Abb.1 zeigt die Streufunktionen der als kugelförmig angenommenen Aerosolpartikeln für die vier Aerosolmodelle, jeweils als Gemisch mit Luft entsprechend dem Fall starker Trübung ($T_{0.7} = 11.6$), aufgetragen über dem Streuwinkel. Die Unterschiede der Streufunktionen bei festem Streuwinkel können selbst bei fester Trübung zu verschiedenen Strahllichten am Satelliten führen. Im Streuwinkelbereich um 145° jedoch sind die Unterschiede der Streufunktion für die vier Aerosolmodelle zu vernachlässigen. Dieser Streuwinkelbereich ist deshalb bei der Trübungsbestimmung zu bevorzugen, wobei sich der Winkelbereich auf Grund der Mehrfachstreuung ver-

breitert und verschiebt. Als Strahllichtefehler auf Grund unbekannter Aerosolgrößenverteilung ergibt sich dann $+ 5\%$.

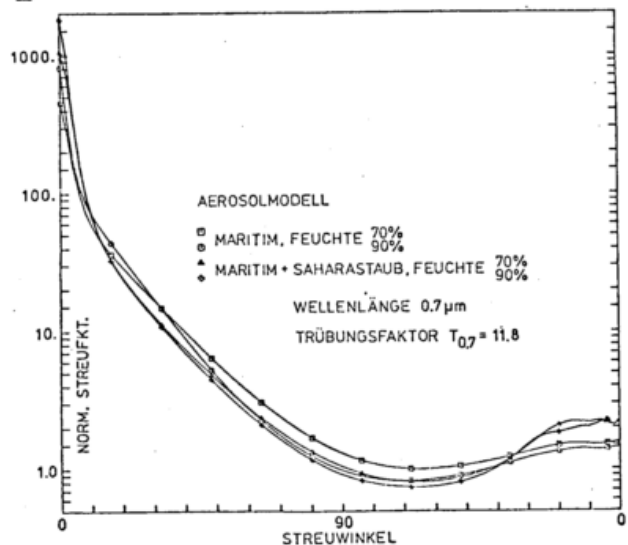


Abb. 1

Die Absorption durch Ozon, Wasserdampf und die Aerosolpartikeln selbst wurde bei der Berechnung der Strahllichten berücksichtigt. Bei $0.7 \mu\text{m}$ ergeben sich durch Variation von Ozon und der Aerosolabsorption um jeweils $\pm 10\%$, Strahllichteunterschiede von weniger als $\pm 1\%$, während Wasserdampf bei dieser Wellenlänge gar nicht absorbiert. In den spektral breiten Kanälen des SMS und des METEOSAT ist die Absorption stärker, aber auch hier führt eine Änderung der Wasserdampfmenge von 3 g/cm^2 auf 4 g/cm^2 nur auf Strahllichteunterschiede von 1% , da das Signal überwiegend aus dem wasserdampfabsorptionsfreiem Spektralbereich stammt.

Strahllichteunterschiede auf Grund verschiedener Aerosolhöhenverteilungen können maximal $\pm 2\%$ erreichen (Fraser, 1976). Ein weiterer Fehler von $\pm 2\%$ wird für die Vernachlässigung der Polarisation angesetzt.

Die angegebenen Fehler sind Maximalwerte, im statistischen Mittel sind sie kleiner. Da die einzelnen Größen von einander unabhängig sind, kann der mögliche Fehler bei Berücksichtigung aller Parameter als Wurzel der Summe der quadratischen Fehler angegeben werden. Er ergibt sich zu 9.9% .

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Strahllichte von der Form der Aerosolteilchen wurde in den letzten Jahren angegangen (z.B. Zerull, 1974). Entsprechende Ergebnisse wurden noch nicht berücksichtigt, da die Form der luftgetragenen Aerosolpartikeln im allgemeinen nicht bekannt ist. Hieraus resultiert ein zusätzlicher Fehler bei der Trübungsbestimmung, der jedoch nicht prinzipieller Natur ist, da bei vertiefter Kenntnis über die Form der Aerosolteilchen entsprechend korrigierte Streufunktionen verwendet werden können.

4 TRÜBUNGSBESTIMMUNG MITTELS GEOSTATIONÄREM SATELLITEM

Ein geostationärer Satellit kreist in einem Abstand von rund 36 000 km um die Erde, so daß seine Umlaufzeit einer Erdumdrehung entspricht. In seinem Gesichtsfeld befindet sich deshalb immer das gleiche Gebiet der Erde. Abb.2 zeigt als Beispiel die Erde aus der Position des SMS während der GATE Periode. Die geographischen Koordinaten sind auf den Subsatellitenpunkt bezogen, da die Ergebnisse der Strahldichteberechnungen auf beliebige geostationäre Satelliten mit anderem Subsatellitenpunkt übertragen werden können. Der Bereich mit Zenitwinkeln $< 62.5^\circ$ wird durch den langgestrichelten Kreis eingeschlossen.

Die Vorteile eines geostationären Satelliten liegen in seinem großen Gesichtsfeld und der engen Meßfolge von 2 Bildern pro Stunde. Aus dieser großen Informationsmenge kann für jeden Meßpunkt die Strahldichte derjenigen Uhrzeit verwendet werden, die bezüglich Sonnenreflex und Aerosolstreuung als günstig zur Trübungsbestimmung ermittelt wurde.



Abb.2

5 VERGLEICH VON RECHNUNG UND MESSUNG

Abb.3 zeigt Tagesgänge der Strahldichte, berechnet für maritimes Aerosol mit und ohne Saharastaub bei einer relativen Feuchte von 90% und starker Trübung ($T_{0.7} = 11.6$). Das der Rechnung zu grunde liegende Datum ist der 31. Juli 1974, der Ort ein Punkt nordwestlich von Dakar ($17.9^\circ N, 17.7^\circ W$) unter Berücksichtigung des Subsatellitenpunktes bei $0^\circ N, 45^\circ W$. Für diesen Tag liegen halbstündig vom SMS über dem GATE Gebiet gemessene Strahldichten vor, die als dicke Punkte ebenfalls in Abb.3 eingetragen sind. Für einige Uhrzeiten konnten keine Punkte angegeben werden, da mir diese Meßdaten nicht zur Verfügung standen.

Gerechneter und gemessener Tagesgang stimmen gut überein.

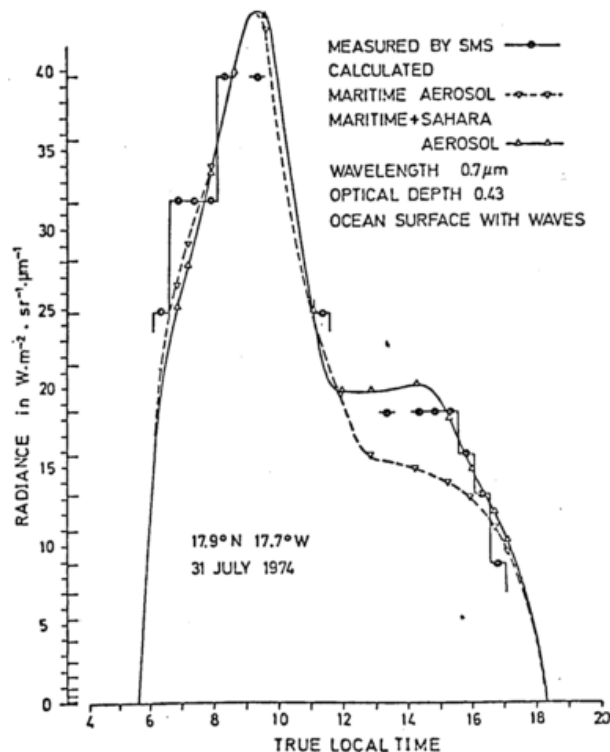


Abb.3

Die Randzone des Sonnenreflexes wird am Vormittag durchlaufen, da sich der Meßpunkt östlich vom Subsatellitenpunkt befindet. Dies führt zu dem Strahldichtemaximum. Am Nachmittag unterscheiden sich die Tagesgänge der beiden Aerosolgrößenverteilungen kräftig auf Grund der Unterschiede in der Streufunktion. Dieser Unterschied kann herangezogen werden, um den Aerosoltyp zu bestimmen. Der Vergleich der Strahldichten am Nachmittag zeigt, daß die Messungen durch den Aerosoltyp mit Saharastaub besser wiedergegeben werden als durch das reine maritime Aerosol. Das heißt, daß am 31.7.1974 Saharastaub in der Luft über dem Meßpunkt enthalten war. Dies wird durch Schiffsbeobachtungen bestätigt.

Der Vergleich der gemessenen Strahldichten mit für verschiedene Trübung gerechneten ergibt eine Trübung von $T_{0.7} = 10.3$.

Bei der Interpretation der SMS-Daten ist allerdings zu beachten, daß der Satellit zur Trübungsbestimmung nicht gut geeignet ist, da seine Digitalisierungsstufen, angegeben an der rechten Seite der Ordinate in Abb.3, zu grob sind. Schon allein dadurch wird ein Fehler von rund $\pm 15\%$ hervorgerufen.

6 ATMOSPHERISCHE TRÜBUNG IM GATE GEBIET

Die während GATE vom Boden ausgeführten Trübungsmessungen erlauben, die aus Satellitendaten gewonnenen Trübungswerte zu kontrollieren. Dabei ist das GATE Gebiet zur Prüfung der Methode besonders geeignet, da hier durch Saharastaubaubrische große Trübungsunterschiede auftreten.

Abb.4 zeigt aus Messungen des SMS-Satelliten bestimmte Linien gleicher Trübung am 31. Juli 1974 für das Gebiet von GATE, für das räumlich auf 0.5 Seemeilen aufgelöste Strahldichtewerte zur Verfügung stehen. Den Strahldichtemessungen wurde das Aerosolmodell mit Saharastaub zugrunde gelegt. Bearbeitet ist die Messung von 17.30 GMT, bei der die Sonnenhöhe im untersuchten Gebiet zwischen 26° und 41° liegt, während der Streuwinkel sich nur zwischen 139° und 142° bewegt, entsprechend dem Bereich mit kleinem Unterschied in den untersuchten Streufunktionen. (Abb.1).

Die in Abb.4 zusätzlich eingetragenen Punkte geben die Positionen von Sal (Cap Verdische Inseln) und von Schiffen an, auf denen am 30. Juli die angegebenen Trübungswerte gemessen wurden (Prospero et al., 1976). (Am 31. Juli sind keine Bodenmessungen durchgeführt worden.)

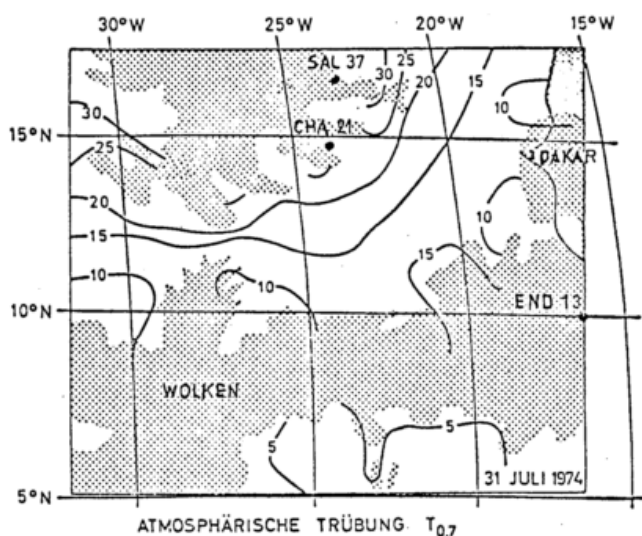


Abb. 4

Die gute Übereinstimmung der Messungen von oben und unten darf nicht als echter "ground truth" interpretiert werden, da die Messungen von zwei verschiedenen Tagen stammen und der SMS nicht monochromatisch bei $0.7 \mu\text{m}$ mißt.

Am 31. Juli 1974 fand ein Saharastaubausbruch statt, der im oberen Teil des Bildes deutlich zu erkennen ist. Hier treten Trübungswerte auf, die mehr als doppelt so hoch sind wie in verschmutzter Stadtluft. In solchen Fällen erhöht sich die spektrale planetare Albedo von Werten um 7% in wolkenfreien Punkten an klaren Tagen auf Werte von mehr als 15%. Wegen der Größe der Saharastaubwolken - bis zu 50% der Fläche des Atlantik s zwischen 5°N und 25°N (Kondratiev, 1976) - dürften sie zumindest in lokalen Zirkulationsmodellen nicht vernachlässigbar sein.

7 AUSBLICK

Ein geostationärer Satellit ist besser als andere Satelliten zur Trübungs-

bestimmung von oben geeignet. Er muß jedoch absolut geeicht sein und einen schmalen Spektralbereich haben, bei dem das Signal durch die Trübung und nicht durch die Absorption durch atmosphärische Gase oder die Streuung an Luftmolekülen bestimmt wird. Weiter muß die räumliche Auflösung und die Digitalisierung fein genug sein. Letzteres ist für METEOSAT in einer Testphase vorgesehen, in der eine weitere Prüfung des Verfahrens angestrebt wird.

8 LITERATUR

- Bolle, H.J.: Critical climate parameters and their monitoring from space. In Burger J.J. et al. (eds.): Atmosph. Phys. from SPACELAB. Dordrecht: Reidel Publ. Comp. (1976) 149-169.
- Carlson, T.N.: Large scale distribution of turbidity over the northern equatorial atlantic. Proc. Rad. Symp. Garmisch-Partenkirchen (1976) in Druck.
- Cox, C.; Munk, W.: Statistics of the sea surface derived from sun glitter. J. Mar. Res. 13 (1954) 198-227.
- Griggs, M.: Measurement of the atmospheric aerosol optical thickness over water using ERTS-1 data. APCA Jour. 25 (1975) 622-626.
- Hänel, G.: The properties of the atmospheric aerosol particles as function of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air. Adv. Geophys. 19 (1976) 74-183.
- Kondratiev, K.Y. et al.: Aerosol in the GATE area and its radiative properties. Atmosph. Science Paper No. 247, Report CSU-ATS-247 (1976).
- Kribel, K.T.: Das spektrale Reflexionsvermögen einer bewachsenen Oberfläche. Contr. Atmosph. Phys. 47 (1974) 14-44.
- Ludwig, G.B.; Griggs, M.; Malkmus, W.; Bartle E.R.: Air pollution measurements from satellites. NASA-Report CR-2324 (1973)
- Monahan, E.L.: Oceanic whitecaps. J. Phys. Ocean. 1 (1974) 139-144.
- Prospero, J.M.; Carlson, T.N.; Savoie, D.; Ness, R.T.: Atmospheric turbidity measurements during GATE. Univ. of Miami, Techn. Rep. 76-6 (1976).
- Quenzel, H.: Computation of luminance and color distribution in the sky. In Nagel, M.R.; Quenzel, H.; Kweta, W.; Wendling, R.: Tables related to the illumination, color and contrast in naturally illuminated objects. New York: Acad. Press. (1977) in Druck
- Raschke, E.: Berechnete Reflexionsfunktion einer bewegten Wasserfläche. Priv. Mitt. (1974).
- Zerull, R.; Giese, R.: Microwave analgue studies. In Gehrels, T. (edt.): Planets, stars and nebulae. Tuscon: Univ. of Arizona Press (1974) 901-915.

DIE HYDRODYNAMISCHE RAUHIGKEIT DER MEERESOBERFLÄCHE
BEI NIEDRIGEN WINDGESCHWINDIGKEITEN

Klaus Dittmer

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

ABSTRACT

Nach den Meßergebnissen von GATE kann der auf neutrale Schichtung bezogene Reibungskoeffizient im Bereich niedriger Windgeschwindigkeiten als unabhängig von der Windgeschwindigkeit angesehen werden. Als Mittelwert ergibt sich aus 1149 10m Profilen für $u_{10} < 5 \text{ms}^{-1}$ ein neutraler Reibungskoeffizient von:

$$C_{DN10} = (1.10 \pm 0.32) 10^{-3}$$

Die Meeresoberfläche ist dabei hydrodynamisch rauh. Die Gültigkeit der Charnock-formel $z_0 = \text{const } u_*^2/g$ wird nicht bestätigt.

1 EINFÜHRUNG

Während GATE wurden Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile auf einer meteorologischen Boje außerhalb der Störzone des Forschungsschiffes "METEOR" gemessen. Die Windgeschwindigkeit in 10m Höhe war während eines großen Teils der Meßzeit geringer als 5ms^{-1} . Bisher liegen nur wenige Ergebnisse von Windprofilen über See bei niedrigen Windgeschwindigkeiten vor. Für die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Windgeschwindigkeit gibt es dabei stark streuende Angaben in der Literatur. Hier soll daher die hydrodynamische Rauzigkeit der Meeresoberfläche nach der aerodynamischen Profil- oder Gradientmethode untersucht werden.

2 AUSWERTUNG DER WÄHREND GATE GEMESSENEN WINDPROFILE

Beim Experiment GATE wurden im tropischen Atlantik Windprofile mit Schalenkreuzanemometern auf einer Boje in 9 Höhen zwischen 0.8m und 8.05m gemessen. Da der Seegang einen Einfluß auf die Messungen hat, wurden hier nur 4 Meßhöhen oberhalb 2.50m ausgewertet. Wegen einer mittleren Neigung des Bojenmastes sind die Meßhöhen korrigiert worden. Der Trägheitsfehler der Schalenkreuzanemometer wurde nach Busch (1976) abgeschätzt. Er beträgt weniger als 2%, kann also vernachlässigt werden. Bei den wechselnden Richtungen von Wind und Strömung im GATE Gebiet war es nicht immer möglich, die Spieren der Boje in eine optimale Richtung zum Wind zu drehen. Bei ungünstigen Anblaswinkeln wird das Windprofil durch die Strömung um den Bojenmast verfälscht (Wucknitz 1976). Die Windwerte konnten für einen beschränkten Anblaswinkelbereich wegen

dieses Einflusses korrigiert werden. Das vertikale Windprofil kann bei nicht neutraler Dichteschichtung durch die Gleichung

$$u = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \Psi_M \left(\frac{z}{L} \right) \right) \quad (1)$$

beschrieben werden (Panofsky 1963) mit

$$\Psi_M \left(\frac{z}{L} \right) = \int_0^{z/L} \frac{\Phi_M(z/L) - 1}{z/L} dz/L, \text{ wobei}$$

$\Phi_M(z/L) = (k/u_*) (\partial u / \partial \ln z)$ die vertikale dimensionslose Windscherung darstellt. Hierbei ist L die Monin-Obukhov-Länge. Als Stabilitätsfunktion wurde hier die implizite KEYPS-Formel

$$\Phi_M^4 - 18 \frac{z}{L} \Phi_M^3 = 1 \quad (2)$$

verwendet (Panofsky 1963).

Wie Glg. (1) zeigt, muß zur Bestimmung des Rauzigkeitsparameters z_0 die Dichteschichtung berücksichtigt werden. Da die Temperaturprofile während GATE häufig gestört waren (z.B. durch Regen), wurde die Dichteschichtung nicht aus den Gradienten, sondern aus den 10m Werten der Profile und den Werten an der Wasseroberfläche bestimmt. z/L wurde dabei mit Hilfe eines Polynoms aus der Bulk Richardson Zahl $\Delta\theta_v/u_{10}^2$ berechnet, wobei $\Delta\theta_v$ die Differenz der virtuellen potentiellen Temperatur zwischen 10m Höhe und an der Wasseroberfläche ist.

Der Rauzigkeitsparameter z_0 wurde nach einer von M. Grünwald und L. Krügermeyer entwickelten Optimierungsmethode berechnet. Nach Glg. (1) ergibt sich für den Impulsfluß

$$\tau = \rho \frac{k^2 u^2}{\left(\ln(z/z_0) + \Psi_M(z/L) \right)^2} \quad (3)$$

z_0 wurde nun so lange variiert, bis die Streuung des Impulsflusses ein Minimum erreicht, d.h. τ praktisch konstant ist. Aus z_0 erhält man den auf neutrale Schichtung bezogenen Reibungskoeffizienten:

$$C_{DN10} = \frac{k^2}{\left(\ln \frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (4)$$

wobei man annimmt, daß z_0 schichtungsunabhängig ist. In dieser Arbeit wurde für die von Kármán-Konstante der Wert $k=0.4$ benutzt.

3 ERGEBNISSE

3.1 Die Überprüfung der Unabhängigkeit des Rauigkeitsparameters von der Dichteschichtung

Es wurde überprüft, ob der Rauigkeitsparameter z_0 unabhängig von der Dichteschichtung ist, indem z_0 gegen die virtuelle Richardsonzahl in 3.16m Höhe aufgetragen wurde (Abb.1). Die leichte Abnahme von z_0 bzw. C_{DN10} mit zunehmender Richardsonzahl ist nicht signifikant bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1%. Wenn angenommen wird, daß die hier verwendete Stabilitätsfunktion ϕ_M (KEYPS-Formel) im Bereich $-1.0 < Riv_{3,16} < 0.0$ gültig ist, zeigt Abb.1, daß z_0 unabhängig von der Dichteschichtung ist. Bei sehr starker Labilität ($Riv_{3,16} < -1.0$) nehmen der neutrale Reibungskoeffizient und die Streuung stark zu. Es ist daher nur der Stabilitätsbereich $-1.0 < Riv_{3,16} < 0.0$ ausgewertet worden.

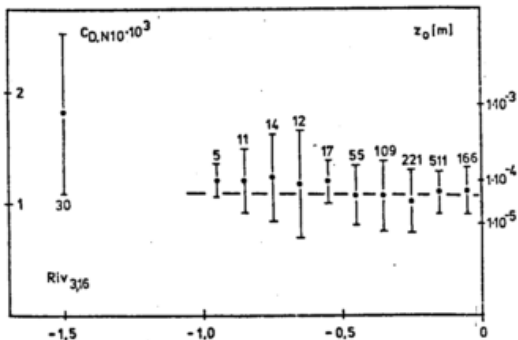


Abb. 1: Der neutrale Reibungskoeffizient C_{DN10} bzw. z_0 in Abhängigkeit von der Richardsonzahl. (Gruppenmittelwerte mit Streuung und Anzahl der 10min-Profile)
----- Ausgleichsgerade

3.2 Die Abhängigkeit des neutralen Reibungskoeffizienten von der Windgeschwindigkeit

Abb.2 zeigt den auf neutrale Schichtung reduzierten Reibungskoeffizienten C_{DN10} als Funktion der Windgeschwindigkeit für $u_{10} < 5 \text{ms}^{-1}$. C_{DN10} nimmt mit zunehmender Windgeschwindigkeit leicht ab, aber die Abnahme ist bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1% nicht signifikant. Der neutrale Reibungskoeffizient kann daher im Bereich niedriger Windgeschwindigkeiten ($1.75 \text{ms}^{-1} < u_{10} < 5 \text{ms}^{-1}$) als unabhängig von der Windgeschwindigkeit angesehen werden. Als Mittelwert aus 1149 10min Profilen ergibt sich:

$$C_{DN10} = (1.10 \pm 0.32) \cdot 10^{-3}$$

In Abb.2 ist C_{DN10} bzw. z_0 für eine hydrodynamisch glatte Strömung dargestellt. Man sieht, daß die Meeresoberfläche bis zu Windgeschwindigkeiten von 1.75ms^{-1} herunter hydrodynamisch rau bleibt. Die Abb. zeigt außerdem, daß die Charnockformel $z_0 = \text{const} \cdot u_*^2/g$ (Charnock 1955) durch die Messungen nicht bestätigt wird, in Übereinstimmung mit anderen Profilmessungen, die von Brocks und Krügermeyer (1970) zusammengestellt wurden.

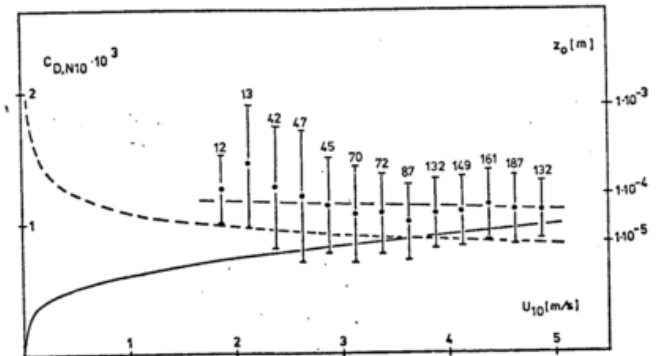


Abb. 2: Der neutrale Reibungskoeffizient C_{DN10} bzw. z_0 in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Die gestrichelte Kurve gilt für eine hydrodynamisch glatte Strömung, die ausgezogene Kurve stellt die Charnockformel $z_0 = \text{const} \cdot u_*^2/g$ dar. ($\text{const.}^{-1} = 81$)

4 ERGEBNISSE ANDERER AUTOREN

Im Bereich niedriger Windgeschwindigkeiten wird die Meeresoberfläche von einigen Autoren als hydrodynamisch rau, von anderen als hydrodynamisch glatt angesehen. Teilweise sind diese unterschiedlichen Ergebnisse auf die Nichtberücksichtigung der Dichteschichtung zurückzuführen. Nach Csanady (1974) ergeben sich in einigen früheren Arbeiten zu diesem Thema sogar Rauigkeiten, die kleiner sind als bei hydrodynamisch glatter Oberfläche. Diese "super-glaten" Wasseroberflächen erklärt Csanady

durch lokale Schwankungen der Oberflächenspannung. Bei den Meßergebnissen, auf die Csanady sich bezieht, wurde jedoch die Dichteschichtung nicht berücksichtigt. Nur die Messungen von Portman (1960) waren direkt überprüfbar, da Wind- und Temperaturprofile vorlagen. In Abb.3 liegen die scheinbaren Rauheitsparameter aus Portman's Messungen unterhalb der Kurve einer hydrodynamisch glatten Strömung. Nach Berechnung des Schichtungseinflusses ergeben sich erheblich größere Rauheitsparameter, die bis auf einen Meßwert im hydrodynamisch rauhen Bereich liegen.

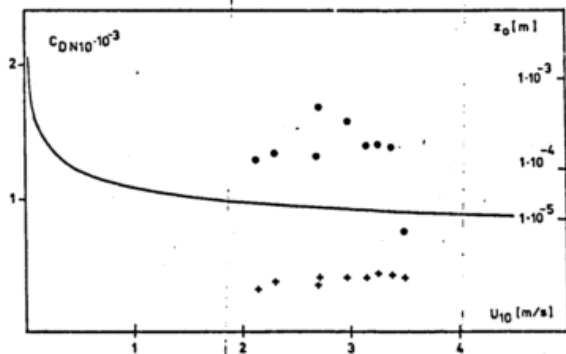


Abb.3: Die Messungen von Portman (1960)
 +++ ohne Berücksichtigung der Schichtung
 ... mit Berücksichtigung der Schichtung
 Die Kurve gilt für eine hydrodynamisch glatte Strömung.

5 LITERATURHINWEISE

Brocks, K. und Krügermeyer, L.: Die hydrodynamische Rauigkeit der Meeresoberfläche. Ber.d.Inst.f. Radiomet.u.Maritime Met.a.d.Univ.Hamburg, Nr.14 (1970)

Busch, N.E. und Kristensen, L.: Cup Anemometer Overspeeding. Risø Report Nr.339, Danish Atomic Energy Commission, Res.Etabl. Risø (1976)

Csanady, G.T.: The "Roughness" of the Sea Surface in Light Winds. J.Geophys. Res. 79, No.18 (1974), S.2747-2751

Charnock, H.: Wind Stress on a Water Surface. Quart.J.Roy.Met.Soc.81 (1955), S.639-640

Krügermeyer, L.: Vertikale Transporte von Impuls, sensibler und latenter Wärme aus Profilmessungen über dem tropischen Atlantik während APEX. Ber.d.Inst.f.Radiomet.u.Marit.Met.a.d.Univ.Hamburg Nr.29 (1975)

Panofsky, H.A.: Determination of Stress from Wind and Temperature Measurements. Quart.J.Roy.Met.Soc. 89, (1963), S.85-94.

Portman, D.J.: An Improved Technique for Measuring Wind and Temperature Profiles over Water and some Results obtained for Light Winds. Great Lakes Research Division, University of Michigan Publications, No.4 (1960), 389-395

Wucknitz, J.: Disturbance of Wind Profile Measurements by a Slim Mast. To be published in Boundary-Layer Meteorology (1977).

6 SCHLUBBEMERKUNG

Für die Hilfe bei der Datenverarbeitung danke ich Herrn Dipl.Math.M.Grüne-wald. Außerdem gilt mein Dank allen, die an der Gewinnung der Daten beteiligt waren.

SPURENSTOFFKONZENTRATION IM NIEDERSCHLAGSWASSER AN DER "METEOR"STATION WÄHREND GATE

Gode Gravenhorst

Institut für atmosphärische Chemie Kernforschungsanlage Jülich

Jürgen Müller

Umweltbundesamt, Pilotstation Frankfurt/Main Feldbergstr. 45

Atmosphärische Spurenstoffe werden hauptsächlich durch zwei Mechanismen aus der unteren Troposphäre entfernt: entweder durch direkte Deposition oder Absorption an der Erdoberfläche oder durch Inkorporation in Niederschlagselemente in und unterhalb von Wolken. Um über die Bedeutung des Ausregens (innerhalb der Wolke) bzw. Auswaschens (unterhalb der Wolke) für atmosphärische Spurenstoffkreisläufe eine Aussage machen zu können, ist es nötig, Konzentrationen von Spurenstoffen im Niederschlagswasser zu kennen. Bisher wurde vorwiegend in Nordamerika (Rancitelli et al 1970) und in Europa (Fricke et al, Betz 1976) Niederschlagsanalysen durchgeführt. Fünfzig Prozent der globalen Niederschlagsmenge fällt jedoch zwischen den Breiten 20°N und 20°S , einem Gebiet, das nur 34 Prozent der Erdoberfläche ausmacht. Es wurde daher ein Versuch unternommen, in diesem Gebiet Niederschlagswasser auf dem F.S. "METEOR" während der GATE-Expedition (8°N , 23°W) zu sammeln und in Frankfurt zu analysieren. Die Probenahme von Regenwasser zu spurenanalytischen Untersuchungen birgt besonders bei Schiffsmessungen in Reinluft mehrere Gefahren in sich: 1. Kontamination des Auffanggefäßes und seiner Umgebung (Erhöhung der Konzentration) 2. Anlagerung der zu untersuchenden Stoffe an Wänden des Auffanggefäßes (Erniedrigung der Konzentration) 3. Umwandlung durch biologische Vorgänge während der Lagerung (Änderung der Konzentration). Es wurde versucht, diese Einflüsse möglichst gering zu halten, indem a) das Auffanggefäß in einer Entfernung von einem Meter vor dem Peildeck in Richtung Bug aufgehängt und nur Regenwasser verwertet wurde, das bei Winden aus dem Bereich $\pm 45^{\circ}$ Grad zur Schiffsachse fiel und b) das Regenwasser sofort beim Sammeln angesäuert wurde.

Zwei Arten von Spurenstoffen wurden untersucht: 1) Die Ionen Ammonium (NH_4^+) nach der Indophenolblauemethode (Georgii et al, 1974) und Sulfat (SO_4^{2-}) nach der Isotopenverdünnungsanalyse (Klockow et al, 1974). 2) Die Metallelemente Eisen, Aluminium, Mangan und Cadmium mit flammenloser Atomabsorptionsspektrometrie. Sulfat und Ammonium können zum Teil durch Gasphasenreaktionen in der Atmosphäre entstehen, während die Metalle als solche in die Atmosphäre gelangen.

Das Sulfat im Regenwasser spielt im atmosphärischen Schwefelkreislauf eine Rolle, da mit dem Regen die Summe aus biogenem, anthropogenem und maritimem (Meersalz) Schwefel aus der Atmosphäre entfernt wird. Der anthropogene

Schwefel gelangt vorwiegend in den gemäßigten Breiten wegen der dort vorhandenen hohen Industrialisierung in die Atmosphäre und wird während des Transports in troposphärischen Luftmassen abgebaut. Trotzdem erwies sich das Sulfat selbst im tropischen Regen an der Meteorstation als einer der dominierenden Anteile der gelösten Spurenstoffe. Der Mittelwert aus 75 Regenanalysen ergab einen Wert von $0.44 \pm 0.3 \mu\text{g/ml}$ Sulfat. Er liegt um den Faktor 14 niedriger als Meßwerte aus Frankfurt (Betz 1976) oder um den Faktor 4 für das Voralpengebiet (Fricke et al, 1976). Diese Sulfatkonzentration im Niederschlagswasser setzt sich aus dem Seesalzanteil und dem Überschussulfat zusammen. Aufgrund von Natriumanalysen und dem Meerwasser Verhältnis Natrium/Sulfat wurde der Seesalzanteil zu $0.29 \mu\text{g/ml}$ Sulfat bestimmt. Ein Drittel des Gesamtsulfats kann daher nicht dem Seesalz zugerechnet werden. Vergleicht man die gemessene Ammoniumkonzentration mit dem Überschussulfat, so ergibt sich ein Molverhältnis Ammonium/Überschussulfat von 0.09. Dieser Wert liegt wesentlich niedriger als er einem vorhandenen Ammoniumsulfat ($\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ mit einem Verhältnis von 2:1 entspräche. Es müssen demnach noch andere Kationen als Gegenionen vorhanden sein.

Regenproben für die Metallanalysen wurden in Polyäthylenflaschen gesammelt. Die angesäuerte Lösung wurde nach Zugabe von Salpetersäure und H_2O_2 erhitzt bis sie auf eine 20%ige Salpetersäure eingedampft war. Die Eichung erfolgte mit Metall-Eichlösungen von entsprechendem Säuregehalt und Konzentration anderer Metallspuren, die der Zusammensetzung des Regenwassers angeähert waren. Bei den Analysen der Metallkonzentrationen fallen besonders die relativ hohen Konzentrationen für alle untersuchten Elemente auf. In einer Tabelle sind sie mit Messungen vom Nordatlantik (Meteorfahrt 23), den Alpen, aus Süddeutschland und dem Frankfurter Raum verglichen.

Regenwasseranalysen

	Fe	Al	Mn	Cd
GATE ¹⁾	0.07	0.07	0.026	0.034
Nordatlantik ¹⁾	0.06	--	0.008	--
Alpen (2.500 ü. NN) ²⁾	0.05	--	0.0035	0.001
Süddeutschland ³⁾	0.12	0.53	0.009	0.0033
kl. Feldberg (Taunus) ⁴⁾	0.21	--	0.009	0.0022
Frankfurt/Main ¹⁾	0.29	0.25	0.02	0.004
Frankfurt/Main ⁴⁾	0.16	--	0.008	0.0019

- 1) diese Untersuchung 2) Müller u. Beilke
(1976)
3) Fricke et al, 1976 4) Betz (1976)

Die Konzentration der Elemente Eisen und Aluminium nehmen von Frankfurt und Süddeutschland bis zu maritimen Gebieten etwa um den Faktor zwei bis drei ab. Bei Mangan und Cadmium scheint jedoch der Trend in umgekehrter Richtung zu gehen. Die Konzentrationen im Regenwasser vor der westafrikanischen Küste liegt für Cadmium um den Faktor 14, für Mangan um den Faktor zwei bis drei höher als in Westeuropa. Daß auf dem tropischen Atlantik höhere Metallkonzentrationen im Niederschlag angetroffen werden als in industrialisierten mittleren Breiten erscheint im ersten Moment verwunderlich, zumal die Luftmassen nach dem mittleren Bodenwindfeld während der Meßperiode bei vorherrschender südwestlicher Strömungsrichtung rein maritimen Ursprungs sind. Jedoch über 850 mbar herrschten Winde aus Richtung Afrika vor. In diesen Höhen kann die Hauptmasse mineralischer Bestandteile transportiert werden (Gravenhorst, 1975). In diese Luftmassen erstrecken sich auch die Wolkensysteme, deren Niederschlagswasser analysiert wurde. Bevor jedoch mit den ersten Messungen dieser Spurenstoffkonzentrationen im maritimen tropischen Niederschlagswasser globale Depositionsraten errechnet werden wie für die Stickstoffkomponenten (Böttger et al, 1977), sollten ergänzende Untersuchungen durchgeführt werden.

Bei den Spurenstoffanalysen standen uns Frau R. Kuger-Hoberg, Frau H. H. Reuwer, Frau M. Obeth und Herr D. Vogler hilfreich zur Seite. Einer der Autoren (G.G.) führte diese Untersuchung als Mitarbeiter des Instituts für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt durch. Sie wurde zum Teil von der DFG unterstützt.

Literaturhinweise:

Betz, M., Untersuchungen über die Absorption und Oxidation von Schwefeldioxid im natürlichen Regenwasser. Diplomarbeit Inst. f. Met. u. Geophys. Uni Frankfurt/Main 1976

Böttger, A; Ehhalt, D.H.; Gravenhorst, G; Deposition von Stickstoffkomponenten durch Niederschlag. Annalen d. Meteorologie (dieser Bd.) 1977

Fricke, W.; Georgii, H.-W.; Gravenhorst, G; Application of a new Sampling Device for Cloud-Water Analysis. Eingereicht, Memorial Band Moskau Dez. 1976

Georgii, H.-W.; Jost, D.; Müller, W.J.; Erprobung eines Verfahrens zur Messung von Ammonium und Ammoniak im ppb-Bereich. Berichte des Inst. f. Met. u. Geophys. d. Uni Frankfurt/Main Nr. 25, 1974

Gravenhorst, G, Der Sulfatanteil im atmosphärischen Aerosol über dem Nordatlantik. Berichte des Inst. f. Met. u. Geophys. d. Uni Frankfurt/Main Nr. 30, 1975

Klockow, D.; Denzinger, H.; Ronicke, G.; Anwendung der substöchiometrischen Isotopenverdünnungsanalyse auf die Bestimmung von atmosphärischem Sulfat und Chlorid in "Background" Luft. Chemie-Ing.-Tech. 46, 19, p.831 (1974)

Müller, J.; Beilke, S.; Berichte des Umweltbundesamtes Pilotstation Frankfurt/Main in Materialien 6/76 des UBA, S. 20-41 (1976)

Rancitelli, L.A.; Perkins, R.W.; Tanner, T.M.; Thomas, C.W.; Stable Elements of the Atmosphere as Tracers of Precipitation Scavenging. in: Engelmann, R.J.; Slinn, W.G.N.; Precipitation Scavenging (1970) S. 99-108 (1970)

UNTERSUCHUNGEN ZUR STRAHLUNGSBILANZ DER ATMOSPHERE
IM KURZWELLEN SPEKTRALGEBIET WAHREND G A T E

QUECK H.

DFVLR Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen

KURZFASSUNG

Nach einer kurzen Beschreibung der Radiosonde zur Messung der Strahlungsflüsse, werden die Ergebnisse aus den drei Fahrtabschnitten der Expedition GATE 1974 diskutiert. Ziel der Messungen war eine Untersuchung der Vertikalvariation der Bilanzkomponenten q_r , q_t , q_a und der Erwärmungsraten HR in Abhängigkeit von den Wetterlagen. Dabei werden mittlere Verteilungskurven für folgende Gruppen des Bedeckungsgrades untersucht: 0, 1, 2, 3, 4 - 5, 6, 7 - 8, 9, 10/10, sowie das Gesamtmittel 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10/10. Die Ergebnisse der Variation der spektralen Bilanzkomponenten werden mitgeteilt und in Abbildungen vorgestellt.

ABSTRACT

After a short description of the radiosonde for measuring the radiant fluxes, the results of the ascents done at the three parts of the expedition GATE are discussed. Aim of the measurements was an evaluation of the vertical variation of the budget components q_r , q_t , q_a and the heating rates HR as a function of the weather conditions. For this purpose the ascents are divided into the following classes of cloudiness: 0, 1, 2, 3, 4 - 5, 6, 7 - 8, 9, 10/10 and also the total mean 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10/10. The results of the variation of the budget components are communicated and shown as figures.

1 EINLEITUNG

Während der drei Fahrtabschnitte der Expedition GATE 1974 wurden von Mitarbeitern des o.g. Instituts 56 Radiosonden zur Bestimmung der Strahlungsflussdichten aus dem oberen und unteren Halbraum in den Spektralbereichen 400 - 600 nm und 300 - 3000 nm gestartet. Ziel der von Bord des FS Meteor aus gemachten Aufstiege war eine Untersuchung der Vertikalvariation der Bilanzkomponenten Reflexion q_r , Transmission q_t , Absorption q_a und der resultierenden Erwärmungsraten HR, sowie der Albedo der Meeresoberfläche @ in Abhängigkeit von den Wetterlagen.

2 MESSINSTRUMENT

Die Radiosonde zur Messung der kurzwelligen Strahlungsflussdichten ist aus folgenden wesentlichen Gruppen aufgebaut:

dem optischen Messteil mit Photowiderständen entsprechender Spektralempfindlichkeit, Streuscheibe, Anpassungsfilter, Thermostatisierung für die Photowiderstände. Dieser Block hat 4 Kanäle, von denen je 2 die einfallende und reflektierte Strahlungsflussdichte messen. In jeder Richtung ist 1 Kanal empfindlich für den eingengten Spektralbereich 400 - 600 nm, in dem keine Absorption durch Wasserdampf auftritt und 1 Kanal für den gesamten energetisch wirksamen Spektralbereich von 300 - 3000 nm.

dem Horizontalsensor zur Unterdrückung des Pendeinflusses.

dem Indikatorsystem zur Inbetriebnahme der Horizontalsensibilisierung, abhängig davon, ob die einfallende Strahlung vornehmlich gerichtet oder diffus ist.

dem FM-Modulator, einer Kapazitätsdiode, die durch das vierfach überlagerte Signal der vier Messwertwandler angesteuert wird.

dem Druckschalter zur Umsteuerung von Messfrequenz auf Referenzfrequenz, bei gleichzeitiger Höhenmarkierung. Zur Erzeugung der Referenzfrequenz in vorbestimmten Druckniveaus werden statt der Photowiderstände, hochkonstante Fest-

widerstände in den Stromkreis geschaltet.

dem 403 MHz-Sender zur Erzeugung der Trägerfrequenz, der neben hoher Ausgangsleistung auch eine gute Frequenzstabilität aufweist.

der Stromversorgung, die aus leistungsfähigen Batterien mit relativ geringem Gewicht besteht.

3 ERGEBNISSE

Für die Bestrahlungsstärke der Globalstrahlung ist der Bedeckungsgrad, die Wolkenart und die räumliche Verteilung der Wolken von Bedeutung. Um den Einfluss der Bewölkung auf die Strahlungsflussdichten in beiden Spektralbereichen aufzuzeigen, wurde das Aufstiegsmaterial in folgende Klassen des Bedeckungsgrades eingeteilt:

- (a) $0/10 \leq B \leq 4/10$
- (b) $5/10 \leq B \leq 7/10$
- (c) $8/10 \leq B \leq 10/10$
- (d) $0/10 \leq B \leq 10/10$

Erfahrungsgemäss hat eine Bedeckung von einigen Zehnteln nur unerheblichen Einfluss auf die Transmission der Atmosphäre (ALBRECHT 1935, PERL 1949, BLACK 1956), weshalb diese Klasseneinteilung gewählt wurde. Über die beobachtete Bewölkung kann nachfolgende Statistik der Häufigkeit angegeben werden:

	a	b	c	d
0	1			1
1	11	1	5	17
2	13	5	4	22
3	1	8	1	10
Summe	26	14	10	50

Die Ziffern in der ersten Spalte haben die Bedeutung: 0 keine Bewölkung, 1 Bewölkung einschichtig, 2 Bewölkung zweischichtig und 3 Bewölkung dreischichtig. Die grösste Häufigkeit kommt in den Klassen a und d der zweischichtigen Bewölkung zu, gefolgt

von der einschichtigen Bewölkung, die in der Klasse c die Führung übernimmt. Eine dreischichtige Bewölkung rangiert an erster Stelle in Klasse b.

Im Mittel aller Aufstiege (Klasse d) weisen 2% keine Bewölkung, 34% eine einschichtige, 44% zweischichtige Bewölkung und 20% der Fälle dreischichtige Bewölkung auf. Von den Aufstiegen sind 52% der Klasse a, 28% der Klasse b und 20% der Klasse c zuzuordnen.

Abbildung 1 zeigt mittlere Strahlungsflussdichten in ihrer Höhenverteilung für die angegebenen Klassen des Bedeckungsgrades. Die zugehörigen Standardabweichungen sind als Balken eingezeichnet. Unabhängig von der Klasseneinteilung ist erkennbar, dass die Standardabweichung bei der einfallenden Strahlung stark mit der Höhe abnimmt, während die Abweichungen bei den Strahlungsflüssen aus dem unteren Halbraum offenbar auf eine ausgeprägtere Abhängigkeit von der, den Bedeckungsgrad ausmachenden Wolkenart hinweisen.

Es ergeben sich folgende Mittelwerte:
in Klasse a

Druck (mb)	$q_{r,1}$	$q_{r,2}$	$q_{t,1}$	$q_{t,2}$	HR ₁	HR ₂
1000	0.066	0.055	0.687	0.631	0.019	0.770
100	0.293	0.293	0.978	0.972		2.790
in Klasse b						
1000	0.049	0.042	0.653	0.595	0.014	0.680
100	0.370	0.357	0.987	0.974	0.150	1.720
in Klasse c						
1000	0.061	0.049	0.482	0.552	0.026	0.650
100	0.487	0.375	0.985	0.997	0.065	0.995
in Klasse d						
1000	0.060	0.051	0.595	0.602	0.031	0.730
100	0.363	0.330	0.982	0.978	0.060	2.170

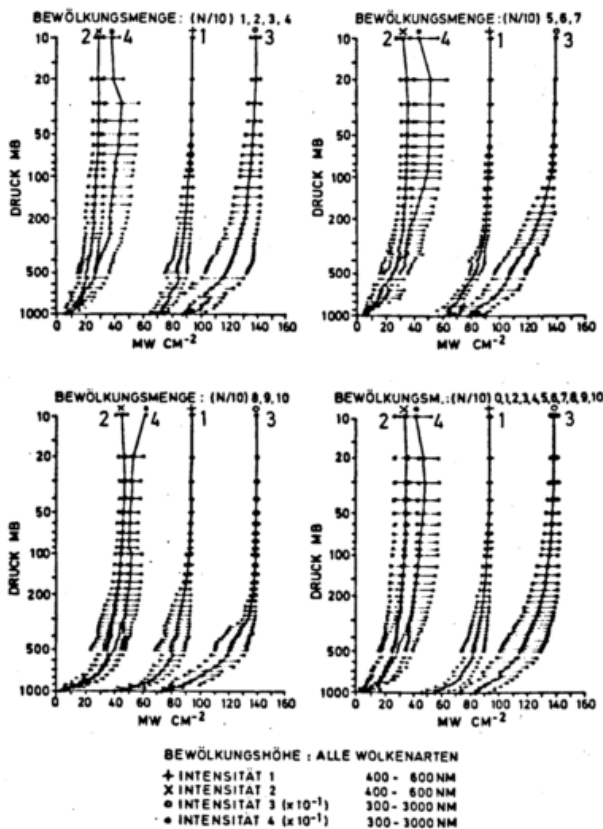


Abb.1 Strahlungsflussdichten als $f(p)$ für Klassen des Bedeckungsgrades

Folglich ist bei einer Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad die Albedo der Meeresoberfläche am grössten in Klasse a und zeigt Minima in Klasse b mit einem merklichen Anstieg in Klasse c. Es liegt die Vermutung nahe, dass zur Beschreibung dieser Komponente weitere Spezifikationen wie Wolkenart und vor allem die räumliche Anordnung der Wolken miteinbezogen werden müssen. Die Transmission nimmt spektral unabhängig schrittweise ab. Bei der Erwärmungsrate muss unterschieden werden nach der Aufspaltung in die Atmosphärenschichten p-1000 mb und p-100 mb. Für die Atmosphärenschicht p-1000 mb ist im Spektralbereich 400 - 600 nm keine einheitliche Richtung feststellbar, während im Bereich 300 - 3000 nm eine Abnahme der Erwärmungsrate mit zunehmender Bedeckung zu beobachten ist. Die Atmosphärenschicht p-100 mb zeigt eine Abnahme der Erwärmungsraten mit zunehmender Bedeckung. Es ist jedoch aus den Einzelprofilen ohne Einschränkung eine Erwärmung an der Wolkenuntergrenze und eine Verminderung der Strahlungsabkühlung nahe der Wasseroberfläche und der unteren Troposphäre festzustellen, was auch in Abbildung 2 zu erkennen ist. In dieser dreidimensionalen Statistik ist in der ersten Reihe die

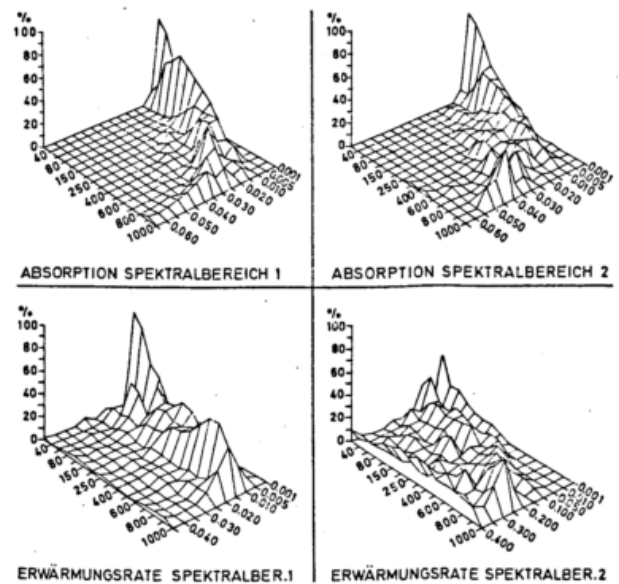


Abb. 2 Häufigkeitsverteilung der Absorption als $f(p, q_a)$ und der Erwärmungsraten in $^{\circ}C/d$ als $f(p, HR)$

Absorption als Funktion des Druckes und schrittweise erhöhter Grenzwerte des absorbierten Bruchteils für beide Spektralbereiche aufgetragen. Beide Verteilungen zeigen einen raschen Abfall mit abnehmendem Druck, wobei die Streubreite im Spektralbereich 300 - 3000 nm grösser ist, als im Bereich 400 - 600 nm. Die Erwärmungsraten beider Spektralbereiche, die in der zweiten Reihe der Abbildung dargestellt sind, zeigen einen Abfall mit abnehmendem Druck, der entsprechend der Verteilung der Absorption, im Spektralbereich 300 - 3000 nm langsamer und mit grösserer Streubreite verläuft, als im eingengen Bereich.

LITERATURHINWEISE

- Albrecht, F.: Meteor.Z. 52 (1935), S.454-458
 Perl, G.: Arch.Met.Geoph.Biokl., B(1949), S.75
 Black, N.J.: Arch.Met.Geoph.Biokl., B(1956), 7, S.165

ZWISCHEN EISZEIT UND WÜSTE: STREIFZÜGE DURCH DIE KLIMAGESCHICHTE*)

Hermann Flohn

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Zusammenfassung

Austrocknung des Mittelmeers im Jungmiozän und seine Folgen in Mitteleuropa. 16 Eiszeiten belegt im Löß von Mähren und Niederösterreich. Abschnürung des Schwarzen Meers, zugleich Vergrößerung des Kaspi-Sees und Trockenfallen der Nordsee. Weltklima in der letzten Eiszeit - Parallelen zwischen Nord- und Südhalbkugel, fossile Sanddünen in Mitteleuropa und am Rand des afrikanischen Regenwaldes.

Das klimatische "Optimum" vor 6000 Jahren (Neolithikum): Feuchtperiode in der Sahara und in Nordwestindien, Schwankungen der Seen, die Wurzeln der frühen Hochkulturen am Nil und am Indus, Trockenklima im amerikanischen Mittelwesten, Verschwinden der meisten Alpengletscher. Das Problem der "Desertification": regionale Klimaänderung als Folge der Vegetationszerstörung durch den Menschen? Die "kleine Eiszeit" 1550 - 1850; Witterungsextreme damals und heute. Zeitskala der Klimaschwankungen.

*) Öffentlicher Vortrag, gehalten am 13.4.1977, 21 Uhr

K. Hasselmann und K. Herterich

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Kurzfassung: Lorentz unterscheidet zwei Arten der Klimavorhersage: die interne Entwicklung des Klimasystems bei festgehaltenen Randbedingungen (Vorhersage erster Art) und die Änderung des Klimasystems infolge vorgegebener äußerer Einwirkungen (Vorhersage zweiter Art). Hier wird in erster Linie das Problem der Vorhersage erster Art diskutiert. Wichtigste Komponenten eines Klimamodells für diese Aufgabe sind (1) prognostische Gleichungen der trägen Komponenten des Klimasystems, d.h. der Ozeane, Kryosphäre, Landvegetation usw., sowie (2) parametrisierte Darstellungen der atmosphärischen Zirkulation in Abhängigkeit der prognostischen Klimavariablen. Bei der Parametrisierung der atmosphärischen Zirkulation müssen nicht nur die mittleren Flüsse, sondern auch die fluktuierenden Terme berücksichtigt werden. Letztere können entscheidend zur stochastischen Erregung der beobachteten Klimavariabilität beitragen.

1 VERÄNDERLICHKEIT DES KLIMAS

Die klassische Definition des Klimas als 30-jähriger statistischer Mittelwert des Wetters beruhte noch auf der Vorstellung, daß man das Klima in erster Näherung als einen quasi-stationären statistischen Gleichgewichtszustand auffassen konnte. Seit einigen Jahren wird das Klima jedoch stärker als dynamisches Phänomen betrachtet, bei dem gerade den Abweichungen vom langjährigen Mittelwert besondere Aufmerksamkeit geschenkt wird. Diese Sichtänderung ergab sich einerseits durch die Gefahr der möglichen Beeinflussung des Klimas durch den Menschen, andererseits aber auch aus den empfindlichen wirtschaftlichen Auswirkungen natürlicher Klimaschwankungen. Beide Probleme erforderten ein besseres Verständnis der Dynamik der Klimaveränderlichkeit.

Sucht man nach einer Definition des Klimas, die die Klimaschwankungen explizit enthält, so ist es naheliegend, das kontinuierliche Spektrum der Variabilität des Gesamtsystems Atmosphäre-Ozean-Kryosphäre-Land in ein kurzperiodisches Wetterspektrum und ein daran anschließendes langperiodisches Klimaspektrum einzuteilen. Als Grenze der beiden Spektralbereiche bietet sich die theoretische Grenze der deterministischen Wettervorhersage an, d.h. etwa 10 - 30 Tage. Dieser erweiterten Definition gemäß werden wir alle Fluktuationen mit Perioden länger als etwa 2 Wochen als Klimavariationen bezeichnen (siehe GARP Climate Conference, Stockholm 1974).

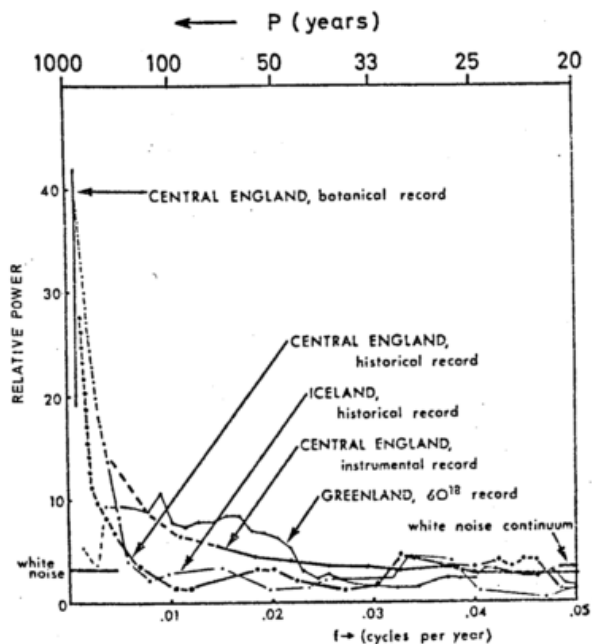
Varianzspektren von Klimaänderungen (z.B. Abb. 1, nach Kutzbach und Bryson, 1974, und Imbrie und Shakleton, 1974), zeigen gewöhnlich ein breites Kontinuum ohne ausgeprägte Linien (außer bei etwa 100.000 Jahren) mit zunehmender Varianz zu längeren Perioden hin. Das Verständnis dieser spektralen Verteilung stellt eine der Hauptaufgaben der Klimaforschung dar. Erst wenn die physikalischen Ursachen der natürlichen Schwankun-

gen erklärt sind, kann man erwarten, verlässliche Aussagen über die Langzeit-Auswirkung der anthropogenen Einflüsse auf das Klimasystem treffen zu können.

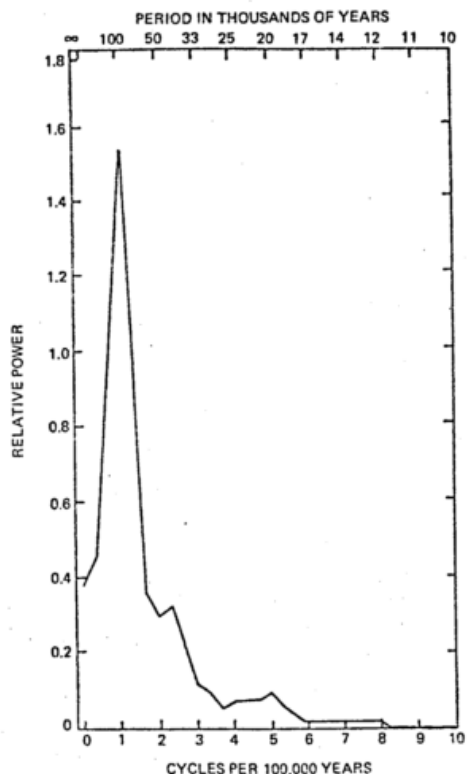
Bei Untersuchungen der Klimavorhersagbarkeit ist es zweckmäßig, zwei Arten der Klimavorhersage zu unterscheiden. Nach Lorentz (1975) versteht man unter der Klimavorhersage erster Art die Vorhersage der internen zeitlichen Entwicklung des Klimasystems bei festgehaltenen äußeren Randbedingungen, wie Sonneneinstrahlung oder Zusammensetzung der Atmosphäre. Als Klimavorhersage zweiter Art bezeichnet Lorentz dann die Vorhersage der Änderungen im Klimasystem, die durch vorgegebene Änderungen der äußeren Randbedingungen des Systems hervorgerufen werden. Die Vorhersage natürlicher Klimafluktuationen kann sowohl von erster als auch von zweiter Art sein, während die Vorhersage anthropogener Einwirkungen im allgemeinen eine Vorhersage zweiter Art darstellt.

Die Unterscheidung der beiden Vorhersagearten ist im Begriff häufig leichter als in der Praxis. Anhand von numerisch simulierten oder wirklich gemessenen Daten ist eine extern erzwungene Klimaänderung der zweiten Art von einer internen Änderung erster Art nur deutlich unterscheidbar, wenn lange Zeitreihen zur Korrelationsanalyse vorliegen, oder wenn die äußere Einwirkung plötzlich erfolgt und die Anpaßzeit des Klimasystems kurz ist im Vergleich zu den relevanten Zeitskalen der internen Schwankungen. Bei anthropogenen Belastungen sind diese Voraussetzungen z.B. oft nicht erfüllt, und die verschiedenen Arten der Klimaveränderungen können dann nur durch sorgfältige Untersuchung der internen Dynamik des Klimasystems erkannt werden.

Wir wollen uns im folgenden auf die Frage der internen Klimadynamik und der Vorhersagbarkeit erster Art beschränken.



(a)



(b)

Abbildung 1: Varianzspektren der Klimavariabilität im Bereich von 10 bis 10^3 Jahren (a) (nach Kutzbach and Bryson, 1974) und 10^4 bis $6 \cdot 10^5$ Jahren (b) (nach Imbrie and Shackleton, 1974).

2 KLIMAMODELLE

In erster Näherung läßt sich das Klimasystem Atmosphäre-Ozean-Kryosphäre-Land in zwei Untersysteme stark unterschiedlicher Zeitskalen unterteilen: die Atmosphäre, mit typischen Zeitskalen im Bereich von Stunden bis Tagen, und das restliche System Ozean-Kryosphäre-Land, mit einem sehr breiten Spektrum von Zeitskalen von Wochen bis Jahrtausenden. Da es niemals möglich sein wird, sämtliche Zeitskalen in einem einzigen Klimamodell aufzulösen, ist man darauf angewiesen, eine Hierarchie von Modellen zu entwickeln, in denen jeweils nur ein ausgewähltes Spektralband explizit durch prognostische Gleichungen erfaßt wird. Die langsamer sich ändernden Größen werden dann als feste Randbedingungen betrachtet, während die schnell veränderlichen Komponenten parametrisiert werden.

Am kurzperiodischen Ende dieser Hierarchie steht das Allgemeine Zirkulationsmodell (General Circulation Model, GCM). Hier werden nur die synoptischen Skalen der Atmosphäre prognostisch erfaßt, während die subskaligen atmosphärischen Prozesse parametrisiert und sämtliche außer-atmosphärische Komponenten (eventuell mit Ausnahme der ozeanischen Deckschicht) als feste Randbedingungen betrachtet werden. In Klimauntersuchungen sind GCM's praktisch nur für Sensitivitätstests, d.h. für Vorhersagen zweiter Art, verwendbar. Will

man hingegen die interne Variabilität des Klimasystems untersuchen, so müssen die langsam veränderlichen außer-atmosphärischen Komponenten explizit als prognostische Variable mit aufgenommen werden. Damit begibt man sich dann aber gleich in sehr viel größere Zeitskalenbereiche, und die atmosphärische Zirkulation selber muß man notgedrungen weitgehendst parametrisieren. Die Beziehung der Klimavorhersage erster Art zu GCM-Untersuchungen ist somit weitgehend ähnlich die der Wettervorhersage (mit GCM's) zur Grenzschichtforschung: man erhofft von Untersuchungen im benachbarten sub-skaligen Bereich jeweils bessere Parametrisierungsvorschriften für die eigenen Modelle.

Die Parametrisierung der atmosphärischen Zirkulation läßt sich nur in Abhängigkeit der Struktur des Klimamodells sinnvoll formulieren. Denn die für die Klimaentwicklung relevanten Zirkulationsparameter ergeben sich erst durch die außer-atmosphärische Variablen, die in dem prognostischen Klimamodell berücksichtigt werden. So benötigen z.B. die einfachsten zonal gemittelten Klimamodelle nach Budyko und Sellers als Parametrisierung der atmosphärischen Zirkulation lediglich den meridionalen Wärmetransport in Abhängigkeit der zonal gemittelten Boden- und Meerestemperaturen. Weiterentwickelte Klimamodelle, die die zweidimensionalen Verteilungen der Ozean-Land-Temperaturen und der Eisbedeckung berücksichtigen, werden wesent-

lich detailliertere Parametrisierungsansätze benötigen, einschließlich der Abhängigkeit der stehenden und transient Eddies von den veränderlichen Randbedingungen.

3 STOCHASTISCHE KLIMAMODELLE

In der Entwicklung realistischer Klimamodelle für Vorhersagen erster Art stehen wir noch am Anfang. Neben einer verbesserten räumlichen Auflösung und der damit erforderlichen detaillierteren Parametrisierung der atmosphärischen Zirkulation werden künftige Klimamodelle voraussichtlich noch einer wesentlichen Erweiterung ihrer Grundstruktur bedürfen: Bei den bisher verwendeten einfachen Statistical Dynamical Models (SDM's) werden nämlich lediglich mittlere Eigenschaften der atmosphärischen Zirkulation in den Klimamodellen parametrisiert. Hierdurch stellt sich das Klimasystem (bei fest vorgegebenen äußeren Einwirkungen) gewöhnlich auf einen einzigen konstanten Gleichgewichtszustand ein, und es besteht keine Möglichkeit, Klimaschwankungen anhand von Wechselwirkungen innerhalb des Klimasystems selber zu erklären. Klimaänderungen werden somit bei diesen Modellen ausschließlich auf zeitlich veränderliche äußere Einwirkungen zurückgeführt, d.h. auf Klimaänderungen zweiter Art. Diese Einschränkung wird in den stochastisch erregten Klimamodellen (Stochastic Forcing Models, SFM's) aufgehoben, in denen neben den gemittelten atmosphärischen Größen auch die stochastischen Schwankungsterme im Klimamodell berücksichtigt werden.

Formal läßt sich die Beziehung zwischen GCM, SDM und SFM am einfachsten anhand der prognostischen Gleichungen

$$\dot{x}_i = u_i(x, y) \quad (1)$$

$$\dot{y}_i = v_i(x, y) \quad (2)$$

für das schnell veränderliche Untersystem x (Atmosphäre) und das langsam veränderliche Restsystem y (Ozean-Kryosphäre-Land) verdeutlichen. Beim GCM werden die Klimavariablen x als konstante Randbedingung x_0 betrachtet, und man beschränkt sich auf die Integration des abgekoppelten atmosphärischen Systems (1)

$$\dot{x}_i = u_i(x, y_0) \quad (3)$$

In der Klimavorhersage erster Art interessiert man sich hingegen für das eigentliche Klimasystem (2), wobei zur Schließung des Gleichungssystems die Variablen x durch die Variablen y ausgedrückt werden müssen. Beim SDM wird Gleichung (2) zunächst gemittelt über eine Zeit τ , die zwischen den charakteristischen Zeitskalen τ_x und τ_y der Systeme (1) und (2) liegt,

$$\bar{y}_i = \overline{v_i(x, y)} \quad (4)$$

Je nach Struktur des Klimamodells treten dann in der rechten Seite gemittelte quadratische Ausdrücke in x auf, die die atmosphärischen

Transporte darstellen. Die Parametrisierungsaufgabe reduziert sich somit auf die Darstellung dieser Transporte in Abhängigkeit des Klimazustandes x . Die resultierenden Klimagleichungen sind deterministisch und besitzen gewöhnlich asymptotisch konstante Gleichgewichtslösungen.

Beim SFM betrachtet man hingegen die vollständige Gleichung

$$\dot{y}_i = \overline{v_i} + v_i' \quad (5)$$

einschließlich der fluktuierenden Anfachung v_i' . Wegen der kurzen Zeitskala von v_i im Vergleich zu y_i kann man (5) als stochastisch erregtes System auffassen. Es läßt sich dann zeigen (Hasselmann, 1976), daß im System y ein kontinuierliches Fluktuationsspektrum angeregt wird, das viele der charakteristischen Eigenschaften der beobachteten Spektren aufweist - insbesondere auch die Zunahme der Varianz mit abnehmender Frequenz.

Nach diesem Modell wird somit die Klimavariabilität sehr einfach durch die ständigen kurzzeitigen Einwirkungen zufälliger Witterschwankungen erklärt. Infolge der integrierenden Eigenschaft des Klimasystems y ist dieser Prozeß besonders bei langen Perioden wirkungsvoll und würde ohne stabilisierende negative Rückkopplungen innerhalb des Klimasystems sogar zu einer unbeschränkt wachsenden Varianz des Klimasystems führen.

Beispiele stochastisch erregter Klimamodelle sind in Lemke (1977), Frankignoul und Hasselmann (1977) und Reynolds (1977) diskutiert worden. Zur Veranschaulichung des Konzeptes sollen hier lediglich einige Ergebnisse der zweitgenannten Arbeit zitiert werden.

Abb. 2 zeigt das Varianzspektrum der gemessenen Anomalie der Meeresoberflächentemperatur im Pazifik sowie das zugehörige Varianzspektrum der Anomalie des atmosphärischen Drucks an der Meeresoberfläche (nach Davis, 1976). Beide Spektren beziehen sich auf die Amplituden der ersten empirischen Orthogonalfunktion der jeweiligen Anomaliefelder. Als "Klimavariablen" wird hier die Temperaturanomalie betrachtet, während die Druckanomalie stellvertretend für die atmosphärische Anfachung gelten soll. Die vorausgesetzte Zeitskalentrennung $\tau_x \ll \tau_y$ impliziert ein weißes Spektrum der atmosphärischen Anfachung im für das Klima interessierenden Frequenzbereich $\omega \ll \tau_x^{-1}$. Diese Voraussetzung ist offensichtlich gut erfüllt. Gleichung (5) ergibt dann für den einfachsten Fall einer linearen negativen Rückkopplung $\overline{v_i} = \text{const} - \lambda y_i$ (wie bei kleinen Schwankungen zu erwarten) ein Varianzspektrum der Form

$$F(\omega) = \frac{A}{\omega^2 + \lambda^2} \quad (6)$$

Die Konstante A entspricht dabei der Spektraldichte der atmosphärischen Anfachung v_i bei kleinen Frequenzen. Bei geeigneter Wahl der Konstanten A und λ stimmt die theoretisch vorhergesagte Verteilung (6) recht gut mit dem

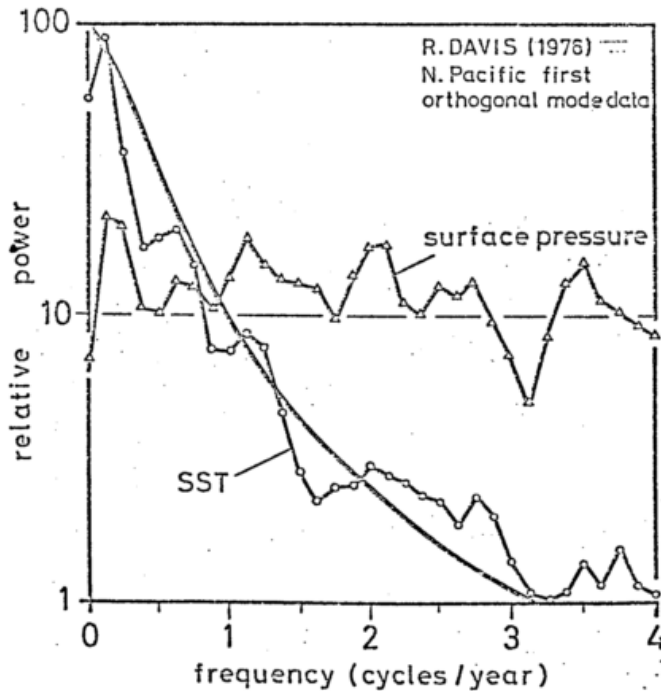


Abb. 2: Varianzspektren der ersten empirischen Eigenfunktion der Anomalien des atmosphärischen Drucks und der Meeresoberflächentemperatur (nach Davis, 1976). Ausgezogene Linien stellen theoretische Kurven dar: ein weißes Anfachungsspektrum beim Druck und die Form (6) für den Temperaturrespon (Frankignoul und Hasselmann, 1977).

beobachteten Temperaturspektrum überein.

Eine direkte Bestimmung des atmosphärischen Anfachungsspektrums A war in diesem Fall nicht möglich, da die erforderlichen Daten zur Berechnung des Wärmeaustausches aus der Luft-Wasser-Temperaturdifferenz, Luftfeuchte usw. nicht in ausreichender räumlicher Auflösung vorlagen. Die Hypothese der Entstehung der Temperaturanomalie durch Zufallsanfachung durch die Atmosphäre konnte jedoch indirekt nachgeprüft werden durch Berechnung der Korrelationsfunktion $r_{TP}(\tau)$ zwischen den Druck- und Temperaturanomalien, Abb. 3. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist auffallend gut. Dabei unterstützt insbesondere die Asymmetrie von $r_{TP}(\tau)$, $r_{TP} = 0$ für $\tau < 0$, die angenommene einseitige Ursache-Wirkungsrelation der Anomalieentstehung. Diese steht im Gegensatz zur häufig postulierten Kreisrückkopplung Ozean-Atmosphäre-Ozean als Ursache der Meeres-temperaturanomalien.

Es muß allerdings betont werden, daß eine Analyse anhand der ersten empirischen Orthogonalfunktionen nur eine erste Näherung darstellen kann. Eine genauere Analyse der zweidimensionalen räumlichen Struktur der Temperaturanomalien durch Reynolds (1977) ergab gute Übereinstimmung mit dem stochastischen Modell im Inneren des Pazifik, aber starke Abweichungen in den Gebieten starker Strömung am Äquator und an den Ozeanrändern. Es ist auch zu erwarten, daß eine sorgfältigere simultane Raum-Zeit-Korrelationsanalyse der atmosphärischen und ozeani-

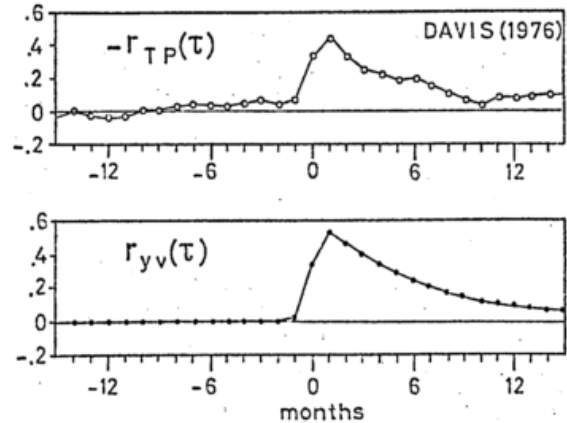


Abb. 3; oben: Beobachtete Kreuzkorrelationsfunktion der in Abb. 2 gezeigten Druck- und Temperaturanomalien (nach Davis, 1976); unten: Theoretische Kreuzkorrelationsfunktion nach dem Modell (5) bei linearer Rückkopplung (unter Berücksichtigung einer Abflachung bei der theoretisch unendlich scharfen Unstetigkeit bei $\tau = 0$ infolge der monatlichen Mittelung der Daten). Nach Frankignoul und Hasselmann (1977).

schen Anomaliefelder die häufig zitierten Rückkopplungen der ozeanischen Anomalien auf die atmosphärische Zirkulation noch herausbringen wird, auch wenn diese Effekte anscheinend für die eigentliche Anomalieentstehung nicht entscheidend sind.

4 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Wir haben hier den stochastischen Charakter der Klimaänderungen betont, da dieser in den bisherigen Klimamodellen wenig Beachtung fand. Dies bedeutet aber nicht, daß Klimaänderungen erster Art prinzipiell nicht vorhersagbar sind. Neben der stochastischen Anfachung durch die Atmosphäre wird die zeitliche Entwicklung des Klimasystems nämlich auch durch seine internen Wechselwirkungen bestimmt, welche (bis auf die üblichen Auflösungsunbestimmtheiten) vollständig deterministisch sind. Das Verhältnis der stochastischen zu den deterministischen Anteilen der Klimaänderung hängt von der Struktur des Klimamodells ab. Bei einem statistisch stationären Klimasystem, bei dem die stochastische Anfachung im statistischen Gleichgewicht mit der stabilisierenden internen Rückkopplung liegen muß, sind beide Komponenten vergleichbar. Der Gütefaktor einer Klimavorhersage erster Art liegt dann im allgemeinen bei etwa 50 %. Dieses Verhältnis wird sich natürlich ändern bei einer Überlagerung externer Einwirkungen, d.h. bei einem gemischten Vorhersageproblem erster und zweiter Art.

Zur Entwicklung realistischer Klimamodelle für Vorhersagen erster Art müssen Fortschritte hauptsächlich in zwei Richtungen erzielt werden:

- a) In der Aufstellung dynamischer Modelle der internen Wechselwirkungen der trägen Komponenten des Klimasystems - d.h. der Ozeane, der Land- und See-Eisflächen, der Landvegetation usw. Dabei bedürfen die Komponenten des Klimasystems, die auf die Atmosphäre unmittelbar zurückwirken, einer besonders sorgfältigen Modellierung - ein Gesichtspunkt, der z.B. bei bisherigen Modellen der ozeanischen Zirkulation wenig berücksichtigt wurde.
- b) In der Parametrisierung der atmosphärischen Zirkulation in Abhängigkeit der prognostischen Parameter des Klimasystems. Neben den mittleren Transporten beinhaltet diese Parametrisierung insbesondere auch die niederfrequenten Werte der Varianzspektren, die die stochastische Anfachung des Klimasystems darstellen. Im Prinzip lassen sich die relevanten Parametrisierungen anhand einer Serie von Sensitivitätstests mit GCM's aufstellen.

Als wichtigstes Hilfsmittel der empirischen Untersuchung von langperiodischen Wechselwirkungen sowie zum Testen von Klimamodellen wird man dabei sicherlich die Methoden der statistischen Zeitserienanalyse stärker heranziehen. Wegen der starken Nichtlinearität des Systems ist zu erwarten, daß neben den üblichen Kreuzspektralmethoden zur Auffindung linearer Übertragungsfunktionen auch nichtlineare Verfahren (z.B. Bispektralanalyse) stärkere Beachtung finden werden.

Durch systematischen Vergleich von Theorie, numerischem Modell und Beobachtungsdaten wird man in den nächsten Jahren wesentliche Fortschritte im Verständnis der physikalischen Grundlagen der Klimavariationen im Zeitskalenbereich von einigen Wochen bis 100 Jahren erwarten können. Bei längeren Zeitskalen wird ein quantitativer Vergleich zwischen Modell und Daten wegen des Fehlens direkter Messungen jedoch immer problematischer. Trotz der eindrucksvollen Erfolge in der Rekonstruktion des frühzeitlichen Klimas mit Hilfe der Paläoklimatologie und anderer indirekter Verfahren werden hier sicherlich noch viele unbeantwortbare Fragen bleiben, die ihren Anreiz zur theoretischen Spekulation wohl auch in der Zukunft nicht verlieren werden.

LITERATURVERZEICHNIS

- Davis, R.E. (1976): Predictability of sea surface temperature and sea level pressure anomalies over the North Pacific ocean. *J.Phys.Oceanogr.* 6, S. 249-266.
- Frankignoul, C., Hasselmann, K. (1977): Stochastic Climate Models. Part 2. Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability (accepted for *Tellus*).
- GARP Publication 16, 1975: The physical basis of climate and climate modelling. World Met. Organiz., Internat. Council Scient. Unions. (Stockholm Study Conf., 1974).
- Hasselmann, K. (1976): Stochastic Climate Models. Part 1. Theory. *Tellus* 28, S. 473-485.
- Imbrie, J. und Shackleton, J.J. (1974): Climatic periodicities documented by power spectra of the oxygen isotope record in equatorial deep-sea core V28-238. (Abbildung übernommen aus National Academy of Sciences Bericht, 1975, "Understanding Climatic Change").
- Kutzbach, J.E. und Bryson, R.A. (1974): Variance Spectrum of Holocene Climatic Fluctuations in the North Atlantic Sector. *Journal of the Atmosph. Sciences* 31, S. 1958-1963.
- Lemke, P. (1977): Stochastic Climate Models. Part 3. Application to zonally averaged energy models (accepted for *Tellus*).
- Lorentz, E.N. (1975): Climate Predictability, GARP Publ. 16, S. 132-136.
- Reynolds, R.W. (1977): Sea surface temperature anomalies in the North Pacific Ocean. Vortrag, DMG-Tagung, Garmisch, April 1977.

STOCHASTISCHE KLIMAMODELLE
ANWENDUNG AUF ZONAL GEMITTELTE ENERGIEBILANZMODELLE

Peter Lemke

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Kurzfassung: Ein stochastisches Budyko Modell wird betrachtet, in dem, im Gegensatz zu den üblichen statistisch dynamischen Klimamodellen, die Wetterfluktuationen nicht herausgemittelt werden, sondern als interne stochastische Anregung dienen und dadurch Klimaschwankungen erzeugen. Die Klimavariablen, wie z.B. die Oberflächentemperatur, können deswegen nicht mehr deterministisch bestimmt werden, sondern müssen als stochastische Variable betrachtet werden, die man z.B. durch ihr Varianzspektrum beschreiben kann. Die berechneten Spektren der jährlich und zonal gemittelten Oberflächentemperatur der Erde stimmen mit den Beobachtungen sowohl in ihrer Form, als auch in ihrer Grössenordnung überein.

1 EINLEITUNG

Viele Versuche sind gemacht worden, durch Variation externer Parameter, wie z.B. der Solarkonstanten, Klimaschwankungen in statistisch dynamischen Modellen zu beschreiben. Eines der einfachsten Modelle dieser Art ist das zonal gemittelte Energiebilanzmodell von Budyko (1969). Es zeichnet sich durch einen starken positiven Albedo-Feedback aus, der zu einer grossen Empfindlichkeit bezüglich kleiner Änderungen der Solarkonstanten führt. Um die prognostischen Gleichungen zu schliessen, werden in den statistisch dynamischen Modellen die Wetterfluktuationen herausgemittelt und die mittleren Terme als Funktionen der Oberflächentemperatur parametrisiert. Klimaschwankungen können nur durch Änderungen externer Parameter erzeugt werden. Erweitert man jedoch diese Modelle, indem man die Wetterfluktuationen als interne Anregung in den prognostischen Gleichungen behält, dann treten Klimaschwankungen auch ohne Änderungen externer Parameter auf. Da die Wetterfluktuationen formal als stochastische Anregung auftreten, sind die Klimavariablen nicht mehr deterministisch bestimmbar, sondern sind stochastische Variable, die man z.B. durch ihr Varianzspektrum beschreiben kann. Das folgende stochastische Budyko Modell zeigt die Berechnung des Spektrums der Oberflächentemperatur.

2 DAS STOCHASTISCHE MODELL

Die Klimavariablen in Budykos Modell ist die jährlich und zonal gemittelte Oberflächentemperatur der Erde. Sie wird bestimmt aus der zonal gemittelten und vertikal integrierten Ener-

giebilanz des Systems Erde-Atmosphäre,

$$c \rho l_w \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^0 T_i(z,t) dz = R_i(T) + A_i(T) \quad (1)$$

wobei R_i die Strahlungsbilanz, A_i der Energiegewinn durch den meridionalen Fluss und c und ρ die spez. Wärme und Dichte bedeuten (i = Breitenkreisindex). Wegen der geringen Wärmekapazitäten von Atmosphäre und Landoberfläche erstreckt sich die vertikale Integration im wesentlichen über die thermisch wirksame Ozeantiefe h ; $l_w^{(i)}$ gibt den ozeanbedeckten Anteil des Breitenkreises i an. Üblicherweise wurde (1) dazu benutzt, die Empfindlichkeit der Gleichgewichtszustände bezüglich Änderungen der Solarkonstanten zu untersuchen. Um die Gleichungen zu schliessen wurden auf der rechten Seite von (1) die Wetterfluktuationen herausgemittelt und die gemittelten Terme als Funktionen von T parametrisiert. Hier sollen nun die Wetterfluktuationen, die sowohl in A als auch über Bewölkung und Feuchte in R auftauchen, nicht herausgemittelt werden, sondern als interne stochastische Anregung in (1) dienen. Für kurze Zeitskalen kann der thermisch wirksame Ozean durch eine homogene Deckschicht (Tiefe h_1) beschrieben werden. Gleichung (1) geht dann über in

$$c \rho l_w h_1 \frac{\partial T_i}{\partial t} = \langle R_i(T_i) \rangle + \langle A_i(T) \rangle + S_i' \quad (2)$$

Für kleine Schwankungen um einen Gleichgewichtszustand \bar{T}_i (linearer Feedback) können die gemittelten Terme $\langle R_i \rangle$ und $\langle A_i \rangle$ nach T entwickelt werden. Eine Fouriertransformation ergibt

$$i\omega T_i(\omega) = V_{ij} [T_j(\omega) - \hat{T}_j(\omega)] + \frac{1}{c_s \rho_{ij} h_i} S_i'(\omega)$$

mit

$$V_{ij} = \frac{1}{c_s \rho_{ij} h_i} \frac{\partial}{\partial T_j} [\langle R_i \rangle + \langle A_i \rangle]$$

Mit Hilfe von (3) erhält man für das Varianz-Kreuzspektrum $G_{ij}(\omega)$ der Oberflächentemperatur T_i (Hässelmann, 1976)

$$G_{ij}(\omega) = H_{ik} H_{kj}^* F_{kl}(0) \quad (4)$$

wobei $H = (i\omega I - V)^{-1}$ (I =Einheitsmatrix) und $F_{kl}(0)$ das Kreuzspektrum der stochastischen Anregung ist.

Für längere Zeitskalen ist das Modellieren des Ozeans durch eine homogene Deckschicht nicht mehr ausreichend. Deswegen wird eine zweite darunter liegende Schicht (Tiefe $h_2 = 4500$ m) eingeführt, in der vertikaler Wärmetransport durch turbulente Wärmeleitung stattfindet. Das vertikale Temperaturprofil wird durch die Wärmeleitungsgleichung bestimmt

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\sigma}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - W \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5)$$

Der turbulente Wärmeleitungskoeffizient σ ist mit $1 \text{ cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ und die vertikale Geschwindigkeit (upwelling) w ist mit $1,2 \text{ cm/Tag}$ angenommen. Die grundlegende Gleichung für die Oberflächentemperatur (3) geht damit über in

$$i\omega g(\omega) T_i(\omega) = V_{ij} [T_j(\omega) - \hat{T}_j(\omega)] + \frac{1}{c_s \rho_{ij} h_i} S_i' \quad (6)$$

$g(\omega)$ ist hier eine komplexe Wärmekapazität, die den Einfluss der zweiten Ozeanschicht beschreibt (Lemke, 1977).

Die Parametrisierung der Infrarot-Emission und des meridionalen Fluss-Terms A wird von Budyko übernommen. Für die Parametrisierung der Albedo als Funktion der Temperatur wird eine Cosinus-Form der jährlichen Temperaturschwankung angenommen. Dann ist die jährlich gemittelte Albedo gegeben durch

$$\alpha(T) = \begin{cases} \alpha_E & T > a_3 \text{ u. } T < -a_3 \\ \alpha_E + (\alpha_S - \alpha_E) \frac{1}{\pi} \arccos(T/a_3) & |T| < a_3 \end{cases} \quad (7)$$

wobei α_E (θ) die Albedo ohne Schneebedeckung am Breitengrad θ , α_S die Albedo bei Schneebedeckung und $\pm a_3 = \pm 10^\circ \text{C}$ die mittlere Schneefall- und Eisgrenze bedeutet. Albedo-Feedback findet danach südlich der Schneefallgrenze und nördlich der Eisgrenze nicht statt.

Beiträge zur stochastischen Anregung S_i' in (2) liefern der meridionale Fluss, die Bewölkung und die Luftfeuchtigkeit. Abschätzungen ergeben, dass der meridionale Fluss den Hauptbeitrag liefert. Zeitserien der zonal gemittelten und vertikal integrierten

Energieflüsse, die für die Berechnung des Anregungsspektrums benötigt werden, sind zur Zeit nicht vorhanden. Deshalb wird $F_{ij}(0)$ wie folgt abgeschätzt ($a = 1/c_s \rho_{ij} h_i 2\pi$):

$$F_{ij}(0) = a \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\tau) d\tau = a R_{ij}(0) \bar{T} \quad (8)$$

Dabei ist R_{ij} die Kovarianzfunktion von A und \bar{T} die Korrelationszeit von A , die mit 5 Tagen angenommen wird. Der Einfachheit halber wird weiter angenommen, dass die Diagonalelemente $\sigma^2 = R_{ii}(0)$ konstant sind für alle Breitengrade; dabei wird σ dem Mittelwert von A am 55° Breitengrad gleichgesetzt, was in grober Übereinstimmung mit Daten von Oort ist. Die horizontale Korrelationslänge wird mit 1500 km angenommen.

3 RESULTATE

Gleichung (4) wurde numerisch gelöst. Figur 1 zeigt das Varianzspektrum der Oberflächentemperatur bei einer geographischen Breite von 55° für verschiedene Albedo-Feedback Parameter $b_1 = (\alpha_E - \alpha_S)/a_3 \pi$ (Ein-Schichten-Ozeanmodell). Die Balken bezeichnen Temperatur Daten für Mittelengland (Kutzbach und Bryson, 1974). Für grosse Frequenzen ist das Spektrum proportional zu ω^{-2} und seine Grösse wird hauptsächlich von der Wärmekapazität der Deckschicht bestimmt. Der Feedback, der für die Abflachung des Spektrums bei kleinen Frequenzen sorgt, spielt hier keine Rolle. Für stärkeren Feedback erhöht sich das Spektrum bei $\omega=0$. Ist $b_1 > 0,00667$, dann wird der gesamte Feedback positiv, und das System wird instabil. Die starke Abhängigkeit des Spektrums vom Feedbackparameter zeigt auf andere Weise die bekannte Empfindlichkeit des Budyko-Modells bezüglich Änderungen der Modellparameter. Figur 2 zeigt den Einfluss der zweiten Ozeanschicht. Für grosse Frequenzen wird das Spektrum wiederum hauptsächlich von der Trägheit der Deckschicht bestimmt. Kleinere Frequenzen beeinflussen tiefere Ozeanschichten, die Trägheit des Systems nimmt zu und reduziert das Spektrum. Die grösste Reduktion tritt für den Fall $w=0$ auf, da die Temperaturwellen nicht durch den vertikalen Massentransport gehemmt werden. Der Wert des Spektrums bei $\omega=0$ wird nicht verändert, da alle thermischen Trägheitseffekte dort keine Rolle spielen. Die Gesamtvarianz des Spektrums ist für das Zwei-Schichten Modell $1,2 (\text{C}^2)$ ($w=0$) und $1,5 (\text{C}^2)$ ($w=1,2 \text{ cm/Tag}$). Diese Varianzen sind vergleichbar mit denen, die bei einer 1% igen Änderung der Solarkonstanten im Budyko- und im Manabe-Wetherald-Modell auftreten.

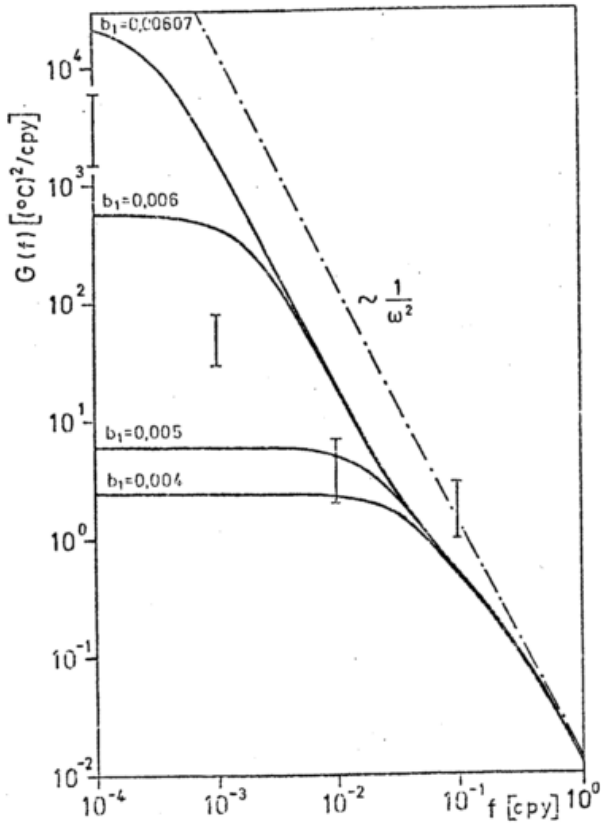


Fig. 1 Theoretisches Varianzspektrum der Oberflächentemperatur für verschiedene Albedo-Feedback Parameter b_1 (Einschichten-Modell).

LITERATURVERZEICHNIS

Budyko, M.I. (1969), "The effect of solar radiation variations on the climate of the earth", *Tellus* 21, 611-619.

Hasselmann, K. (1976), "Stochastic climate models", Part 1, Theory, *Tellus* 28, 473-485.

Kutzbach, J.E. and R.A. Bryson (1974), "Variance Spectrum of holocene climatic Fluctuations in the North Atlantic Sector", *Journal of the Atmospheric Sciences* 31, 1958-1963.

Lemke, P. (1977), "Stochastic climate models", Part 3. Application to zonally averaged energy models, (in press).

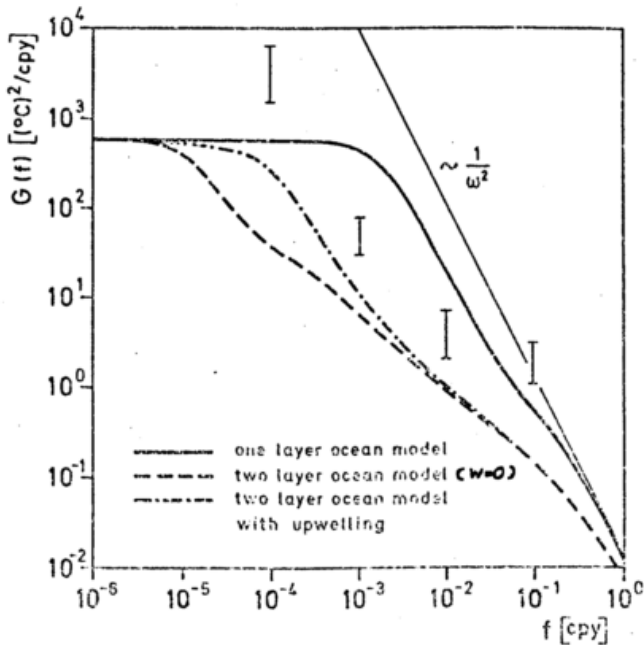


Fig. 2 Einfluss einer zweiten Ozeanschicht auf das Varianzspektrum der Oberflächentemperatur.

LÖSUNG VON BEWEGUNGSGLEICHUNGEN DURCH PROJEKTION AUF PARAMETERGLEICHUNGEN,
DARGESTELLT AN DER OZEANISCHEN DECKSCHICHT

G. Leipold und K. Hasselmann

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Kurzfassung: Es wird ein dreidimensionales Modell der durchmischten ozeanischen Deckschicht betrachtet, mit dem die langperiodische und jahreszeitliche Variabilität des Oberflächentemperaturfeldes im Äquatorgebiet in Abhängigkeit von den atmosphärischen Anfachungsfunktionen untersucht werden kann. Tiefe und Dichte der Schicht werden prognostisch, die Strömung diagnostisch betrachtet. Die tatsächlichen Felder werden durch vorgegebene Felder mit variablen, zeitabhängigen Parametern approximiert, die Bewegungsgleichungen werden auf Gleichungen für diese Parameter projiziert.

1 PARAMETRISCHE LÖSUNG VON BEWEGUNGSGLEICHUNGEN

Die numerische Lösung von Bewegungsgleichungen für geophysikalische Felder nach den üblichen Gitterpunkt- oder Spektralmethoden ist im allgemeinen zwar hinreichend genau, aber recht rechenaufwendig. Bei Anwendungen, in denen man auf hohe Genauigkeit verzichten möchte zugunsten längerer Integrationszeiten - z.B. bei Klimamodellen - kann es zweckmäßiger sein, die tatsächlichen Felder durch parametrisch dargestellte Felder zu approximieren. Die Zeitentwicklung der Näherungsfelder erhält man dann durch Projektion der Bewegungsgleichungen auf entsprechende prognostische Gleichungen für die Parameter. Für ein Skalarfeld ist diese Methode in Hasselmann (1976) angewandt worden; wir skizzieren sie hier für ein Vektorfeld.

Das Vektorfeld $u_\alpha(\vec{x}, t)$ genüge den Bewegungsgleichungen:

$$\dot{u}_\alpha = F_\alpha(u_\beta). \quad (1)$$

Für u_α wird ein Näherungsfeld $\hat{u}_\alpha(\vec{x}, a_1, \dots, a_n)$ angesetzt, das von n Parametern $a_1(t), \dots, a_n(t)$ abhängt. Die Parameter a_j werden so bestimmt, daß \hat{u}_α sich möglichst wenig von u_α unterscheidet. Das Anpassungsverfahren definiert ein Funktional

$$a_j = \Phi_j(u_\alpha). \quad (2)$$

Variiert man nun u_α nach der Zeit, so ist die Variation δu_α mit einer Variation δa_j der Parameter verknüpft und es gilt (über doppelt vorkommende Indizes wird summiert):

$$\delta a_j = \Phi_j^\alpha(\delta u_\alpha), \quad (3)$$

wobei $\Phi_j^\alpha := \frac{\partial \Phi_j}{\partial u_\alpha}$ die Funktionalableitung von Φ_j ist. (3) gilt insbesondere auch für $\delta \hat{u}_\alpha$, und mit $\delta \hat{u}_\alpha = \frac{\partial \hat{u}_\alpha}{\partial a_k} \delta a_k$ folgt daher wegen der

Linearität von Φ_j^α :

$$\Phi_j^\alpha \left(\frac{\partial \hat{u}_\alpha}{\partial a_k} \right) = \delta_{jk} \quad (4)$$

Wenn nun \hat{u}_α eine hinreichend gute Approximation für u_α ist, so kann man in (1) u_α durch \hat{u}_α ersetzen und erhält nach Anwendung des Operators Φ_j^α unter Berücksichtigung von (4):

$$\dot{a}_k = \Phi_k^\alpha(F_\alpha(\hat{u}_\beta)). \quad (5)$$

Wählt man insbesondere als Anpassungsverfahren die Bedingung des kleinsten Fehlerquadrats:

$$\int (u_\alpha - \hat{u}_\alpha)(u_\alpha - \hat{u}_\alpha) d^3x = \min,$$

so kann man den Operator Φ_j^α explizit angeben:

$$\Phi_k^\alpha(F_\alpha(\hat{u}_\beta)) = M_{kj}^{-1} \int \frac{\partial \hat{u}_\alpha}{\partial a_j} F_\alpha(\hat{u}_\beta) \cdot d^3x. \quad (6)$$

Dabei ist M_{kj}^{-1} die Inverse der Matrix

$$M_{kj} = \int \frac{\partial \hat{u}_\alpha}{\partial a_k} \cdot \frac{\partial \hat{u}_\alpha}{\partial a_j} d^3x. \quad (7)$$

Die Gleichungen (5), (6) und (7) stellen ein geschlossenes System von Vorhersagegleichungen für die Parameter a_j dar.

2 EIN MODELL DER OZEANISCHEN DECKSCHICHT

Bisherige Untersuchungen der ozeanischen Deckschicht beschränken sich größtenteils auf eindimensionale Modelle (Pollard, Rhines, Thompson (1973); Kraus, Turner (1967); Niiler (1975)). Für viele Langzeit-Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre sind jedoch die horizontale Advektion und der Auftrieb nicht vernachlässigbar (z.B. am Äquator). Wir betrachten daher ein dreidimensionales Modell einer Deckschicht der Tiefe h und der (vertikal homogenen) Dichte ρ . Salzgehaltseffekte werden vernachlässigt (also ist $d\rho = \frac{1}{\alpha} dT$). Eine Skalenanalyse zeigt, daß im Vergleich zu h und ρ die Strömung praktisch trägheitslos der atmosphärischen Anfachung folgt und deshalb durch die stationären Ekmangleichungen

$$\begin{aligned} -fv &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + k \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ fu &= -g \frac{\partial \xi}{\partial y} + k \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

mit den Randbedingungen

$$k \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\tau_x}{\rho}, \quad k \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\tau_y}{\rho} \quad (9)$$

$$k \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=h} = u(h) \frac{\partial h_c}{\partial t}, \quad k \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=h} = v(h) \frac{\partial h_c}{\partial t} \quad (10)$$

beschrieben werden darf. Dabei ist (τ_x, τ_y) der Windstress und $(\frac{\partial \xi}{\partial x}, \frac{\partial \xi}{\partial y})$ die Neigung der Meeresoberfläche, die aus der Annahme, daß unter der durchmischten Schicht eine "layer of no motion" ist, bestimmt wird. Die Randbedingungen an der unteren Grenze stellen den Impulsfluß infolge der Deckschichtzunahme $\frac{\partial h_c}{\partial t}$ durch Vermischung (Entrainment) an der Deckschichtuntergrenze dar.

Die Wärmebilanz liefert die Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \rho}{\partial y} \\ &\quad - \frac{1}{c \cdot \rho} \cdot \frac{1}{h} \int Q dz + \frac{1}{h} \Delta \rho \cdot \frac{\partial h_c}{\partial t}. \end{aligned} \quad (11)$$

$\Delta \rho$ ist der Dichtesprung an der unteren Grenze der durchmischten Schicht, \bar{u} , \bar{v} sind die vertikal gemittelten Horizontalgeschwindigkeiten, Q die äußeren Wärmequellen.

Zur Schließung des Problems wird nach Kraus-Turner (1967) angenommen, daß ein Bruchteil m der Windenergie, die in die durchmischte Schicht geht, dazu verwendet wird, die für die Vertiefung der Schicht notwendige potentielle Energie aufzubringen:

$$\frac{\partial h_c}{\partial t} = \frac{m}{g \Delta \rho h} \cdot \bar{v} \cdot \bar{u}_{10}. \quad (12)$$

(\bar{u}_{10} ist die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe.) Unter Berücksichtigung der zusätzlich durch horizontale Advektion und Auftrieb bewirkten Änderung der Deckschichtdicke ergibt sich dann für h die prognostische Gleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= -h \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) - \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial h}{\partial y} \\ &\quad + \frac{m}{g \Delta \rho h} \cdot \bar{v} \cdot \bar{u}_{10}. \end{aligned} \quad (13)$$

Das System wird somit durch die beiden prognostischen Gleichungen (11) und (13) für die Dichte ρ und Tiefe h der durchmischten Schicht beschrieben, wobei \bar{u} und \bar{v} aus den (diagnostischen) Ekmgleichungen (8) - (10) bestimmt werden. Wir wählen dann für ρ und h eine parametrische Darstellung ihrer Horizontalabhängigkeit und erhalten dann nach der oben beschriebenen Methode prognostische Gleichungen für die Parameter. Für verschiedene idealisierte Anregungen eines Ozeans im Äquatorgebiet werden diese Gleichungen numerisch gelöst.

Hasselmann, K.; Ross, D.B.; Müller, P.; Sell, W.: A Parametric Wave Prediction Model. J.Phys. Oceanogr. 6 (1976) Nr. 2, S.200-228.

Kraus, E.B.; Turner, J.S.: A one-dimensional Model of the seasonal thermocline, Part II. Tellus 19 (1967), S.98-105.

Niiler, P.P.: Deepening of the wind-mixed layer. J.Mar.Res. 33 (1975) Nr. 3, S.405-422.

Pollard, R.T.; Rhines, P.B.; Thompson, R.O.R.Y.: The Deepening of the Wind-Mixed Layer. Geophys. Fl.Dyn. 3 (1973), S.381-404.

SEA SURFACE TEMPERATURE ANOMALIES IN
THE NORTH PACIFIC OCEAN

Richard W. Reynolds

Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg

Abstract: Twenty eight years of sea surface temperature anomalies in the North Pacific Ocean were compared with a first - order autoregression process which is forced by atmospheric white noise. The results showed that this process can explain the variance spectrum of these anomalies for much of the mid-latitude regions.

Hasselmann (1976) has recently proposed a stochastic model of climate variability in which slow changes of climate were explained as the integral response of the climate to continuous random excitation by shorter time scale disturbances. Frankignoul and Hasselmann (1976) have applied the model to a simplified atmospheric and oceanic system. In this system, sea surface temperature (SST) changes are produced by uncorrelated white noise atmospheric forcing. This input is assumed to be balanced by negative linear feedback representing a variance spectrum of SST anomaly of the form:

$$E(\omega) = \frac{A}{\omega^2 + \lambda^2} \quad (1)$$

where ω is the radian frequency, λ is the linear feedback factor, and A is the constant (white) input spectrum. In this paper (1) is compared with measured SST anomalies to determine in which regions of the ocean the stochastic model is applicable. For comparison with real data, (1) must be expressed in terms of the spectrum that would be determined for a discrete time series of sampling interval, Δt . Following Wunsch (1972), (1) becomes:

$$E(\omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{B}{(\omega - 2m\omega_n)^2 + \lambda^2} \quad (2)$$

where the Nyquist frequency is $\omega_n = \pi/\Delta t$, m is an integer, and B is a constant. With the aid of an extension of Cauchy's integral theorem, (2) can be expressed more simply as:

$$E(\omega) = \frac{n_1}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(\pi\omega/\omega_n)} \quad (3)$$

where $1 + \alpha^2 = 2\alpha \cosh(\pi\lambda/\omega_n)$,

and

$$n_1 = B \left[\frac{\alpha \pi \sinh(\pi\lambda/\omega_n)}{\lambda \omega_n} \right]$$

Equation (3) is simply the spectrum of a discrete first - order autoregression process which is forced by white noise. (c.f. Jenkins and Watts, 1968) where α is the autocorrelation of the first lag and n_1 is the variance of the noise term.

The measured SST anomalies were obtained from NORPAX data of the mid-latitude North Pacific. The data is available for 28 $\frac{1}{2}$ years as monthly average temperatures for a five degree square grid. For each grid location a spectrum, $\hat{E}(\omega_j)$ was computed at discrete frequencies $\omega_j = j\Delta\omega$ where $\Delta\omega = \omega_n/32$ (corresponding to ten degrees of freedom) and $j = 0, 1, \dots, 32$.

To verify the stochastic climate model for SST anomalies, it must be shown that (3) is an adequate model of $\hat{E}(\omega_j)$. This was done by finding the two free parameters in (3), α and n_1 , for each grid location, by minimizing the deviation, ϵ , between \hat{E} and E by a least squares fit, where ϵ was defined by:

$$\epsilon = \sum_{j=0}^{32} \left[\ln \hat{E}(\omega_j) - \ln E(\omega_j) \right]^2 \quad (4)$$

This least squares fit was also determined for two different extensions of (3) containing three free parameters. The first, $E_1(\omega)$, included an extra

noise term, n_1 , such that:

$$E_1(\omega) = \frac{n_1}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(\pi\omega/\omega_n)} + n_2$$

The second, $E_2(\omega)$, is the spectrum resulting from a second - order auto-regression, (Jenkins and Watts, 1968):

$$E_2(\omega) = \frac{n_1}{1 + \alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha(1-\beta)\cos(\pi\omega/\omega_n) - 2\beta\cos(2\pi\omega/\omega_n)}$$

where β is the second - order regression coefficient. In all cases the free parameters were determined independently by minimizing ϵ in (4).

The accuracy of each model spectrum can be found by defining a critical ϵ , $\bar{\epsilon}$, such that the model is statistically valid within 95 % confidence limits for $\epsilon < \bar{\epsilon}$. Alternatively, one can first make the assumption that the model of $E_2(\omega)$ is valid everywhere. Then the value of the parameter β can be tested to determine if it is significantly different from zero. When it can not be distinguished from zero, then $E_2(\omega)$ reduces to $E_1(\omega)$, and the two parameter model may be considered valid (if the deviation, ϵ , is within approximately defined limits). If β is significantly different from zero, then the two parameter model must be rejected.

Two tests for the significance of β (c.f. Jenkins and Watts, 1968) were used. The results of the tests are shown in Figure 1. The cross-hatched regions indicate that both tests showed that β was zero. The diagonal regions indicate that only one test showed that β was zero. The open areas with a dot indicate five degree squares in which β was statistically significant.

Thus the two parameter model can be regarded as valid in the cross-hatched regions but not in the dotted regions. The dotted regions correspond to known areas of strong oceanographic processes such as the arctic and subtropic convergences and the eastern Pacific upwelling areas. In these regions the oceanographic processes are apparently at least as important as the atmospheric forcing as the cause of SST variability. In the cross-hatched areas, where the two parameter model is valid, the oceanographic processes are less important and SST anomalies can be explained statistically by white noise atmospheric forcing.

Figure 1: Regions of the North Pacific where SST anomalies can be described by first-order autoregression processes.

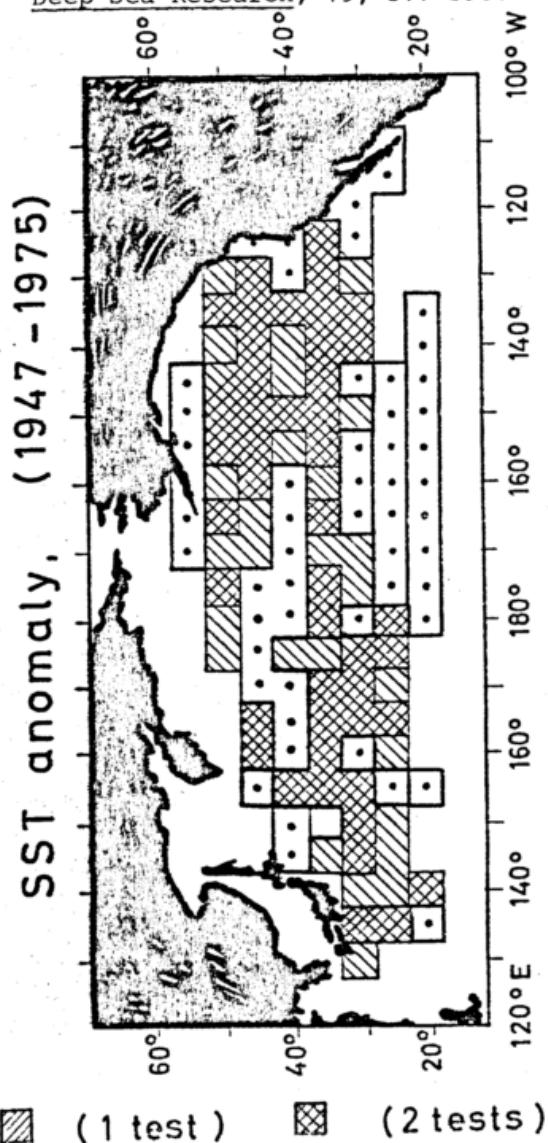
REFERENCES

Frankignoul, C., and K. Hasselmann, 1976: Stochastic climate models, Part 2, Application to sea surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, (in press).

Hasselmann, K., 1976: Stochastic climate models, Part 1, Theory. *Tellus*, 28, 473-485.

Jenkins, G.M., and D.G. Watts, 1968: *Spectral Analysis and Its Applications*. San Francisco, Holden-Day, 521 pp.

Wunsch, C., 1972: The spectrum from two years to two minutes of temperature fluctuations in the main thermocline at Bermuda. *Deep Sea Research*, 19, 577-593.



ZUR LINEAREN THEORIE DES EINFLUSSES VON ANOMALIEN DER
OBERFLÄCHENTEMPERATUR DES MEERES AUF DIE ATMOSPHERISCHE
ZIRKULATION

Josef Egger

Meteorologisches Institut der
Universität München

Arbeitsgruppe für Theoretische
Meteorologie

Kurzfassung

Die lineare Theorie stehender planetarischer Wellen ist in der Lage, charakteristische Züge von Bodendruckanomalien wiederzugeben, wie sie als Folge von Anomalien der Meeresoberflächentemperatur beobachtet werden. Dies wird an Hand von zwei Beispielen belegt, einem aus dem nordatlantischen Raum und einem aus dem tropischen Pazifik.

1 EINLEITUNG

Es darf als erwiesen gelten, daß Anomalien der Oberflächentemperatur des Meeres die atmosphärische Zirkulation beeinflussen. Solche Anomalien können eine Lebensdauer von Monaten haben. Beide Fakten zusammen erzwingen eine Berücksichtigung dieser Anomalien bei Versuchen langfristiger Wettervorhersagen und bei einer Modellierung klimatischer Fluktuationen. Dementsprechend hat man sich intensiv bemüht, den Einfluß der Meerestemperaturanomalien auf die Atmosphäre in Experimenten mit Zirkulationsmodellen zu erfassen (z.B. Houghton et al., 1974). Diese Experimente haben sich als nur bedingt erfolgreich erwiesen, da Anomalien von realistischer Intensität nicht stark genug sind, um ein 'Signal' auszulösen, das das 'Rauschen' des Zirkulationsmodells übertönt. Es fällt schwer, ausgegebenen Meerestemperaturanomalien Zirkulationsanomalien zu errechnen, die statistisch signifikant sind. Sollte dies auch gelingen, so bleibt immer noch die Aufgabe, ein gewisses Verständnis für die errechneten Zirkulationsanomalien zu gewinnen - eine Aufgabe, die wegen der Komplexität der Zirkulationsmodelle problematisch ist.

Unter diesen Umständen kann eine theoretische Behandlung des Problems, die mit einfacheren Mitteln arbeitet, von Nutzen sein. So wird hier vorgeschlagen, dem Problem des Einflusses von

Anomalien der Meerestemperatur auf die Atmosphäre mit Hilfe der linearen Theorie der stehenden planetarischen Wellen zu Leibe zu rücken.

2 DIE THEORIE STEHENDER PLANETARISCHER WELLEN

Die lineare Theorie stehender planetarischer Wellen geht davon aus, daß der zonal gemittelte Zustand der Atmosphäre bekannt ist und durch die Anomalien der Temperatur der Ozeane nicht verändert wird. Die meteorologischen Grundgleichungen, also die Bewegungsgleichungen, die thermodynamische Energiegleichung und die Kontinuitätsgleichung werden bezüglich des zonal gemittelten Grundzustandes linearisiert, so daß Abweichungen des Windes und der Temperatur vom zonalen Mittelwert als Variable des Problems auftreten. Diese Abweichungen können durch orographische Hindernisse oder durch Wärmequellen erzwungen werden. In unserem Falle fungieren die Anomalien der Ozeantemperaturen als Wärmequellen oder Senken für die Atmosphäre. Schließlich wird die Annahme der Stationarität gemacht: die erzwungenen Abweichungen vom Zonalmittel sollen sich mit der Zeit nicht ändern, bilden also stehende Wellen. Diese Annahme ist in Anbetracht der grossen Lebensdauer der Anomalien der Wassertemperatur sinnvoll. Eine analytische Lösung des linearen Gleichungssystems, das so entsteht, ist nicht

möglich. Eine numerische Lösung läßt sich im Rahmen eines Zweischichtenmodells erhalten, das beschrieben ist in Egger (1976).

3 RESULTATE

a) Meerestemperaturanomalien im Atlantik

Ratcliffe und Murray (1970) haben eine Studie des statistischen Zusammenhangs zwischen Anomalien der Meerestemperatur vor Neufundland und dem zugehörigen Bodendruck in der nordatlantischen Region vorgelegt. Sie finden etwa für Januar, daß eine positive Anomalie mit Druckfall über England und mit Druckanstieg im Süden der Anomalie verbunden ist. Um diesen Fund zu simulieren, wird eine positive Anomalie in Form einer Wärmequelle im linearen Modell eingegeben und die zugehörige Störung des Bodendrucks errechnet.



Fig.1 Beobachtete Anomalie des Bodendrucks (mb) im Januar bei positiver Anomalie der Meerestemperatur vor Neufundland im Dezember.

Strichliert: Errechnete Anomalie des Bodendrucks für Wärmequelle in der Region der Temperaturanomalie (Punkte).

Fig. 1 zeigt den Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung. Die Theorie ist in der Lage, in grober Annäherung die Ausbildung der Tiefdruckregion im Osten der Anomalie zu beschreiben. Weitere Rechnungen für andere Monate erhärten diesen Eindruck. Die Theorie ist nicht imstande etwa die Druckanomalien südlich der Temperaturanomalie anzugeben.

b) Anomalien im tropischen Pazifik

Untersuchungen von Bjerknes (1966) haben die Aufmerksamkeit auf die

Bedeutung von Anomalien der Meerestemperatur im östlichen tropischen Pazifik gelenkt. Es hat sich unter anderem gezeigt, daß solche Anomalien mit Anomalien des Bodendrucks im Tropengürtel verbunden sind. Fig. 2 zeigt den Bodendruck längs des Äquators für eine Periode mit kühlem und eine mit warmem Wasser im östlichen Pazifik. Auch sind die Bodendruckprofile zu sehen, die die lineare Theorie für solche Temperaturverteilungen angibt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ist recht gut.

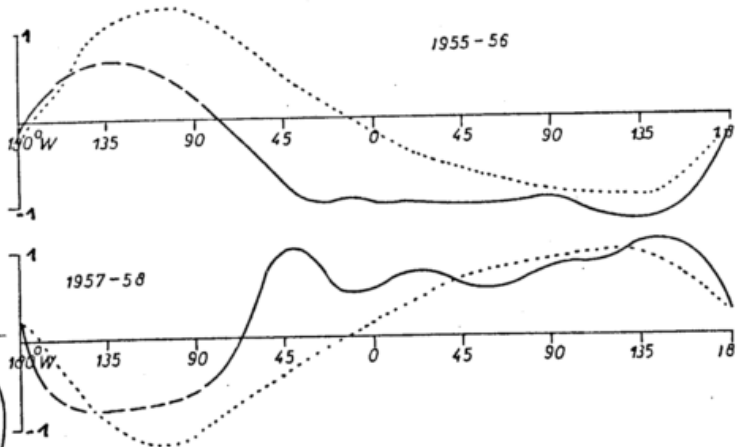


Fig.2 Anomalie des Bodendrucks am Äquator (mb) für die Winter 1955-56, 1957-58 mit positiver bzw. negativer Temperaturanomalie im östlichen Pazifik. Störung des Bodendrucks (punktiert) gemäß der linearen Theorie.

4 DISKUSSION

Die vorgestellten und weiteren Beispiele zeigen, daß die Anwendung der linearen Theorie auf das Problem des Einflusses der Meerestemperaturanomalien auf die Atmosphäre sinnvoll ist. Eine eingehende Analyse der linearen Lösungen sei hier nicht vorgetragen, doch läßt sich zeigen, daß sie zu einem gewissen Verständnis der errechneten Anomalien führt und so auch zu einer Einsicht in das Zustandekommen der beobachteten Anomalien (Egger, 1977). Es sollte jedoch nicht übersehen werden, daß die hier vertretene Sichtweise etwas einseitig ist. Hier werden die Anomalien der Meerestemperatur als Quelle vorgegeben und die ausgelöste Zirkulationsanomalie wird berechnet. Beobachtungen (Davis, 1976) und Theorien (Frankignoul und Hasselmann, 1976) deuten daraufhin, daß bei vielen Anomalien der Meerestemperatur der Sachverhalt eher umgekehrt liegt. Die Anomalien der atmosphärischen Zirkulation erzeugen die Anomalien der Meerestemperatur. In solchen Fällen muß unsere Theorie versagen. Zu wünschen ist ein

gekoppeltes Modell von Ozean und Atmosphäre, das selbst über die Richtung der Einflußnahme entscheidet. Es wird schwierig sein, ein solches Modell hinreichend einfach zu halten.

Bjerknes, J.: The possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. *Tellus* 18, (1966) S.820-829.

Davis, R. E.: Predictability of sea surface temperature and sea level pressure anomalies over the North Pacific Ocean. *J. Phys. Ocean.* 6 (1976) S.249-266.

Egger, J.: The linear response of a hemispheric two-level primitive equation model to forcing by topography. *Mon. Weath. Rev.* 104 (1976) S.351-364.

Egger, J.: On the linear theory of the atmospheric response to sea surface temperature anomalies. *Erscheint: J.Atm.Sci.* (1977).

Frankignoul C. und K. Hasselmann: Stochastic climate model, Part 2: Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Erscheint: Tellus* (1977).

Houghton, D., J. E. Kutzbach, M. Mc Clintock, D. Suchman: Response of a general circulation model to a sea temperature perturbation. *J. Atm. Sci.* 31 (1974), S. 857-868.

Ratcliffe, R.A.S. and R. Murray: New lag associations between North Atlantic sea temperature and European pressure applied to long-range weather forecasting. *Q. J. R. Met. Soc.* 96 (1970), S. 226-246.

EIGENSCHAFTEN VON INVERSIONEN IN VERSCHIEDENEN KLIMAGEBIETEN

H. Kraus und E. Schaller

Lehrstuhl für Bioklimatologie der Universität Göttingen

ZUSAMMENFASSUNG

Bei der klimatologischen Betrachtung der atmosphärischen Grenzschicht besitzen abgehobene Inversionen über weiten Teilen der Erde eine große Bedeutung. Sie werden hier durch ein thermodynamisches 3-Schichten-Modell simuliert. Von den verschiedenen mit einem derartigen Modell beantwortbaren Fragestellungen wird hier die vertikale Verteilung von Zustandsgrößen und Energieflußdichten der abgehobenen Inversion und der gesamten Grenzschicht bei unterschiedlichen, für bestimmte Klimagebiete typischen Eingangs-Parametern (wie Oberflächentemperatur oder Advektion) untersucht. Ein Vergleich mit Messungen zeigt, daß die Simulation mit diesem einfachen 'Werkzeug' recht gute Ergebnisse bringt.

1 EINLEITUNG

In weiten Teilen der Welt ist die Obergrenze der planetarischen Grenzschicht durch eine Inversion definiert. Dies tritt gerade klimatologisch sehr deutlich in Erscheinung. Die Inversionen sind vielfach mit St-, Sc- oder Cu-Feldern verbunden, die eine hohe Albedo besitzen. Die Inversionen sind außerdem ein bedeutender Teil des gesamten Grenzschicht-Widerstandes. Aus diesen Gründen spielen sie eine wesentliche Rolle beim Studium der physikalischen Grundlagen des Klimas.

2 DAS MODELL

Die thermodynamischen Eigenschaften dieser Inversionen (das sind die Zustandsgrößen und Energieflußdichten) lassen sich durch relativ einfache Modelle simulieren. Diese basieren auf den Haushaltsgleichungen für die gesamte statische Energie $h = s + Lq$ (mit $s = c_p \Theta$, Θ = potentielle Temperatur, L = Verdampfungswärme, q = Mischungsverhältnis) und für den Gesamtwassergehalt $q+1$ (1 = Flüssigwassergehalt) für die Inversion und die Luftschicht unter der Inversion. Dabei vereinfacht man das Problem beträchtlich dadurch, daß man (siehe Abb. 1)

- im Modell die Dicke der Inversion und der Prandtl-Schicht (Surface Layer) gegen Null gehen läßt, die unterschiedlichen Werte der Flüsse und Zustandsgrößen an der Unter- und Obergrenze dieser Schichten aber beibehält, womit sich im Modell Sprünge dieser Größen ergeben,
- die Schicht zwischen Inversion und Surface Layer als ideal durchmischt annimmt; dies bedeutet Höhenkonstanz der konservativen Größen h und $(q+1)$.

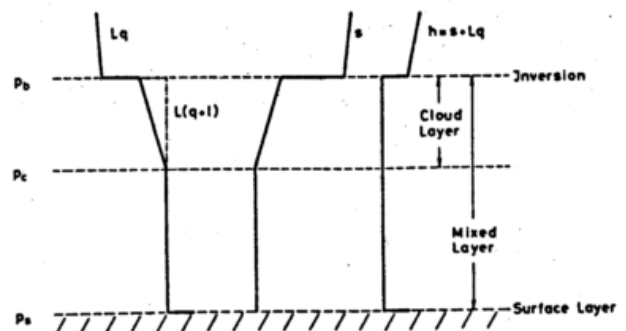


Abb. 1: Modell einer abgehobenen Inversion an der Obergrenze einer gut durchmischten Grenzschicht.

Die Modellgleichungen seien kurz skizziert. Dabei bedeutet: F = Flußdichte, Index zu F besagt, von welcher spezifischen Eigenschaft die Flußdichte genommen wird; bei den weiteren Indizes bezeichnet M die Mixed Layer, die kleinen Buchstaben die Niveaus: s = surface, c = cloud base und b = upper boundary of the mixed layer; zu diesen kleinen Buchstaben gibt es noch + und -, die aussagen, ob der betreffende Wert unterhalb (= höherer Druck, +) oder oberhalb des betreffenden Niveaus gemeint ist; F_R = Strahlungsbilanz,

t = Zeit, T = Temperatur, p = Druck, g = Schwerebeschleunigung, $\omega = dp/dt$, D = Divergenz der horizontalen Windgeschwindigkeit; Δ bezeichnet den Sprung einer Größe an der Inversion, v_H , v_H^* , v_H^M bezeichnet die Advektion von h mit dem Horizontalwind $v_s = |v_H|$ in der Mixed Layer. * bedeutet Sättigungswert, α und C_H sind Transportkoeffizienten.

Die Advektionsterme und die Abkühlung durch Strahlung $\partial F_R / \partial p$ sind als höhenkonstant angenommen.

Haushalt der Mixed Layer:

$$\frac{\partial h_M}{\partial t} = - w_H \cdot \nabla_H h_M - g \left(\frac{\partial F_R}{\partial p} \right)_M + \frac{g}{p_s - p_b} \left[(F_h)_s - (F_h)_{b+} \right] \quad (1a)$$

$$\frac{\partial (q+1)_M}{\partial t} = - w_H \cdot \nabla_H (q+1)_M + \frac{g}{p_s - p_b} \left[(F_{q+1})_s - (F_{q+1})_{b+} \right] \quad (1b)$$

Haushalt (Bilanz) der Inversion mit $\omega_b = D(p_s - p_b)$:

$$\frac{\partial p_b}{\partial t} = D(p_s - p_b) + \frac{g}{h_{b-} - h_M} \left[\Delta F_R + (F_h)_{b+} \right] \quad (2a)$$

$$\frac{\partial p_b}{\partial t} = D(p_s - p_b) + \frac{g}{(q+1)_{b-} - (q+1)_M} (F_{q+1})_{b+} \quad (2b)$$

Flußdichten an der Oberfläche mit $\alpha = \zeta C_H v_s$:

$$(F_h)_s = \alpha \left[h_{s+}^* - h_M \right] \quad (3a)$$

$$(F_{q+1})_s = \alpha \left[q_{s+}^* - (q+1)_M \right] \quad (3b)$$

Profile oberhalb von p_b ; die Indizes ss bezeichnen den Oberflächenwert von h bzw. q bei Extrapolation der für $p < p_b$ gültigen Profile:

$$h_{b-} = h_{ss} - \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_{p < p_b} (p_s - p_b) \quad (4a)$$

$$q_b = q_{ss} - \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{p < p_b} (p_s - p_b) \quad (4b)$$

Dies sind 8 Gleichungen für im Gleichgewichtszustand ($\partial/\partial t = 0$) 9 Unbekannte $p_b, h_M, (q+1)_M, h_{b-}, q_{b-}, (F_h)_s, (F_h)_{b+}, (F_{q+1})_s, (F_{q+1})_{b+}$. Die übrigen Größen werden als Eingangs-Parameter behandelt. Hinzu treten noch weitere Gleichungen. Von Bedeutung sind dabei 4 Gleichungen mit den weiteren 4 Variablen T_c, p_c (Bedingungen an der Wolkenbasis) und T_{b+} sowie q_{b+} .

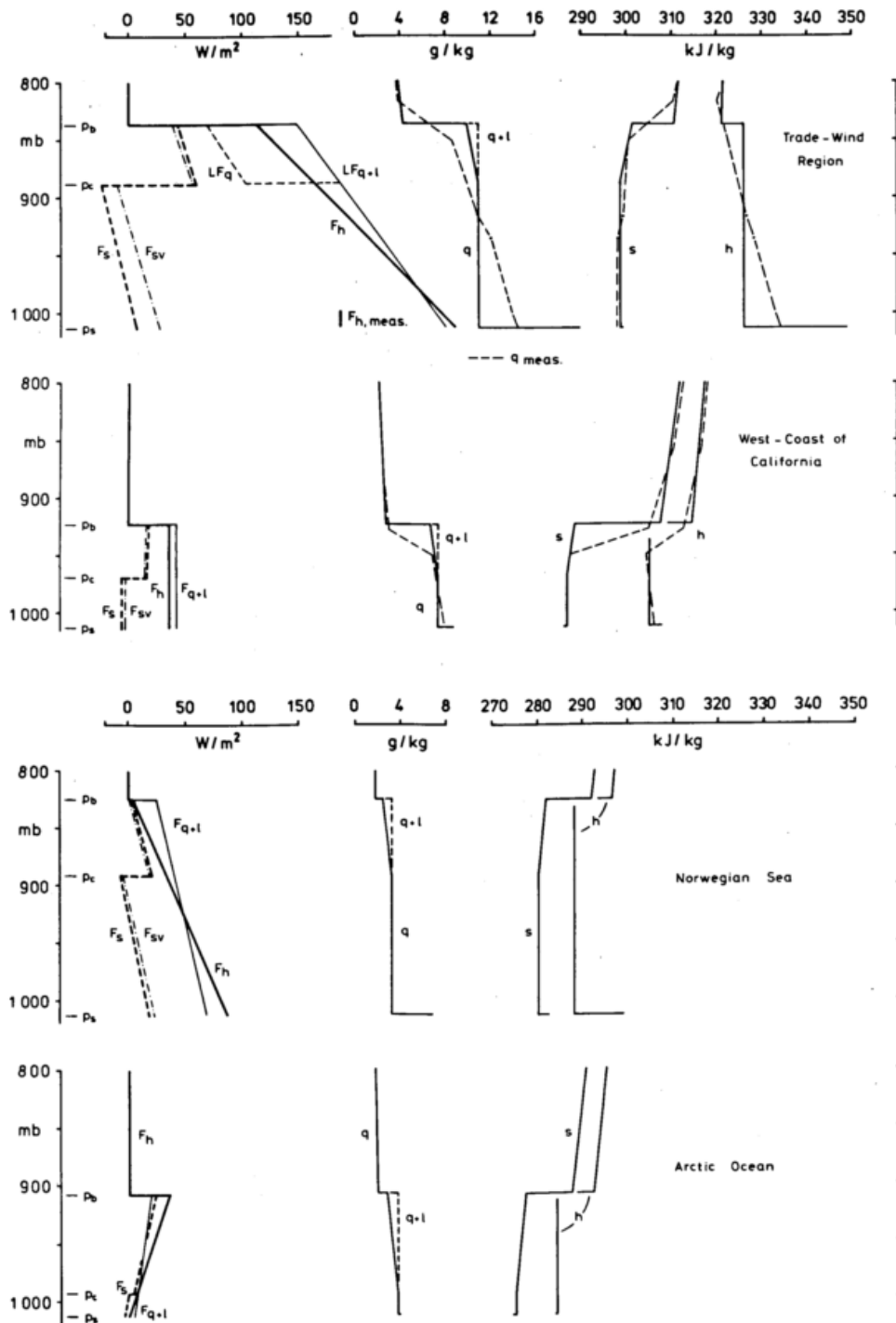
Zur Lösung dieses Systems benötigt man noch eine weitere Gleichung, ein Closure. Das liegt daran, daß das System noch keine Aussage darüber enthält, wie intensiv der Mischungsprozess in der Mixed Layer ist, der ja schließlich die 'Höhe' p_b bestimmt. Aus der Gleichung für die turbulente Energie findet man, mit $K = \text{Konstante}$,

$$\frac{1}{p_s - p_b} \int_{p_s}^{p_b} F_{sv} dp = -\frac{1}{2} \frac{(1-k)}{k} (F_{sv})_{\text{Min.}} \quad (5)$$

Dies gilt nur dann, wenn eine hinreichende thermische Erzeugung turbulenter Energie erfolgt, die ja über $F_{sv} = \text{Fluß der virtuellen statischen Energie } sv = c_p \Theta_p v$ beschrieben werden kann. Ein derartiges Modell wurde zuerst von Lilly (1968) entworfen und später von anderen Autoren (z.B. Schubert (1976), Stull (1976) oder auch von den Autoren dieser Arbeit) weiter entwickelt.

3 ERGEBNISSE

Dieses Modell erlaubt es, abgehobene Inversionen an der Obergrenze von thermisch durchmischten Grenzschichten zu untersuchen. Von den dabei möglichen, sehr unterschiedlichen Problemstellungen wenden wir uns hier der Frage zu, wie die Profile der thermodynamischen Größen aussehen, wenn man als Eingangsparameter für bestimmte Klimagebiete (in denen solche Inversionen sehr häufig sind) typische Werte wählt.



FALL	TW	CC	NS	AO	
Eingangsparameter					
T_s^*	298	285	281	273	K
T_{ss}	304	303	285	283	K
q_{ss}	6.0	3.2	2.0	2.0	10^{-3}
$\partial s / \partial p$	-0.3	-0.36	-0.3	-0.3	$\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{kPa})$
$\partial q / \partial p$	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$(\text{Pa})^{-1}$
D	$5 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	s^{-1}
v_s	8.0	8.0	5.0	5.0	m s^{-1}
∇_{HT}	+3.0	0.0	+4.0	-4.0	$\text{K}/1000 \text{ km}$

Abb. 2: Profile von Zustandsgrößen und Energieflußdichten bei Inversionen in verschiedenen Klimagebietten.

Tab. 1: Fälle, für die die vertikale Verteilung von Zustandsgrößen und Flüssen gerechnet wurde. In allen Fällen ist $p_s = 1013.2 \text{ mb}$, $k = 0.2$, $\Delta F_R = -70 \text{ W/m}$ und $\partial F_R / \partial p = 0$. TW=Trade Wind, CC= West Coast of California, NS= Norwegian Sea, AO= Arctic Ocean.

Tabelle 1 zeigt die Eingangs-Parameter der 4 ausgesuchten Fälle, Abb. 2 die gerechneten Profile.

TW: Dieser Passatfall ist nachgerechnet worden mit Eingangs-Parametern, wie sie sich für die "ungestörte Periode" von ATEX ergeben, siehe z.B. Augstein et.al. (1973). In Abb. 2 sind die 'Discoverer'-Profile von q , s und h gestrichelt eingetragen. Diese Profile zeigen keine sehr 'schöne' Inversion und nur eine kleine Differenz von $(T_{ss} - T_{s+}) = 6$ K. Das Ergebnis der Rechnung liefert ein p_b genau in der Mitte der gemessenen Inversion und Flüsse, die (mit Ausnahme davon, daß das gerechnete LF_{q+1} etwas zu groß ausgefallen ist) verblüffend gut mit den Auswertergebnissen von Brümmer (1976) übereinstimmen. Die Neigung der Fluß-Profile entspricht der in die Rechnung mit einbezogenen Kaltluftadvektion. Man beachte, daß in diesem Beispiel $\Delta s = (s_{b-} - s_{b+})$ positiv und $\Delta(q+1)$ negativ ist, wie man es erwartet, daß jedoch Δh negativ ausfällt.

CC: Hier ist wegen des überwiegenden Einflusses von s auf $h = s + Lq$ auch Δh positiv. Δs hat einen sehr großen positiven Wert von 19 kJ/kg bei $(T_{ss} - T_{s+}) = 18$ K. Als Vorlage für diesen Fall diente der bei Lilly (1968) gezeichnete Aufstieg an der Station Oakland, Californien vom 1.8.1962 12.00 Z. Dieser Aufstieg ist auch in den q -, s - und h -Diagrammen gestrichelt eingezeichnet. Allerdings waren für diesen Fall im Gegensatz zum Fall TW keine Werte für die Divergenz und die Advektion angegeben, so daß der Fall nicht gut nachrechenbar war. Mit Absicht haben wir nicht versucht, die Eingangs-Parameter soweit zu verändern, bis etwa p_b mit der Mitte der gemessenen Inversion übereinstimmt.

NS: Hier diente als Vorlage der Radiosondenaufstieg von Ørland (am Eingang des Drontheim-Fjord) vom 31.5.1976, 0.00 MEZ. Für diesen Fall an der Ostseite eines Hochdruckgebietes über der Nordsee konnte zwar ein Advektionsterm roh aus der Wetterkarte abgelesen werden, es war jedoch keine Divergenz D bekannt. Diese ist also hier angenommen. Typisch ist das kleine Δq und positive Werte von Δs und Δh , die aber bei weitem keine so großen Beträge wie im Falle CC erreichen.

AO: Dies ist ein Fall über schmelzendem Eis bei Warmluftadvektion. Die Ad-

vektion von Warmluft bedingt die sehr tiefe Wolkenbasis und außerdem sehr geringe Flüsse unmittelbar an der Oberfläche, die jedoch nach oben beträchtlich zunehmen. Sicher ist bei solch insgesamt doch relativ kleinen Werten des p - Integrals über F_{sv} die Frage berechtigt, inwieweit das Closure (Gleichung (6)), das nur die thermische Erzeugung turbulenter Energie enthält, nicht durch einen dynamischen Anteil (s. Stull, 1976) erweitert werden muß.

Ein Verständnis der physikalischen Grundlagen des Klimas zu gewinnen, ist derzeit eines der großen Anliegen der Meteorologie. Dieses Verständnis muß auch die Vorgänge in der atmosphärischen Grenzschicht - betrachtet in ihrer globalen Ausdehnung - mit einschließen. Einfache Modelle und ihre Ergebnisse können dabei wertvolle 'Bausteine' in einer 'Globalen Grenzschicht-Klimatologie' sein.

4 LITERATUR

- Augstein, E., Riehl, H., Ostapoff, F. and Wagner, V., 1973: Mass and Energy Transports in an Undisturbed Atlantic Trade-Wind Flow. Monthly Weather Rev. 101, 101-111.
- Ball, F.K., 1960: Control of Inversion Height by Surface Heating. Quart.J. Roy. Meteor. Soc. 86, 483-494.
- Brümmer, B., 1976: The Kinematics, Dynamics and Kinetic Energy Budget of the Trade Wind Flow over the Atlantic Ocean. Meteor-Forschungsergebnisse, Reihe B, No. 11, 1-24.
- Lilly, D.K., 1968: Models of Cloud-Topped Mixed Layers under a Strong Inversion. Quart.J. Roy. Meteor. Soc. 94, 292-309.
- Schubert, W.H., 1976: Experiments with Lilly's Cloud Topped Mixed Layer Model. J. Atmos. Sci. 33, 436-446.
- Stull, R.B., 1976: Mixed Layer Depth Model Based on Turbulent Energetics. J. Atmos. Sci. 33, 1268-1278.

STRAHLUNGSVORGÄNGE IN MODELLEN WEITRÄUMIGER INVERSIONEN

E. Schaller und H. Kraus

Lehrstuhl für Bioklimatologie der Universität Göttingen

ZUSAMMENFASSUNG

Ein 3-Schichten-Modell einer gut durchmischten Grenzschicht mit einer Inversion an der Obergrenze wird verwendet, um den Einfluß der Strahlung auf den Gleichgewichtszustand und das zeitliche Verhalten dieser Inversion zu untersuchen. Zwei Größen, die Strahlungsbilanzdifferenz ΔF_R zwischen Inversionsobergrenze und -untergrenze und die Divergenz der Strahlungsbilanz in der gut durchmischten Schicht, werden betrachtet. Die Rechnungen wurden für zwei Parametersätze, die einmal die Passatregion, einmal polare Meeresgebiete charakterisieren, durchgeführt.

Im Gleichgewicht ergeben sich für die Passatregion hohe Inversionen mit dünner Stratusbewölkung, für die polaren Meeresgebiete eine relativ tief liegende Inversion mit mächtiger Wolkenschicht. Das Beispiel einer Passatinversion, deren zeitliche Entwicklung über 11.5 Tage im April verfolgt wird, zeigt eine stärkere Abhängigkeit der Inversionshöhe von der Divergenz des horizontalen Windfeldes als von den Strahlungsgrößen.

1 ZIELSETZUNG

Das von Kraus und Schaller (siehe vorausgehender Beitrag, im folgenden mit KS bezeichnet) benutzte 3-Schichten-Modell einer gut durchmischten planetarischen Grenzschicht, die von einer Inversion nach oben hin begrenzt wird, enthält Strahlungsprozesse in zweifacher Weise. Einmal tritt im Haushalt der gesamten statischen Energie h für die Inversion die Differenz ΔF_R der Strahlungsbilanz an der Ober- und der Untergrenze der Inversion auf:

$$\frac{\partial p_b}{\partial t} = D(p_s - p_b) + \frac{g}{h_b - h_M} [\Delta F_R + (F_h)_b] \quad (1)$$

Zum zweiten enthält die Haushaltsgleichung für die gesamte statische Energie der gut durchmischten Schicht die Divergenz der Strahlungsbilanz $\Delta F_R / \partial p$:

$$\frac{\partial h_M}{\partial t} = -v_H \cdot \nabla_H h_M - g \left[\frac{\partial F_R}{\partial p} - \frac{\partial F_h}{\partial p} \right] \quad (2)$$

wobei die Divergenz der Strahlungsbilanz in einfacher Beziehung zur zeitlichen Änderung der Temperatur durch Strahlung (Abkühlungs- bzw. Erwärmungsrate) $(\partial T / \partial t)_R$ steht:

$$\frac{\partial F_R}{\partial p} = - \frac{c_p}{g} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_R \quad (3)$$

Die in den Gleichungen (1) bis (3) verwendeten Symbole sind in KS erklärt.

Ziel dieses Vortrages ist es, den Einfluß der genannten Strahlungsterme innerhalb des Modells zu diskutieren. Dies geschieht mit zwei Sätzen von Eingangsparametern, die als repräsentativ für die Passatregion und für die arktischen Meeresgebiete angesehen werden können. Diese beiden Klimaregionen wurden ausgewählt, weil dort Inversionen sehr häufig auftreten. Alle im folgenden diskutierten Ergebnisse sind mit dem vollständigen, in KS beschriebenen Modell errechnet.

2 GLEICHGEWICHTSBEDINGUNGEN FÜR INVERSIONEN

Zunächst werden stationäre Zustände untersucht. Dabei läßt Gleichung (1) in der Form

$$(p_s - p_b) = - \frac{g}{h_b - h_M} \frac{\Delta F_R + (F_h)_b}{D} \quad (4)$$

Aussagen darüber zu, wie die Inversionshöhe sich bei Änderung der Divergenz des horizontalen Windfeldes oder der Strahlungsbilanzdifferenz verschiebt. Da D implizit auch in der Differenz $h_b - h_M$ enthalten ist, wird dieser Zusammenhang an Hand der Abb. 1 und 2 diskutiert.

2.1 Passatregion

Abb. 1 zeigt die "Inversionshöhe" p_b (Abb. 1a) bzw. die Dicke der Wolkenschicht $p_c - p_b$ (Abb. 1b) als Funktion

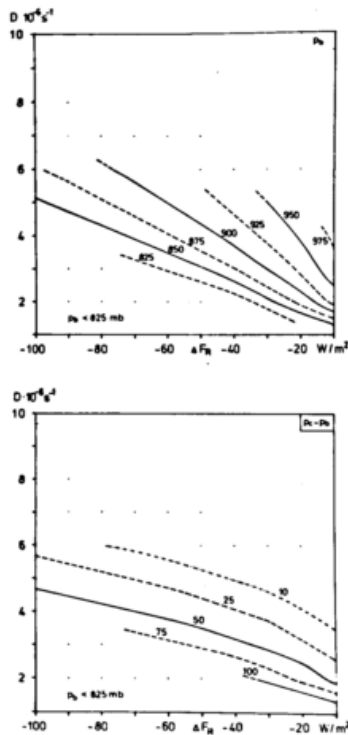


Abb. 1.

- a) "Inversionshöhe" p_b in mb für die Passatregion;
 b) "Dicke" der Wolkenschicht $p_c - p_b$ in mb unterhalb entsprechenden Passatinversion. $T_s = 295$ K, $T_{ss} = 305$ K
 $\nabla_H T = 1$ K/1000 km, $v_s = 7$ m/s.

von ΔF_R (Abszisse) und D (Ordinate). Die Rechnungen wurden bis zu einer Inversionshöhe von 825 mb ausgewertet. Es ergeben sich Inversionen nur für einen relativ engen Bereich von Windfelddivergenzen D. Dieser liegt für niedrige $|\Delta F_R|$ (< 50 W/m²) zwischen $2 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹ und $5 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹, für relativ hohe $|\Delta F_R|$ (> 70 W/m²) zwischen $4 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹ und $6 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹. Allgemein erhält man niedrige Inversionen mit nur geringer Mächtigkeit der stratiformen Wolkendecke für geringe negative Strahlungsbilanzdifferenzen und relativ große Windfelddivergenzen. Hohe Inversionen (> 1.5 km) mit dickeren Wolkendecken entstehen bei großem negativem ΔF_R und kleineren D-Werten. Die Neigung der jeweiligen Isoplethen gibt den Einfluß der beiden atmosphärischen Parameter, die auf den Koordinatenachsen dargestellt sind, auf die Änderung der Inversionshöhe an. Für große Windfelddivergenzen $D > 7 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹ entsteht keine Wolkenschicht unterhalb der Inversion. Diese Lösungen sind im Rahmen des Modells physikalisch nicht mehr sinnvoll.

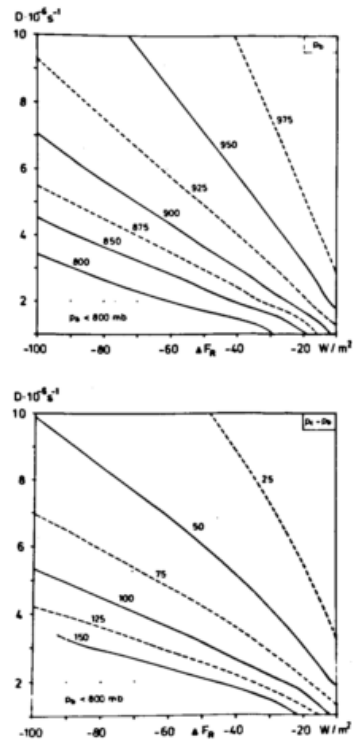


Abb. 2.

Entsprechend Abb. 1 für die polaren Meeresgebiete. Eingangsparemeter: $T_s = 273$ K, $T_{ss} = 283$ K, $\nabla_H T = 1$ K/1000 km, $v_s = 7$ m/s.

2.2. Polare Meeresgebiete

Im Gegensatz zur Abb. 1 ist hier (Abb. 2) praktisch für jede dargestellte Parameterkombination von D und ΔF_R eine Inversion im Gleichgewicht möglich. In dieser Darstellung fanden nur Lösungen des Modells > 800 mb Berücksichtigung. Insgesamt gesehen ist die Wolkenschicht im polaren Fall mächtiger, die Höhe der Inversion niedriger als in der Passatregion, wenn gleiche Verhältnisse bezüglich Windfelddivergenz und Strahlungsbilanzdifferenz vorliegen.

2.3 Einfluß der Abkühlungs- bzw. Erwärmungsrate

Die Ergebnisse in den Abb. 1 und 2 wurden ohne Berücksichtigung einer Temperaturänderung durch Strahlung in der gut durchmischten Schicht gewonnen. Aus Gleichung (2) folgt für den stationären Zustand, unter der Voraussetzung, daß der Fluß der gesamten statischen Energie sich linear mit der Höhe ändert, und unter Verwendung von (3)

$$(F_h)_{b \uparrow} = (F_h)_s - \frac{1}{g} \left[\nabla_H \cdot \nabla_H h_M - c_p \left(\frac{\Delta T}{\Delta t} \right)_R \right] (p_s - p_b) \quad (5).$$

$v_a = 7 \text{ m/s}$, $\Delta F_R = -70 \text{ W/m}^2$, $D = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, $T_p = 295 \text{ K}$, $T_{ss} = 305 \text{ K}$

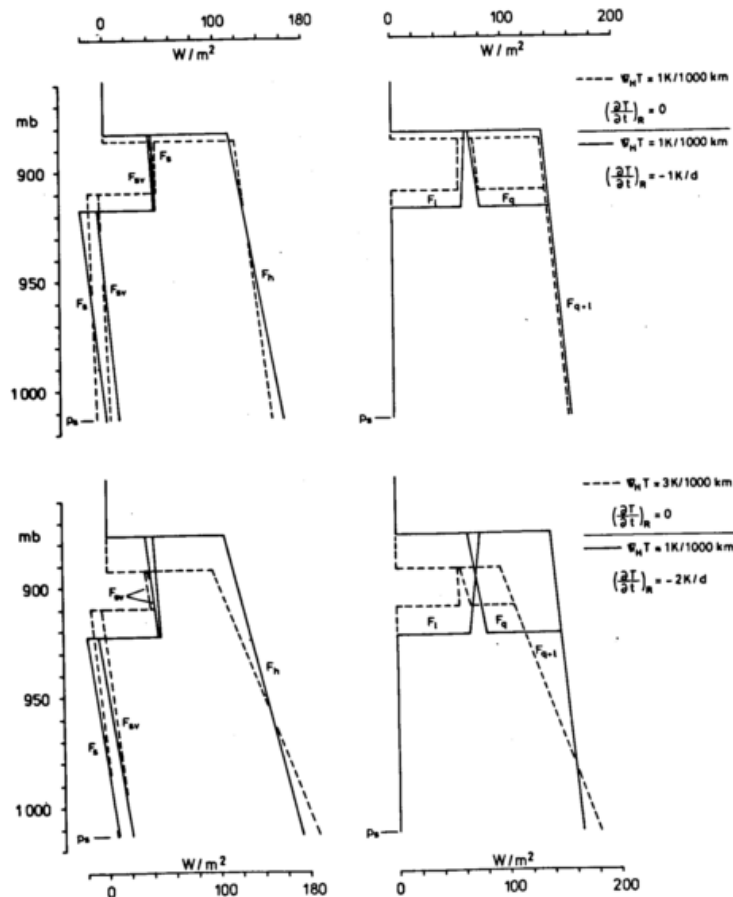


Abb. 3.

Beispiele für den Einfluß der Strahlungsabkühlung und der Kaltluftadvektion auf die Höhe der Inversion, die Dicke der Wolkenschicht und die Profile der Energieflüsse des Modells.

Für eine vereinfachte Diskussion des Einflusses von $(\partial T/\partial t)_R$ und $w_H \cdot \nabla_H h_M$ kann man diese Gleichung verwenden. Zusammen mit Abb. 3, wo vier Beispiele für den Parametersatz der Passatregion gezeigt sind, erhält man drei Aussagen:

- $(F_h)_{b^+}$ ist umso kleiner, je stärker die Strahlungsabkühlung der Grenzschicht ist.
- $(F_h)_{b^+}$ ist umso kleiner, je kälter die Luft ist, die durch horizontale Advektion herangeführt wird.
- Die Umkehrung von (a) bzw. (b) ist gültig, wenn Strahlungserwärmung bzw. Warmluftadvektion diskutiert werden.

Es muß jedoch ausdrücklich festgestellt werden, daß diese drei Aussagen streng nur für den betrachteten Satz von Modellparametern gilt. Es ist durchaus möglich, daß andere Kombinationen von Eingangswerten die eine oder andere der Aussagen (a) - (c) modifiziert.

- Für die Ergebnisse der Abb. 2 ergeben sich aus einer Diskussion der beiden Gleichungen (4) und (5) in erster Näherung die folgenden Feststellungen
- Berücksichtigung einer Strahlungsabkühlung in der Grenzschicht erfordert eine kleinere negative Strahlungsbilanzdifferenz, um das gleiche p_b zu erhalten.
 - Findet in der Grenzschicht Strahlungserwärmung statt, so ist eine größere negative Strahlungsbilanzdifferenz notwendig, um zum gleichen Inversionsgleichgewicht zu kommen.
 - Advektionsprozesse wirken i.a. ebenso wie die Strahlungsabkühlung bzw. -erwärmung.

3 DAS ZEITLICHE VERHALTEN EINER PASSATINVERSION

Das zeitliche Verhalten einer Inversion unter dem Einfluß von täglichen Schwankungen der Windfelddivergenz, der Strahlungsbilanzdifferenz und der

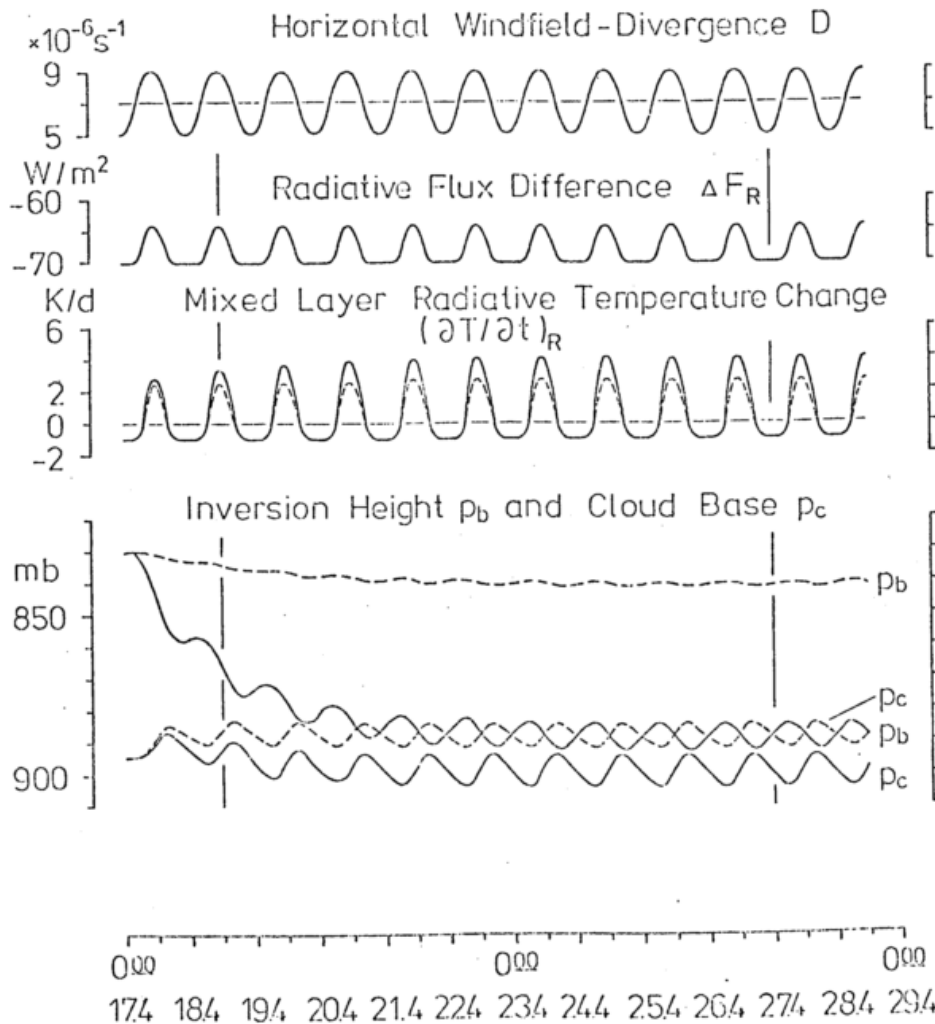


Abb. 4.

Die zeitliche Änderung einer Passatinversion (Fall "TW" aus KS) unter dem Einfluß von täglichen Schwankungen der Windfelddivergenz, der Strahlungsbilanzdifferenz und der Temperaturänderung durch Strahlung (ausgezogene Kurven von p_b und p_c). Die gestrichelten Kurven von p_b und p_c erhält man für konstantes $D = 5 \cdot 10^{-6} s^{-1}$.

Temperaturänderung durch Strahlung wird an einem Beispiel demonstriert. Eine Periode von 11.5 Tagen zwischen 17.4., 0.00 Uhr und 28.4., 12.00 Uhr bei $20^\circ N$ wird simuliert. Ausgangszustand des Modells ist der Gleichgewichtsfall TW aus KS. Diesem werden die in Abb. 4 dargestellten Variationen aufgeprägt. Dabei wurden zwei Fälle gesondert untersucht:

- (a) Verhalten von p_b und p_c , wenn D , ΔF_R und $(\partial T/\partial t)_R$ über den Tag variieren;
- (b) Verhalten von p_b und p_c , wenn $D = 5 \cdot 10^{-6} s^{-1}$ konstant gehalten wird und nur ΔF_R und $(\partial T/\partial t)_R$ schwanken.

Für den Fall (a) ergibt sich, daß sich p_b und p_c bereits nach 6 Tagen in ein neues Gleichgewicht einpendeln und dieses über die restlichen 5.5 Tage aufrechterhalten. Im Fall (b) sind die

Variationen von p_b wesentlich kleiner.

Die Inversionsobergrenze sinkt allmählich ab. Die Wolkenuntergrenze liegt im Fall (b) höher als im Fall (a). Die Kurven von p_b und p_c sind gegeneinander und gegen die aufgeprägten Schwankungen phasenverschoben. p_b zeigt eine Zeitverzögerung von etwa 15 h, p_c von etwa 5 h. Dabei wird auch das Maximum von p_c etwas eher als das Minimum von p_b erreicht.

DER EINFLUSS DER BEWÖLKUNG AUF DIE
KURZ- UND LANGWELLIGEN STRAHLUNGSFLÜSSE AM BODEN

Fritz Kasten

Deutscher Wetterdienst
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Für quantitative Abschätzungen des Energiehaushalts der Erdoberfläche und deren Anwendung auf Klima-Studien und Nutzung der Sonnenenergie muß der Einfluß der Bewölkung auf die Strahlung am Boden bekannt sein. Wegen der großen Vielfalt und Veränderlichkeit der Bewölkung und mangels Verfahren zu ihrer quantitativen Messung wird die Abhängigkeit der Strahlungsflüsse von der Wolkenbedeckung parametrisiert. Es werden die Ergebnisse der Auswertung von langjährigen kontinuierlichen Meßreihen der Stundensummen von kurz- und langwelligen, abwärts und aufwärts gerichteten Strahlungsflüssen und von gleichzeitigen stündlichen Wolkenbeobachtungen mitgeteilt.

1 EINLEITUNG

Frühere Untersuchungen zur Parametrisierung der Abhängigkeit der Strahlungsflüsse von der Wolkenbedeckung basierten auf Tages- oder sogar Monatsmitteln von Strahlung und Bedeckungsgrad oder auf Fallstudien anhand von Einzelmessungen; sie beschränkten sich ferner fast ausschließlich auf die Globalstrahlung. Am Meteorologischen Observatorium Hamburg des Deutschen Wetterdienstes werden sowohl die solaren als auch die terrestrischen Strahlungsflüsse seit 1954 kontinuierlich registriert. Ab 1964 werden mit Hilfe automatischer Integratoren von allen gemessenen Strahlungsflüssen auch die Stundensummen ausgegeben. Stundensummen sind ein geeignetes Mittel, um quantitative Strahlungswerte auch im Falle großer Veränderlichkeit der Bewölkung und infolgedessen weit gestreuter Meßpunkte der Strahlung zu erhalten; andererseits erscheint eine zeitliche Auflösung von 1 Stunde kurz genug, um Korrelationen mit aktuellen Wolkenbeobachtungen zu erlauben.

2 AUFBEREITUNG DES DATENMATERIALS

Systematische Wolkenbeobachtungen wurden von der Flugwetterwarte Hamburg in unmittelbarer Nachbarschaft des Observatoriums durchgeführt. Diese Beobachtungen liegen bis 1970 stündlich vor, anschließend nur dreistündlich. Daher ist die gegenwärtige Untersuchung auf die 7-jährige Periode von 1964 bis 1970 beschränkt, in der stündliche Daten sowohl der

Strahlung als auch der Bewölkung zur Verfügung stehen. In dieser Studie wurden nur die Strahlungsdaten während der hellen Tageszeit und nur der Gesamtbedeckungsgrad ausgewertet. Die Einzeldaten wurden zunächst in 4 Jahreszeiten eingeteilt: März, April, Mai = Frühling; Juni, Juli, August = Sommer; September, Oktober, November = Herbst; Dezember, Januar, Februar = Winter. Innerhalb jeder Jahreszeit wurden die Stundenwerte in Klassen gleicher mittlerer Sonnenhöhe γ mit einer Intervallbreite $\Delta\gamma = 10^\circ$ sortiert. Die Strahlungsdaten innerhalb jeder dieser Klassen wurden dann nach dem Gesamtbedeckungsgrad N sortiert. Da es sich bei den Strahlungsdaten um Stundensummen handelt, während die Bewölkungsdaten Augenblicksbeobachtungen am Ende der betreffenden Stunde sind, wurden nur solche Fälle zugelassen, in denen der gemeldete Bedeckungsgrad der vorhergehenden Stunde mit dem der betrachteten Stunde identisch war.

Auf diese Weise wurden mittlere Strahlungsflußdichten, in $J\ cm^{-2}\ h^{-1}$, der nachfolgend genannten Strahlungsgrößen als Funktion des Bedeckungsgrades, in Achteln, für die Sonnenhöhen $\gamma = 10; 20; 30; 40; 50; 60^\circ$ und die vier Jahreszeiten M,A,M; J,J,A; S,O,N; D,J,F bestimmt: Globalstrahlung G , diffuse Himmelsstrahlung D , Reflexstrahlung R und Wärmestrahlung E der Erdoberfläche sowie Wärmestrahlung A der Atmosphäre. Aus diesen

sog. Grundgrößen wurden ferner die Mittel der direkten Sonnenstrahlung auf die horizontale Empfangsfläche, $S = G-H$, der im Boden absorbierten Globalstrahlung $G-R$, der effektiven Ausstrahlung der Erdoberfläche $E-A$ und der Strahlungsbilanz $Q = (G-R) - (E-A)$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Diagrammen dargestellt, in denen die Strahlungsflußdichten gegen den Gesamtbedeckungsgrad N für verschiedene Sonnenhöhen γ und getrennt nach Jahreszeiten aufgetragen sind. Zusätzlich wird jeweils der Quotient des betreffenden Strahlungsflusses beim Bedeckungsgrad N geteilt durch den Strahlungsfluß bei wolkenlosem Himmel, $N = 0$, als Funktion von N gezeigt.

3 ERGEBNISSE

Alle Strahlungsflüsse weisen eine nicht-lineare Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad auf. Die Globalstrahlung steigt bei $N = 1$ Achtel leicht über den wolkenlosen Fall, nimmt dann langsam bis $N = 6$ ab, von wo aus die Kurve der Quotienten auf etwa 0,4 bei $N = 8$ abfällt. Dies Verhalten ist unabhängig von Sonnenhöhe und Jahreszeit. Andererseits scheinen bei niedrigen Sonnenhöhen die Absolutwerte von G im Winter und Frühling höher als im übrigen Jahr zu liegen, was erstens der Vielfachreflexion zwischen Atmosphäre und schneebedecktem Boden, zweitens der geringeren Trübung zugeschrieben wird. Diese Ergebnisse werden bestätigt durch die entsprechenden Diagramme für die vom Boden absorbierte Globalstrahlung $G-R = G(1-a)$ mit $a = R/G = \text{Albedo des Bodens}$. $G-R$ wird auch als kurzwellige Strahlungsbilanz bezeichnet. Solange sich a nicht ändert, laufen die Kurven von $G-R$ parallel zu den G -Kurven.

Die diffuse Himmelsstrahlung D steigt mit wachsendem Bedeckungsgrad um einen Faktor 1,4 bis 1,6 bei $N = 6$ Achteln; dann fällt die Kurve scharf auf Werte zwischen 0,5 und 0,8 bei $N = 8$. Die Abhängigkeit von N ist in den vier Jahreszeiten nicht sehr verschieden, jedoch gibt es eine leichte Variation mit der Sonnenhöhe: bei niedrigen Sonnenhöhen hängt D weniger stark vom Bedeckungsgrad N ab. Eine gute Korrelation besteht zwischen dem Anteil der diffusen Himmelsstrahlung an der Globalstrahlung, D/G , und dem Bedeckungsgrad: für $\gamma > 10^\circ$ zeigen die Kurven bei jeder Sonnenhöhe und in jeder Jahreszeit praktisch den gleichen Verlauf. Somit scheint die Größe D/G ein geeignetes Maß für den Gesamtbedeckungsgrad N zu sein.

Die Wärmestrahlung A der Atmosphäre wächst stetig mit zunehmendem Bedeckungsgrad, und zwar im Sommer um etwa den Faktor 1,1, im Winter um etwa 1,4

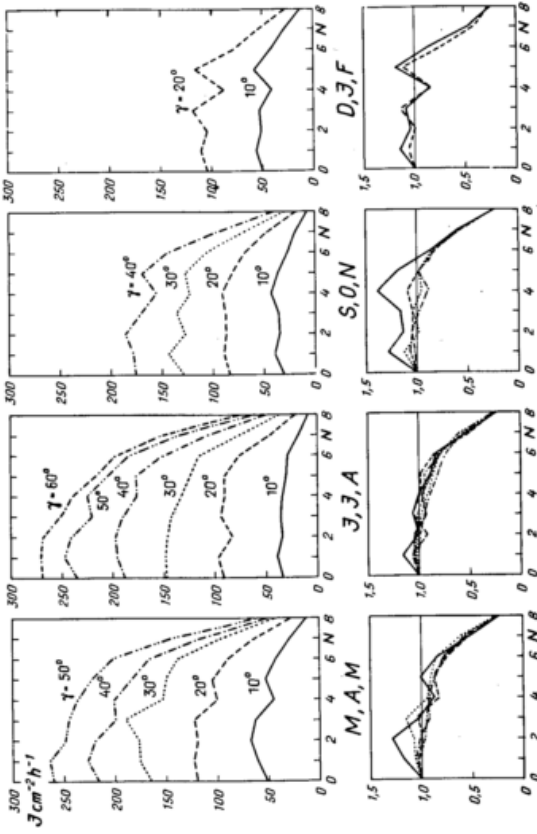
bei $N = 8$. Dieser Anstieg ist besonders im Falle niedriger Sonnenhöhen ausgeprägt. Offensichtlich wirkt sich die Abschirmung des Himmels durch Wolken besonders in den kalten Tages- bzw. Jahreszeiten auf die von oben einfallende langwellige Wärmestrahlung der Atmosphäre aus. Die Absolutwerte von A sind bei niedrigen Sonnenhöhen etwas kleiner und hängen stark von der Jahreszeit ab. Dies ist wiederum als Folge der verschiedenen Lufttemperaturen zu den verschiedenen Tages- bzw. Jahreszeiten zu verstehen.

Im Gegensatz zu A verhält sich die effektive Ausstrahlung $E-A$ der Erdoberfläche ähnlich wie die Globalstrahlung G . Ihr negativer Wert $-(E-A)$ wird auch als langwellige Strahlungsbilanz bezeichnet. Die Abhängigkeit von der Sonnenhöhe ist gering. Das Verhältnis der "bewölkten" zu den "wolkenlosen" $(E-A)$ -Werten ist fast identisch mit den entsprechenden G -Verhältnissen, so daß eine Parametrisierung von G als Funktion von N auch auf $E-A$ angewandt werden könnte.

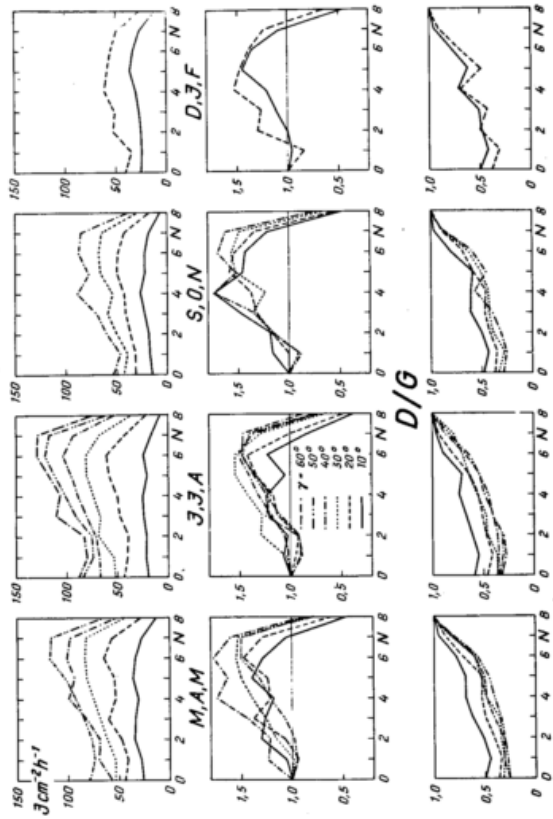
Schließlich wurde die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche, $Q = (G-R) - (E-A)$, ausgewertet. Da die kurzwellige Bilanz $G-R$ und die langwellige Bilanz $-(E-A)$ enge Beziehungen zur Globalstrahlung G aufwiesen, ist es nicht erstaunlich, daß auch die Kurven von Q einen ähnlichen Verlauf wie die G -Kurven zeigen. Daher könnten Parametrisierungen von Q mit Hilfe von G , wie sie in der Literatur mehrfach beschrieben sind, auch auf die Q -Abhängigkeit vom Wolkenbedeckungsgrad N angewandt werden; natürlich gilt dies nicht für negative Q -Werte.

In der letzten Abbildung sind alle Strahlungsflußdichten für drei Beispielfälle in jeweils zwei Diagrammen zusammengefaßt. Die beiden linken Diagramme gelten für den Sommer, J, J, A , und die Sonnenhöhe 60° ; in der Mitte sind die Sommerkurven für $\gamma = 10^\circ$ dargestellt; die rechten Diagramme zeigen die Strahlungsbedingungen im Winter, D, J, F bei $\gamma = 10^\circ$. Auf den oberen drei Teilbildern sind wieder die Mittel der absoluten Strahlungsflußdichten als Funktion des Gesamtbedeckungsgrades N aufgetragen; die unteren drei Teilbilder zeigen die entsprechenden Quotienten "bewölkt/wolkenlos". Man erkennt in allen Fällen den ähnlichen Verlauf von G , $G-R$, $E-A$ und Q , von dem sich der Gang sowohl von D als auch von A in charakteristischer Weise abhebt.

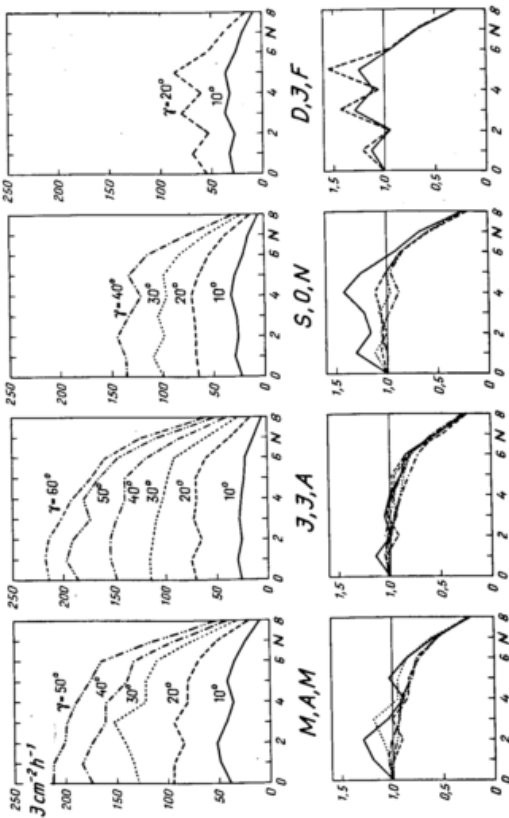
G HAMBURG-FU, 1964-1970



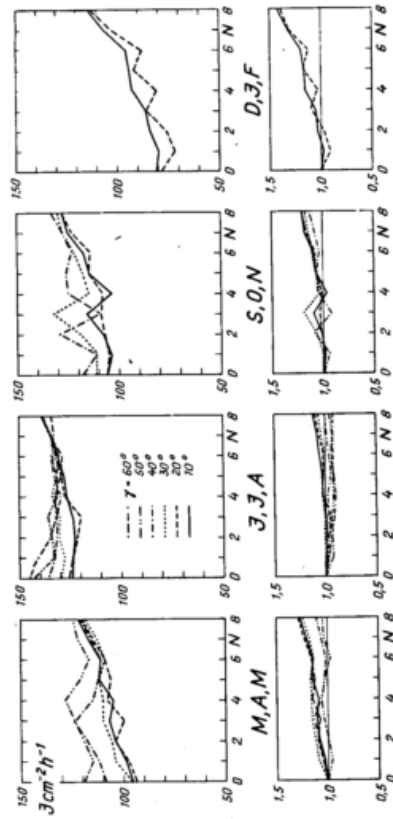
D HAMBURG-FU, 1964-1970



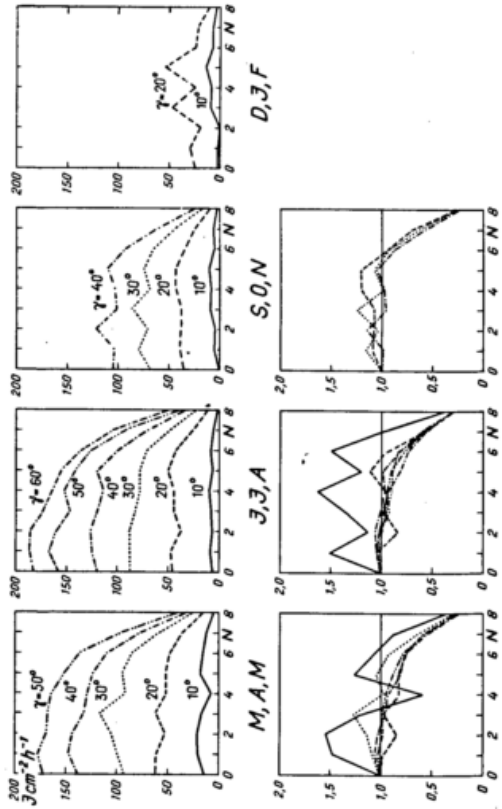
G-R HAMBURG-FU, 1964-1970



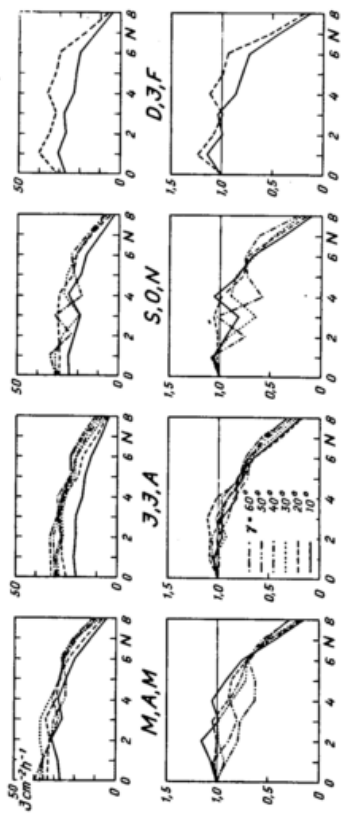
A HAMBURG-FU, 1964-1970



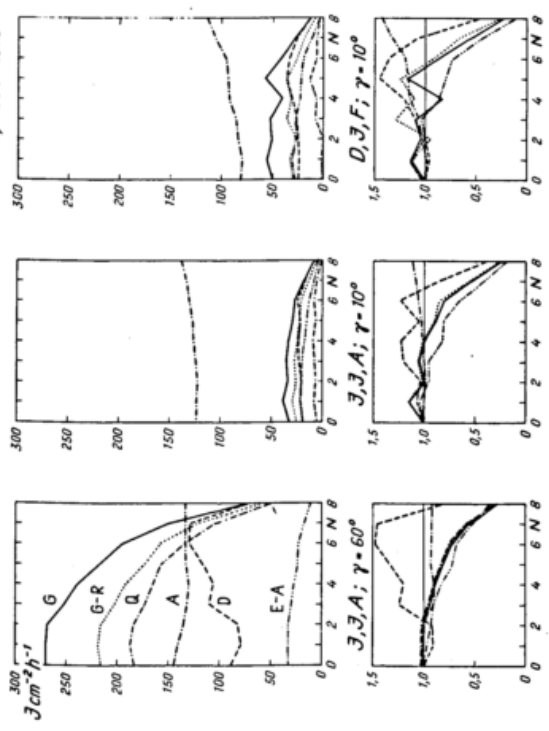
Q HAMBURG - FU, 1964 - 1970



E-A HAMBURG - FU, 1964 - 1970



HAMBURG - FU, 1964 - 1970



DIE ALBEDO VON WOLKEN

Hartmut Graßl

Max-Planck-Institut für Meteorologie
Hamburg

Das Verhältnis von reflektierter Strahlungsflußdichte F_{λ}/F_0 zur einfallenden Strahlungsflußdichte wird als Albedo bezeichnet. Die Albedo von Wolken ist ein entscheidender Klimafaktor für den Planeten Erde. Denn wegen der Allgegenwärtigkeit von Wolken in fast allen Klimazonen und ihrer überdurchschnittlichen Albedo wird nicht nur das Gesamtenergieangebot für die Erde von den Wolken gesteuert, sondern auch über die Abstrahlung im Langwelligen die Strahlungsbilanz mitbestimmt. Die hier behandelten Wolken bestehen aus Tröpfchen nicht reinen Wassers. Der Verunreinigungsgrad ist eine Funktion der vor der Kondensation vorhandenen Aerosolgrößenverteilung und deren chemischer Zusammensetzung, sowie der bei der Wolkenbildung erreichten Übersättigung.

In einem planparallelen Modell der Strahlungsübertragung mit gemessener Aerosolabsorption soll nun die Schwankungsbreite der Wolkenalbedo und der Einfluß der Größenverteilung, der Kondensationskerne und der resultierenden Tröpfchengrößen auf die Albedo abgeschätzt werden. Der dabei betrachtete Spektralbereich von $0.3-3.7 \mu\text{m}$ schließt 99% der Strahldichte der Sonne ein. Bei den Albedorechnungen wurden stets auch die Absorption und die Transmission sowie die Divergenzen der Nettostrahlungsflußdichte innerhalb der Wolke bestimmt, so daß am Rande auch über diese Größen Aussagen gemacht werden.

WICHTIGE MATERIALKONSTANTEN

Die eine Wolke in Richtung \hat{s} an der Obergrenze z verlassende Strahldichte $I(z, \hat{s})$, aus der bei Integration über den Halbraum eine Strahlungsflußdichte F_{λ} wird, hängt außer von der Mächtigkeit der Wolke im wesentlichen ab von folgenden durch die beteiligte Materie bestimmten Größen:

- 1) Streufunktion der mit dem elektromagnetischen Feld wechselwirkenden Materie, hier hauptsächlich der Wolken-tröpfchen,
- 2) Absorption durch Tröpfchen, Aerosolteilchen und Gase,
- 3) Konzentration der Streuer und Absorber.

Die unter 1) genannte Streufunktion ist wiederum Funktion der Größenverteilung des Kondensationskernspektrums, der erreichten Übersättigung (proportional zur Vertikalgeschwindigkeit) und wegen der

Koaleszenz von Tröpfchen des Lebensalters der Wolke. In geringem Maße wird die Streufunktion auch von der chemischen Zusammensetzung der Aerosolteilchen bestimmt. Als Beispiel für die Schwankungsbreite der Absorption eines Aerosolteilchen-Wasser-Gemisches dient Bild 1. Für die Kombination verschiedener Aerosolgrößenverteilungen nach DEIRMENDJIAN (1969) bei bekannten gemessenen spektralen Absorptionskoeffizienten k_{λ} der Aerosolteilchen nach FISCHER (1975) mit der Größenverteilung für Wolken-tröpfchen C1 ebenfalls nach DEIRMENDJIAN (1969) zeigt Bild 1 die Größe $(1-\omega_0)$ (ω_0 = 'single scattering albedo'), welche gleich dem Verhältnis zwischen Absorptions- und Extinktionskoeffizient ist. Die zunächst sehr klein erscheinenden Werte fallen jedoch im sichtbaren Spektralbereich mit dem Maximum der solaren Strahldichte zusammen und führen daher trotzdem zu beträchtlicher zusätzlicher Absorption innerhalb der Wolke und damit bei konstanten anderen Materialeigenschaften zu reduzierter Albedo.

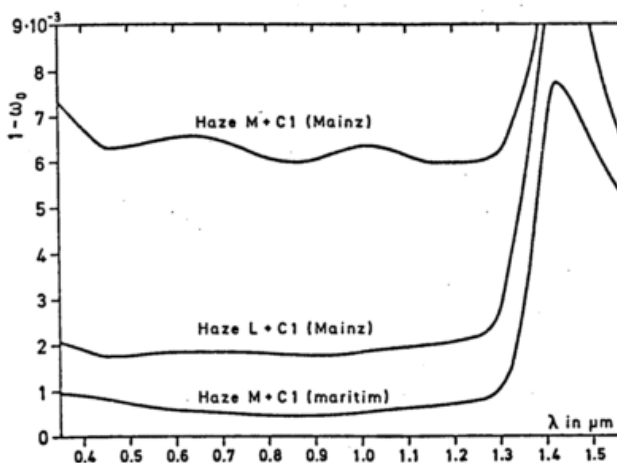


Bild 1: $(1-\omega_0)$ als Funktion der Wellenlänge λ für drei verschiedene Kombinationen aus Größenverteilungen für Aerosolteilchen und einer Wolke bei Verwendung gemessener Aerosolteilchen-Absorption in verschiedenen Klimagebieten (Angaben in Klammern).

Die Transmissionsfunktion der atmosphärischen Gase oberhalb, unterhalb und in der Wolke wurde mit auf Messungen basierenden spektralen Daten nach MOSKALENKO (1969) berechnet. Für jedes der maximal 14 Spektralintervalle wurde diese Transmissionsfunktion in einer Exponentialreihe mit sechs Gliedern entwickelt. Diese Prozedur ist äquivalent zu einer Unterteilung des Intervalles in Bereiche verschieden starker Absorption, welche in jedem Teilbereich eines Intervalles dem einfachen Lambertschen Gesetz folgt. Diese Form der Transmissionsfunktion ist für das verwendete Rechenverfahren notwendig (Matrix-Operator-Theorie), welches PLASS u. a. (1973) folgt.

ERGEBNISSE

Um mehr Klarheit über die Wirkung einzelner Materialkonstanten wie der Absorptionskoeffizienten von Aerosolteilchen oder des Tröpfchenradius zu bekommen, soll zunächst nur der Einfluß absorbierender Aerosols und dann der veränderter Teilchenzahl und Teilchengröße besprochen werden. Abschließend werden Albedovariationen beim Übergang von Reinluftgebieten in solche mit hoher Teilchenzahl betrachtet. Klar ist in Bild 2 neben der Albedoerhöhung beim Anwachsen der optischen Dicke die albedoerniedrigende Wirkung absorbierender Aerosolteilchen erkennbar. Auch mit der Zenitdistanz der Sonne steigt die Albedo von Wolken an.

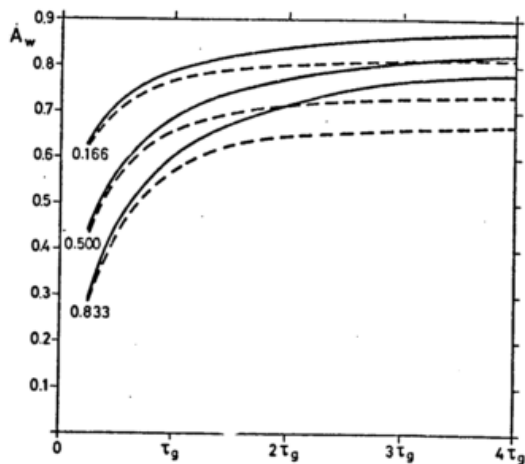


Bild 2: Albedo A_w einer Stratuswolke als Funktion der optischen Dicke $\tau_g = 22.85$ der Wolke für reines Wasser (—) und ein Aerosol-Wasser-Gemisch (----) in den Tröpfchen bei drei Werten $|\cos \vartheta|$ mit ϑ = Zenitwinkel der Sonne und der Wasserdampfmasse von 0.3 g/cm^2

Die Meßwerte der Aerosolteilchenabsorption vom 28.11.72 in Mainz nach FISCHER (1975), die Wolkenröpfchenverteilung C1, die Aerosolverteilung HAZE L sind dabei in eine Wolke von 430 m Mächtigkeit und einem mittleren Flüssigwassergehalt von 0.2 g m^{-3} nach Messungen von GOYSA u. SHOSHIN (1974) eingesetzt worden. In Bild 3 wird nun der Übergang zu einer Wolke in einem stark luftgetrübten Gebiet ausgehend von einem Reinluftgebiet für einzelne Faktoren beschrieben. Die einzelnen Kurvenscharen gelten für die Zunahme der Absorption um den Faktor 10, wie er beim Übergang von maritimer in kontinentale Umgebung häufig gemessen wurde, für die Verkleinerung des mittleren Tröpfchenradius um den Faktor 1.20 und für die Erhöhung der optischen Dicke um den Faktor 1.447 bei Konstanz des Flüssigwassergehaltes. Die Verkleinerung des Tröpfchenradius und die Erhöhung der optischen Dicke um die angegebenen Faktoren ist eine Folge der Vervielfachung der Teilchenzahl pro Volumeneinheit.

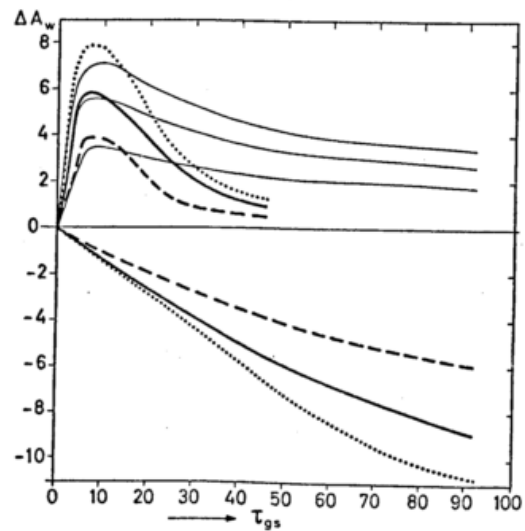


Bild 3: Änderung der Albedo einer Wolke ΔA_w in Prozent der einfallenden Strahlung beim Übergang zu hohen Partikelzahlen und erhöhter Absorption als Funktion der optischen Dicke der Wolke im Reinluftgebiet τ_{gs} . Gezeigt werden: 1) Albedoerniedrigende Wirkung zusätzlicher Absorption, 2) Albedoerhöhung durch Reduzierung des mittleren Tröpfchenradius (dünne Linien) und 3) Albedoerhöhung durch Erhöhung der optischen Dicke bei gleichem Flüssigwassergehalt.

Die Summe aller drei die Albedo von Wolken beeinflussenden Effekte aus Bild 3, wie sie in Bild 4 erscheinen, zeigt ein zunächst erstaunliches Ergebnis: Wolken geringer Mächtigkeit, d.h. geringer optischer Dicke sind in Gebieten hoher Aerosolteilchenzahl stärker reflektierend als Wolken aus Reinluftgebieten, selbst dann, wenn beim Übergang von Reinluft zu stark getrüübter Luft die Teilchenabsorption stark zunimmt. Im Bereich hoher optischer Dicken ($\tau_{gs} \geq 40$) ist dann aber die Albedoerniedrigung durch zusätzliche Absorption dominierend.

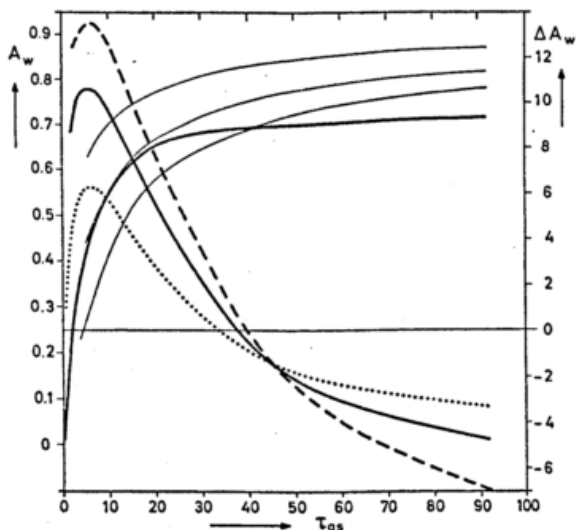


Bild 4: Kombination aller drei Effekte des Bildes 3 zu einem resultierenden ΔA_w . Zusätzlich ist die Albedo der Wolke im Reinluftgebiet angegeben

Die gezeigten Albedoänderungen sind so groß, daß sie keineswegs unbeachtet bleiben können. Denn aus ersten groben Abschätzungen der Folgen veränderter Wolkenalbedo für die Zirkulation der Atmosphäre kann für eine einprozentige Änderung der globalen Albedo eine gleichgroße Wirkung wie für die Verdoppelung des Kohlendioxidgehaltes erwartet werden. Die vorgestellten Albedoänderungen können bei Rechnungen in dreidimensionalen Modellen noch etwas verändert werden, wesentliche Änderungen sind aber nicht zu erwarten.

Abschließend sei für eine Stratuswolke nicht nur die Albedo A_w als Funktion des Zenitwinkels der Sonne, sondern auch die zugehörige relative Absorption A der ganzen Wolke und die Transmission T mit und ohne Berücksichtigung der Aerosolabsorption in Tabellenform angegeben. Die Werte in Tabelle 1 gelten für die Wolke aus Bild 2.

Tabelle 1: Albedo A_w , Absorption A und Transmission T einer Wolke wie in Bild 2; bei 3 verschiedenen Zenitwinkeln μ der Sonne

$\cos \mu$	A_w	A	T	A_w	A	T
.833	.602	.064	.334	.568	.142	.290
.500	.686	.051	.263	.656	.118	.226
.167	.785	.033	.182	.763	.079	.158
ohne Aerosol				mit Aerosol		

Wegen der in einer Industriezone gemessenen Aerosolteilchenabsorption wird der aus Tabelle 1 folgende sehr starke Aerosolanteil an der Absorption in Wolken wahrscheinlich eine obere Grenze darstellen. Jedoch auch um den Faktor 3 reduzierte Aerosolbeiträge bleiben im Größenbereich der Absorption durch atmosphärische Gase. Dieses Ergebnis könnte zumindest teilweise die bisher stets höheren gemessenen als berechneten Absorptionswerte in Wolken erklären.

LITERATURVERZEICHNIS

- Deirmendjian, D.: Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. New York: American Elsevier Publishing Company 1969.
- Fischer, K.: Mass absorption coefficient of natural aerosol particles in the 0.4-2.4 μm wavelength interval. Beitr. z. Phys. d. Atm. 46 (1973), S. 89-100
- Goysa, N.I.; Shoshin, V.M.: Experimental investigations of fluxes of solar radiation in the lower troposphere in St and Sc clouds. NASA TT F-790, Juli 1974, S. 78-89
- Moskalenko, N.I.: The spectral transmission function in the bands of the water vapour, O_3 , N_2O , and N_2 atmospheric components. Izv. Atmosf. a. Ocean. Phys. 5, S. 1179-1190. (1969)
- Plass, G.N.; Kattawar, G.E.; Catchings, G.E.: Matrix-operator-theory of radiative transfer. Appl. Opt. 12 (1973), S. 314-329.

POTENTIELLE ANTHROPOGENE EINFLÜSSE AUF DIE GLOBALE VERTEILUNG DER OBERFLÄCHENALBEDO UND DES RAUHIGKEITSPARAMETERS

Manfred Kirchner^x und Helmut Mayer^{xx}

^x Lehrstuhl für Bioklimatologie und Angewandte Meteorologie der Universität München

^{xx} Institut für Meteorologie der Forstlichen Forschungsanstalt München

KURZFASSUNG: Ausgehend von der von Baumgartner, Mayer und Metz (1976, 1977) erstellten weltweiten Verteilung der Oberflächenalbedo a und des Rauigkeitsparameters z_0 bei aktueller Erdoberflächenbedeckung wird die veränderte weltweite Verteilung von a und z_0 diskutiert, wenn die Erdoberflächenbedeckung jeweils gesondert drei potentiellen anthropogenen Einflüssen ausgesetzt ist.

1 EINLEITUNG

Das Klima auf der Erde ist ständig Schwankungen unterworfen; diese Fluktuationen von verschiedener zeitlicher Dauer werden durch die klimagenetischen Faktoren (Flohn 1971) hervorgerufen. Dazu zählen neben den natürlichen Faktoren, die das Klima in historischer und prähistorischer Zeit prägten, seit Beginn der Industrialisierung möglicherweise auch anthropogene Einflüsse wie z. B. der erhöhte Energieverbrauch oder der gestiegene CO_2 - Anteil in der Atmosphäre. Zugleich müssen hier die anthropogenen Veränderungen der Erdoberfläche, d. h. die Modifizierung der unteren Randbedingungen für atmosphärische Vorgänge - z. B. durch Landnutzung - genannt werden. Sie sollen hier hinsichtlich ihrer Rückwirkung auf die globale Verteilung der Oberflächenalbedo a und des Rauigkeitsparameters z_0 untersucht werden, wenn die Erdoberflächenbedeckung gesondert wie folgt verändert wird:

a, Anwachsen der Eisflächen: im Januar vom Nordpol aus bis zur jetzigen äußersten Treibeisgrenze (ähnliche Verhältnisse im Pleistozän); im Juli vom Südpol aus bis 57.5°S ,

dem heutigen Gebiet des subpolaren Zusammenschlusses (Abb. 1)

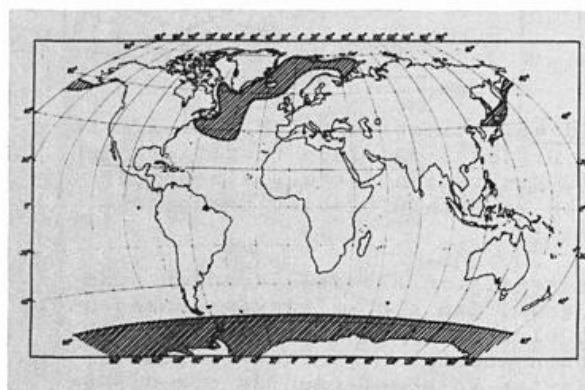


Abb. 1 : Anwachsen der Eisflächen (schraffiert) von Nord- und Südpol aus

- b, Umwandlung aller Waldflächen auf der Erde in Grasland oder Getreideflächen (Abb. 2)
- c, Umwandlung aller Wüstengebiete auf der Erde in Grasland oder Getreideflächen (Abb. 3)

2 METHODIK

Den Ausgangspunkt der Untersuchungen bildete die am Institut für Meteorologie der Forstlichen Forschungsanstalt München in einem 5° Gitternetz vorlie-

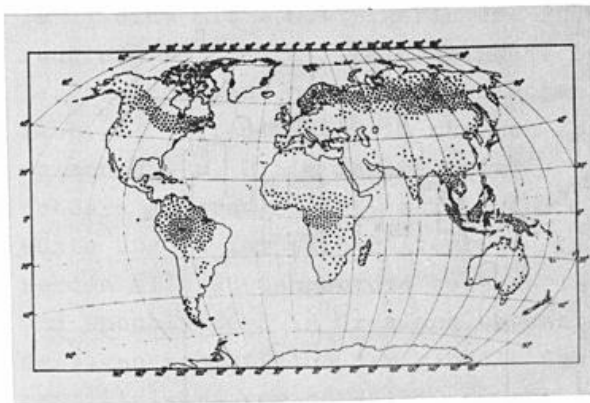


Abb. 2 : Waldflächen auf der Erde

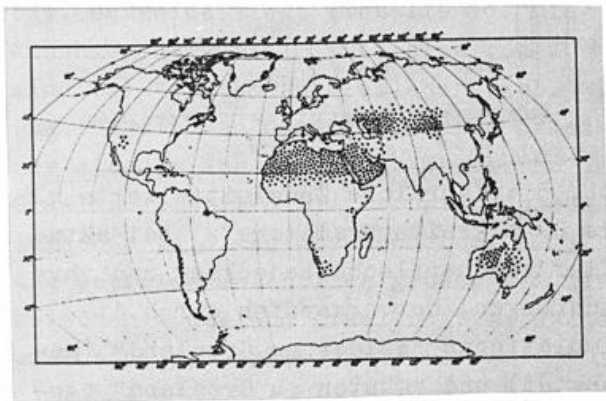


Abb. 3 : Wüstengebiete auf der Erde

gende aktuelle weltweite Vegetationsverteilung, die von Baumgartner, Mayer und Metz (1976, 1977) mit den entsprechenden Meßwerten von a und z_0 verknüpft worden war. Die je Gitterquadrat repräsentativen a - bzw. z_0 - Werte setzten sich jeweils aus den a - bzw. z_0 - Werten zusammen, die den in den einzelnen Gitterquadraten vorkommenden Vegetationen entsprachen; ihre relativen Flächenanteile, bezogen auf die gesamte Gitterquadratfläche, wurden dabei als Gewichtungsfaktoren verwendet. Analog dazu erfolgte je Gitterquadrat die Bestimmung der a - bzw. z_0 - Werte für die Teile der Erdoberfläche mit jeweils modifizierter Bedeckung. Sowohl bei dieser sogenannten simulierten als auch bei der aktuellen Erdoberflächenbedeckung wurden die a - bzw. z_0 - Gitterwerte zu zonalen

Mittelwerten (5° Zonen) zusammengefaßt. Aus diesen konnten dann die globalen Mittelwerte von a bzw. z_0 berechnet werden, wobei die relativen Flächenanteile der Zonalzonen, bezogen auf die Zone zwischen 2.5° N und 2.5° S, als Gewichtungsfaktoren berücksichtigt wurden.

3 ERGEBNISSE

3.1 Simulation "Eis rückt vor"

Da sich z_0 für Eis nur geringfügig von z_0 für eisfreien Ozean unterscheidet, ergeben sich bei dieser Simulation keine bedeutenden Änderungen für z_0 . In Bezug auf a , wo für die Eisflächen auf der Nordhalbkugel im Januar $a = 80\%$ und im Juli $a = 50\%$ und für die Eisflächen auf der Südhalbkugel im Januar $a = 50\%$ und im Juli $a = 80\%$ angesetzt worden ist, erhöht sich beim Anwachsen der Eiskappen der globale Wert von a im Nordwinter um 1.4% auf 19.5% und im Nordsummer um 2.3% auf 17.7% ; im Jahresmittel beträgt die Erhöhung von a 1.9% (von 16.7% auf 18.6% ; siehe Tabelle 1).

Tabelle 1 : Globale Jahresmittelwerte der Oberflächenalbedo a (in %) und des Rauheitsparameters z_0 (in cm) bei aktueller und simulierter Erdoberflächenbedeckung

Erdoberflächenbed.	a	z_0
aktuell	16.7	14.9
"Eis rückt vor"	18.6	14.9
"Wälder zu Grasland"	17.3	3.0
"Wälder zu Getreide"		4.2
"Wüsten zu Grasland"	16.3	15.1
"Wüsten zu Getreide"		15.6

3.2 Simulation "Wälder zu Grasland oder Getreideflächen"

Bei Grasland wurde für a ein Mittelwert von $a = 20\%$, bei Schneebedeckung $a = 23\%$, angenommen (Wälder : $a = 15\%$), während für z_0 bei Grasland $z_0 = 5$ cm und bei Getreide $z_0 = 15$ cm angesetzt

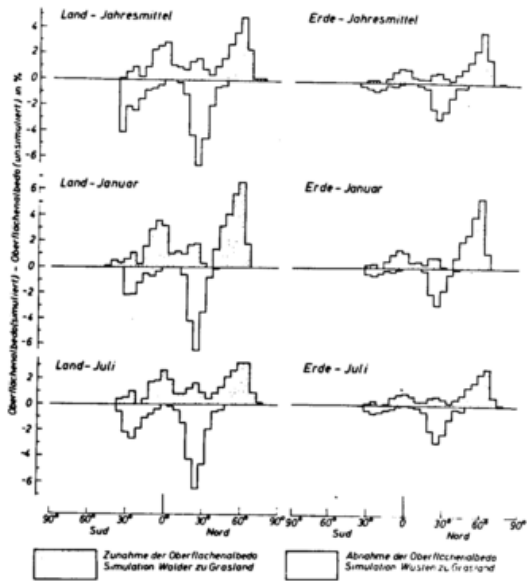


Abb. 4 : Änderungen der Zonalmittelwerte der Oberflächenalbedo a durch die Simulationen "Wälder zu Grasland" und "Wüsten zu Grasland"

wurde (Wälder: $z_0 > 100$ cm). Werden Wälder durch Grasland ersetzt, so erhöht sich der globale Wert von a im Jahresmittel von 16.7 % auf 17.3 % (Tabelle 1). Im Juli ist diese Erhöhung mit + 0.4 % auf 15.8 % kleiner als im Januar mit + 0.7 % auf 18.8 %, weil der Anteil der schneebedeckten Landflächen auf der Nordhalbkugel größer als auf der Südhalbkugel ist. Bei den Zonalzonen treten im Januar, Juli und im Jahresmittel die größten Änderungen sowohl auf den Landflächen als auch auf der gesamten Erde in der Zone zwischen 57.5°N und 62.5°N auf; ein sekundäres Maximum liegt im Gebiet der tropischen Regenwälder (Abb. 4).

Bei z_0 ergibt sich durch diese Simulation eine größere Änderung als bei a . Bei "Wälder zu Grasland" verringert sich der globale Jahresmittelwert von $z_0 = 14.9$ cm auf $z_0 = 3.0$ cm. Werden die gerodeten Waldgebiete in Getreideflächen umgewandelt, so erniedrigt sich $z_0 = 14.9$ cm auf $z_0 = 4.2$ cm (Tabelle 1). Anhand von Abb. 5, bei

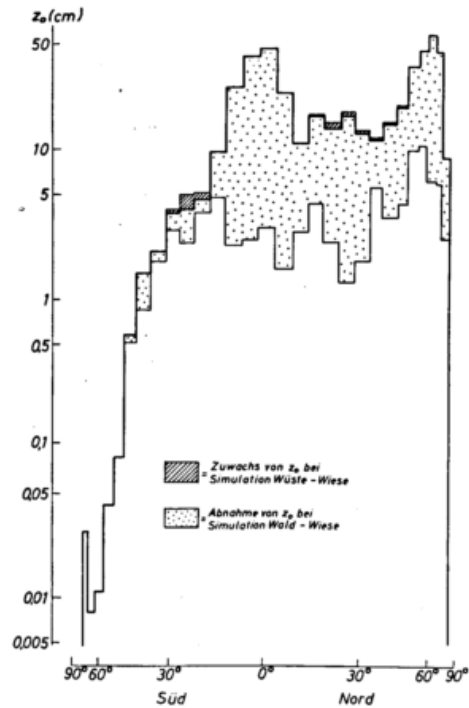


Abb. 5 : Jährliche Zonalmittelwerte des Rauigkeitsparameters z_0 bei aktueller Erdoberflächenbedeckung und ihre Änderungen, hervorgerufen durch die Simulationen "Wälder zu Grasland" (gepunktet) und "Wüsten zu Grasland" (gestrichelt)

der die Abszisse nach der relativen Flächengröße der Zonalzonen, bezogen auf die Zone zwischen 2.5°N und 2.5°S , eingeteilt ist, erkennt man im Gegensatz zur Abb. 4 - äquidistant eingeteilte Abszisse - die Bedeutung der tropischen Regenwaldzone. Aufgrund ihrer im Vergleich zur Zonalzone zwischen 57.5°N und 62.5°N größeren Fläche bewirken dort Vegetationsänderungen stärkere Beeinträchtigungen der aktuellen Verhältnisse.

3.3 Simulation "Wüsten zu Grasland oder Getreideflächen"

Da a für Wüste ($30\% \leq a \leq 40\%$) größer als a für Grasland oder Getreideflächen, die Gesamtfläche der Wüstengebiete jedoch kleiner als die Gesamtfläche der Wälder ist, erhält man bei dieser Simulation für den globalen Jahresmittelwert von a (16.3 %; Tabel-

le 1) eine mit - 0.4 % geringere Änderung als bei "Wälder zu Grasland". Bei Berücksichtigung nur der Landflächen (Abb. 4) treten jedoch in manchen Zonalzonen - z. B. im Saharagebiet - größere Änderungen auf, weil a für Wüste über a für Wälder liegt. Werden alle Wüstengebiete bewässert und anschließend in Grasland umgewandelt, so erhöht sich der globale Jahresmittelwert von $z_0 = 14.9$ cm auf $z_0 = 15.1$ cm und bei der Bepflanzung mit Getreide auf $z_0 = 15.6$ cm, weil z_0 für Wüste unter z_0 für Grasland bzw. Getreide liegt (Tabelle 1). Die Zunahmen der Zonalmittelwerte von z_0 sind bei "Wüsten zu Grasland" (Abb. 5) bzw. "Wüsten zu Getreideflächen" kleiner als die Abnahmen bei "Wälder zu Grasland", weil die z_0 - Unterschiede zwischen Wald und Grasland bzw. Wald und Getreide wesentlich größer als die zwischen Wüste und Grasland bzw. Wüste und Getreide sind.

4 SCHLUSSFOLGERUNG

Zusammen mit den aus der Literatur stammenden Angaben über den Energie- und Wasserhaushalt, den Ergebnissen dieser Untersuchung und ähnlichen Überlegungen für die den Austausch an der Grenze Erdoberfläche/Atmosphäre kennzeichnenden Parameter können Folgen der hier aufgezeigten Erdoberflächenveränderungen diskutiert werden, so wie es z. B. Kirchner (1977) angedeutet hat. Man muß jedoch von Schlußfolgerungen Abstand nehmen, die im Rahmen der Spekulation liegen. Erst die Verwendung zufriedenstellender Klimamodelle, die die wichtigsten physikalischen Gesetze in der Atmosphäre, die bedeutenden Kopplungsprozesse und insbesondere die atmosphärische Grenzschicht berücksichtigen, kann hier wesentliche Abhilfe schaffen.

LITERATUR

- Baumgartner, A.; Mayer, H.; Metz, W.: Globale Verteilung der "Oberflächenalbedo". Meteorol. Rdsch. 29 (1976), S. 38-43.
- Baumgartner, A.; Mayer, H.; Metz, W.: Weltweite Verteilung des Rauigkeitsparameters z_0 mit Anwendung auf die Energiedissipation an der Erdoberfläche. Meteorol. Rdsch. 30 (1977), im Druck.
- Flohn, H.: Natürliche und anthropogene Klimamodifikationen. Ann. Meteorol. 6 (1971), S. 59-66.
- Kirchner, M.: Anthropogene Einflüsse auf die Oberflächenalbedo und die Parameter des Austausches an der Grenze Erdoberfläche/Atmosphäre. Diplomarbeit für Meteorologie, München 1977.

ZUR PARAMETERDARSTELLUNG DER STRAHLUNGSEIGENSCHAFTEN VON BEWÖLKUNG

H.-J. Jung, M. Kerschgens, U. Pilz, E. Raschke, J. Schmetz

Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln

ZUSAMMENFASSUNG

Zur quantitativen Erfassung der Bewölkung müssen Kriterien gefunden werden, mittels derer aus unterschiedlichem Beobachtungsmaterial (z.B. Satelliten-Daten) die Strahlungseigenschaften beobachteter Wolkenfelder berechnet werden können. Solche Kriterien müssen voraussichtlich Angaben über den Phasenzustand, die Geometrie, Höhenlagen, Flüssigwassergehalt und auch Tropfengrößenspektrum enthalten.

Einige Möglichkeiten werden anhand detaillierter Berechnungen des Strahlungstransportes in den Spektralbereichen solarer und terrestrischer Strahlung besprochen. Es werden dazu auch Messungen herangezogen, die im Frühjahr 1976 während des Fladengrundexperimentes (FLEX) vom F.S. "Meteor" aus gewonnen worden sind.

1 EINLEITUNG, PROBLEMSTELLUNG

Die Bewölkung in der Atmosphäre beeinflusst bekanntlich dominierend den Strahlungshaushalt infolge ihrer absorbierenden, reflektierenden und emittierenden Eigenschaften, wodurch Zirkulationsprozesse unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Skalenwerte beeinflusst werden. Sie ist ferner an thermodynamischen Prozessen beteiligt und ein wichtiges Bindeglied im hydrologischen Zyklus. Daher wird schon seit langer Zeit eine quantitative Erfassung der Bewölkungsfelder angestrebt.

Alle älteren klimatologischen Untersuchungen, die vor dem Start der ersten Erdsatelliten erfolgten, konnten sich im wesentlichen nur auf Bodenbeobachtungen stützen, in denen meist nur Angaben über den Bedeckungsgrad in drei Höhenstufen und gegebenenfalls auch über die Wolkenart erfolgten. Die Fehleranfälligkeit solcher Beobachtungen ist hinreichend bekannt und auch ausführlich diskutiert worden (z.B. LONDON, 1956).

Eine wesentlich verbesserte Datenquelle bilden die Satellitenmessungen, da sie im Prinzip statistisch gesicherte zeitliche und räumliche Datenprobenentnahmen ermöglichen. Die derzeit benutzten und geplanten Abbildungssysteme ermöglichen Bildpunktauflösungen von besser als 1 km, wobei oft gleichzeitige Messungen im sichtbaren Teil des Spektrums und auch im Infrarot bei 10 μm stattfinden. Letztere erlauben nicht nur Abschätzungen der Höhe der Wolkenoberkante, sondern

auch Beobachtungen auf der Nachtseite der Erde. Es sind bereits auch Messungen im solaren Spektrum unter Ausnutzung des Mondlichtes erfolgt.

Satellitendaten und die weiterhin durchgeführten Bodenbeobachtungen werden auch weiterhin Datenquellen für künftige klimatologische Untersuchungen sein. Es gilt, aus ihnen die Strahlungseigenschaften beschreibende Parameter abzuleiten. Dabei müssen andererseits auch Kriterien gefunden werden, die diese Parameter in Einklang mit wolkenphysikalischen Kenngrößen bringen, die nicht nur Auskunft über thermodynamische Eigenschaften liefern sondern auch unter Umständen in Klima- und Zirkulationsmodellen berechnet werden können. Es muß ferner die Bewölkungsstatistik mit Messungen der Strahlungsbilanzkomponenten an der Oberkante der Atmosphäre in Übereinklang gebracht werden können (s. dazu WMO-ICSU 1976).

2 BEWÖLKUNGSEIGENSCHAFTEN, EXPERIMENTE

Es müssen die Strahlungseigenschaften von Bewölkung, genau genommen in engen Spektralbereichen, definiert werden. Für Strahlungshaushaltsberechnungen sollten aber dann Mittelwerte für die Bereiche des solaren (0.3-3.5 μm) und infraroten (3.5-50 μm) Bereichs des Spektrums genügen. Diese Eigenschaften sind für solare die Strahlung das Reflexions-, Absorptions- und Transmissionsvermögen. Für die terrestrische (infrarote) Wärmestrahlung interessiert darüberhinaus das Emissionsver-

mögen.

Diesen Strahlungseigenschaften stehen als wolkenphysikalische Eigenschaften gegenüber der Flüssigwassergehalt, der Phasenzustand, die Tropfen- und Eisteilchengrößenspektren sowie als phänomenologische Eigenschaften die Höhe und Gestalt von Wolken und der Bedeckungsgrad. Es müssen Modellvorstellungen entwickelt werden, die diese Eigenschaften untereinander verknüpfen, wobei gegebenenfalls die thermodynamische Schichtung der Atmosphäre und die Beschaffenheit des Untergrundes (Albedo, Temperatur) berücksichtigt werden.

Mittel zur Ableitung solcher Untersuchungen und umfangreiche Meßserien in geeignet angelegten Experimenten. Da die wolkenphysikalischen Eigenschaften nur vom Flugzeug aus gemessen werden können, und weiterhin eine Reihe anderer atmosphärischer Zustandsparameter benötigt werden, ergibt sich hier der Zwang zu eingehender nationaler und internationaler Koordination. Beispiele für solche Experimente bieten die Arbeiten zu GATE, AMTEX und CAENEX (WMO-ICSU, 1973) wie auch zu JASIN (ROYAL SOCIETY, 1975) und kleinere nationale Experimente (z.B. WAKEFIELD und SCHUBERT, 1976).

Arbeiten an ausgedehnter stratiformer Bewölkung, die sowohl in den tropischen und subtropischen Ozeanen als auch über der Arktis anzutreffen ist, werden dabei im Vordergrund stehen.

3 EINIGE RECHNUNGEN

Simulationen des Strahlungstransportes können mit realistisch gering gehaltenen Zeitaufwand nur mit Atmosphärenmodellen durchgeführt werden, in denen nur entlang der Vertikalkoordinate Inhomogenitäten erlaubt sind. "Korrekturen" bezüglich horizontaler Inhomogenitäten mögen über geeignet angelegte Monte Carlo-Verfahren angebracht werden können.

Diese Einschränkung, wie auch die erforderliche Meßtechnik und Datenverarbeitung, erzwingt die Reduktion aller Untersuchungen für Zwecke einer globalen Klimatologie auf die Darstellung von Parametern, die für jeweils größere Gitterfelder gelten. Deren Größe kann durch die Bedingungen von Zirkulationsmodellen vorgegeben werden. Das bedeutet, es wird die in einem Gitterfeld von vermutlich 300 x 300 km Größe tatsächlich vorhandene Bewölkung auf eine stratiforme Decke reduziert.

Einige theoretische Untersuchungen sollen hier vorgestellt werden. Ihr Ziel ist im wesentlichen die Erfassung der Strahlungseigenschaften von Bewölkung in Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt (LWC) und vom Tropfengrößenspektrum. Die spektrale Variation

des komplexen Brechungsindex des Wassers ist detailliert berücksichtigt worden.

Es wurde je ein Wolkenmodell mit kleinen und großen Tropfen betrachtet (Abb. 1). Bei gleichem Flüssigwassergehalt von 0.4 g m^{-3} ergibt die exakt ausgeführte Streutheorie nach MIE (QUENZEL, priv. Mittl. 1976) für den sichtbaren ($0.55 \mu\text{m}$) und infraroten ($11.2 \mu\text{m}$) Teil des Spektrums recht unterschiedliche Extinktionskoeffizienten und Absorptionskennzahlen für diese Wasser-Wolke. Mischt man in der Rechnung diese Eigenschaften mit denen von der Luft (Aerosole und Gase, s. dazu KERSCHGENS et al., 1976), dann erhöht sich bei $0.55 \mu\text{m}$ die Absorptionzahl für Wolkenluft beträchtlich.

Zur Berechnung des Strahlungstransportes im solaren Spektrum ($0.2 - 3.58 \mu\text{m}$) wurde ein approximatives Zweistromverfahren verwendet, dessen Resultate innerhalb weniger Prozent mit denen eines detaillierten Vielfachstreuverfahrens (KERSCHGENS et al.) übereinstimmen. In der Abb. 2 sind mehrere berechnete Vertikalprofile der Erwärmungsrate in einem für mittlere Breiten im Sommer repräsentativen Atmosphärenmodell miteinander verglichen. Bei diesen und den weiteren Rechnungen werden alle atmosphärischen Absorber berücksichtigt; den Untergrund bildet eine raue Meeresoberfläche.

Eine Vorstellung über die Abhängigkeit der planetaren und Wolken-Albedo wie der Absorption in der gesamten Atmosphäre von den Wolkeneigenschaften vermitteln die in der Tabelle 1 zusammengestellten Werte. Die Albedowerte steigen mit dem Flüssigwassergehalt und damit der optischen Dicke der Wolken und sind beim feintropfigen Stratus etwas höher als beim großtropfigen. Die Absorption in der gesamten Luftsäule ist etwa gleich in beiden Modellen. Beschränkt man die Rechnungen nur auf den Spektralbereich bis $2.2 \mu\text{m}$, dann fallen die Albedowerte höher und die Gesamtabsorption niedriger aus als für den Gesamtbereich. Die Höhenabhängigkeit der Albedo und Absorption ist das Resultat der Absorption und Streuung in der Atmosphäre ober- und unterhalb der Wolke. In der Abb. 3 ist die spektrale Albedo für beide Wolkenmodelle bei gleichem Flüssigwassergehalt von 0.4 g m^{-3} wiedergegeben.

Der Einfluß des Bedeckungsgrades (Abb. 4) auf die Höhe der Globalstrahlung (reduziert auf normale Sonneneinstrahlung im Weltraum und mittlere Extinktion in der wolkenfreien Atmosphäre nach Rechnungen von KERSCHGENS et al.) ist anhand von Messungen (20-min-Mittel) berechnet worden, die von F.S. "Meteor" aus über dem Fladengrundgebiet im Mai 1976 gewonnen worden sind. Die Bedeckungswerte für optisch nur sehr dicke Wolken wurden Himmelsphotos entnommen.

Die Beziehung zwischen beiden Größen ist nahezu linear; allerdings ist die hier verfügbare Datenprobe keineswegs umfangreich genug für eine statistisch gesicherte Aussage. Die Bedeckungsgrade der Bodenbeobachtung sind etwa gleich der aus VHRR-Bildern (ca. 1 km Auflösung) des Satelliten NOAA 4 zu entnehmenden Werten.

4 SCHLUSS

Die bereits vorliegenden Ergebnisse von Strahlungstransportrechnungen ermöglichen einen guten Einblick in die Variation der Strahlungseigenschaften von Wolken mit verschiedenen wolkenphysikalischen und geometrischen Eigenschaften. Jedoch werden diese Aussagen durch die bekannten Ungenauigkeiten der möglichen Messungen dieser Größen eingeschränkt. Zudem enthalten Wolken vertikale und horizontale Inhomogenitäten des Flüssigwassergehaltes und Tropfengrößenspektrums. Noch schwieriger wird die Interpretation bei mehrschichtiger bis chaotischer Bewölkungsstruktur.

Bei der Beurteilung solcher Arbeiten darf auch nicht übersehen werden, daß die Genauigkeit von Strahlungsflußdichtemessungen mit am Flugzeug befestigten Geräten ebenfalls nur etwa 10% beträgt.

5 LITERATUR

- (1) KERSCHGENS, M.; RASCHKE, E.; REUTER, U.: The absorption of solar radiation in model atmospheres. Beitr. Phys. Atm. 49 (1976), 81-98.
- (2) LONDON, J.: A study of the atmospheric heat balance Report, New York University (1956)
- (3) ROYAL SOCIETY : Air-sea interaction, London (1975)
- (4) WAKEFIELD, J.S.; SCHUBERT, W.H.: Design and execution of the marine stratocumulus experiment, Dept. Atm. Science, Fort Collins, Atm. Sci. Paper 256 (1976)
- (5) WMO-ICSU: The radiation sub-programme for the GATE, GATE Report N^o 4
The complete atmospheric energetics experiment, GPS N^o 12
The air mass transformation experiment, GPS N^o 13, Genf (1973)
- (6) WMO-ICSU: Report on the 12. session of JOC in Nairobi, Genf 1976

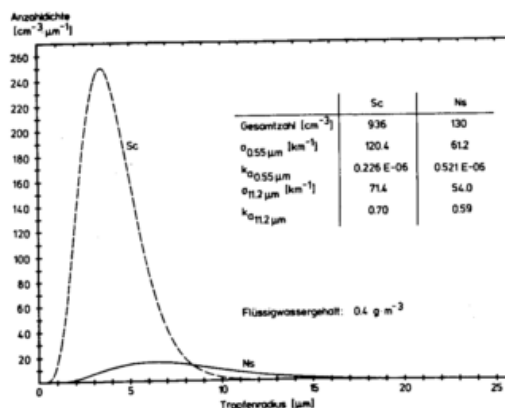


Abb. 1: Tropfengrößenspektrum der verwendeten Wolkenmodelle

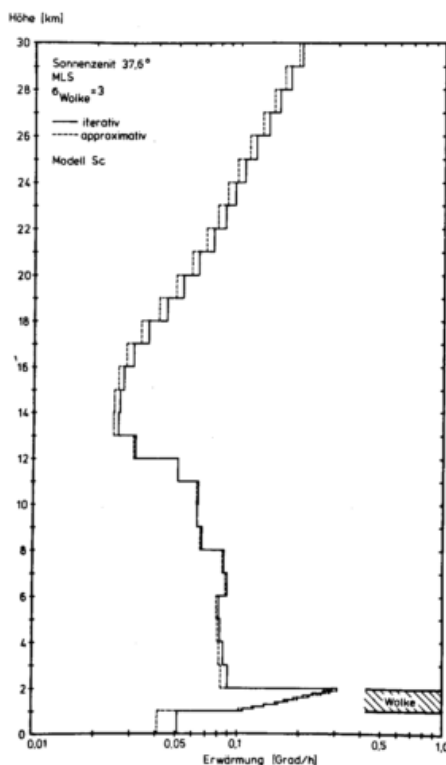


Abb. 2: Vergleich von Erwärmungsraten in der bewölkten Atmosphäre, berechnet mit einem detaillierten iterativen Verfahren (-) und einem approximierten Verfahren

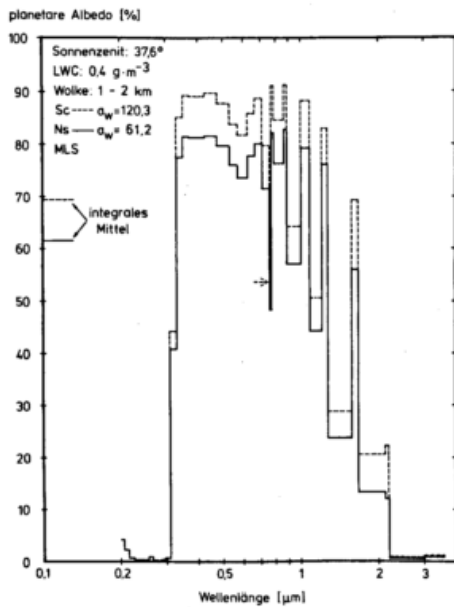


Abb. 3: Spektrale Albedo beider Wolkenmodelle bei gleichem Flüssigwassergehalt

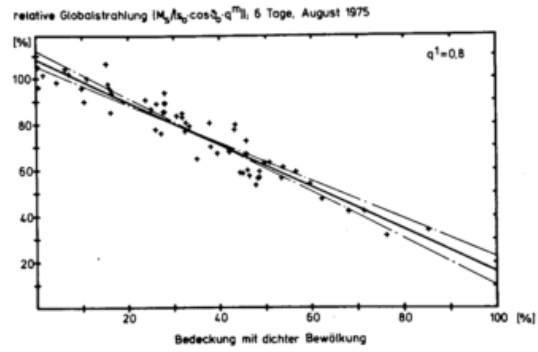


Abb. 4: Der Einfluß des Bedeckungsgrades mit dichten Wolken auf die Globalstrahlung (reduziert auf vertikale Einstrahlung im Welt-raum und um eine mittlere Extinktion in der wolkenfreien Atmosphäre)

		1-2 km Wolkenhöhe			7-8 km		
		Spektralbereich 0.2-3.58 µm					
Modell	τ_w	A_p	A_w	α	A_p	A_w	α
SC	0	10.2	(7.7)	19.7	10.2	(9.8)	19.7
	3	23.0	24.8	22.5	25.7	27.0	19.3
	12	42.5	50.4	23.4	47.7	51.4	17.7
	30	56.6	68.5	23.9	63.3	68.5	16.8
	120.4	69.4	84.9	24.9	-	-	-
NS	3	21.2	22.4	22.8	23.5	24.6	20.0
	12	39.4	46.4	24.2	43.9	47.2	19.2
	30	53.6	64.7	25.4	59.5	64.3	19.0
	61.2	62.0	80.4	26.1	-	-	-
		Spektralbereich 0.2-2.2 µm					
SC	0	10.6	(7.8)	18.9	10.6	(10)	16.9
	3	24.0	25.3	19.7	26.7	27.8	16.1
	12	44.3	51.8	20.5	49.7	52.0	14.5
	30	58.9	70.0	21.1	65.9	70.6	13.7
	120.4	72.3	86.7	21.8	-	-	-

Sonnenzenit $\theta = 37.6^\circ$, $\phi = 50^\circ N$, Dekl. = $+23^\circ$

Tabelle 1: Planetare Albedo (a_p), Wolkenalbedo (A_w) und Absorption (α) in einer Modellatmosphäre mit einer Wolken- decke unterschiedlicher optischer Dicke (τ bei $0.55 \mu m$) und Höhe (in Prozent der Einstrahlung)

DER TATSÄCHLICHE TROPOSPHÄRISCHE TEMPERATURTREND AUF DER NORDHALBKUGEL 1950-1976

von Manfred Geb

(Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin)

1 ABSTRACT

The real tropospheric temperature trend for the Northern Hemisphere is computed by comparing the 1000/300 mb thickness of the „clino“-period 1951-60 with the actual 4 year mean thickness 1973-76. For this purpose we use a special procedure: reducing all available 300 mb-radiosonde records considering the US radiosonde as a reference sonde for temperature and geopotential height.

After this, we compute a real temperature trend of -0.25 K for polar and middle latitudes and about zero for the tropical zone, in good agreement with computed surface temperature trends. On the other hand we compute a trend due to the change or improvement of radiosonde equipment of -0.50 and -0.34 K resp., for the tropospheric layer.

2 PROBLEMSTELLUNG

Vor fast 4 Jahren veröffentlichte DRONIA (4) eine Untersuchung über den nordhemisphärischen Temperaturtrend von 1953-1972 auf der Basis von Schnittpunkt-werten der Schichtdicke (Relativen Topographie) 500/1000 mb. Für den Ablauf jener 20 Jahre errechnete er dabei eine globale Temperaturabnahme von -0.8°C – bzw. von -0.5°C vom ersten zum vierten Jahr-fünft. Beide Werte sind signifikant größer als der Wert von -0.1° pro Jahrzehnt, der von MITCHELL (7), DRONIA (3), bzw. PÜTZ (8) jeweils aus Temperatur-messungen an der Erdoberfläche gewonnen wurde. Dieser auffällige und zugleich sehr bedeutsame Unterschied ist von DRONIA (4) auch diskutiert worden; er kam zu dem Ergebnis, die Bodenwerte seien weniger vertrauenswürdig als die Messungen aus der freien Atmosphäre; also würden die letzteren dem wahren Trend auf der Nord-halbkugel am nächsten kommen.

Inzwischen mußte ich mich selber direkt mit diesem Problem befassen: Einmal legte Herr DRONIA eine Ver-öffentlichung der gleichen Art vor, wobei wiederum die Größenordnung des zu vermutenden „instrumen-tellen Trends“ nicht abgeschätzt war. Zum anderen er-forderte die notwendig gewordene Revision unserer nord-hemisphärischen Mittelkarten eine gezielte Arbeit in der gleichen Richtung.

Hier werden nun die ersten abgeschlossenen Ergebnisse zum „instrumentellen Trend“ und zum wahren tropo-sphärischen Temperaturtrend präsentiert.

3 METHODE UND ERGEBNISSE

3.1 Ausgangsmaterial. Zugrunde lagen die Clino-Temps und die entsprechenden Mittelkarten der Nordhemisphäre für 1951-60 (mit ergänzenden Messungen aus anschließenden Perioden); außerdem die zugehörigen aktuellen Monats- und Jahreskarten ab 1971.

Schon seit den 60er Jahren hatten sich die Diskrepanzen

beim Vergleich der hemisphärischen Strukturen der Bodentemperaturanomalien mit denen der Schichtdicken-anomalien zunehmend vergrößert; bei diesen traten z.B. westlich von Nordafrika und in Asien quasistationäre Abkühlungsgebiete hervor, die am Boden keine Ent-sprechung fanden. Es waren vielmehr Gebieteinstrumen-teller Umrüstungen.

3.2 Arbeits-hypothesen. In Payerne (1) war 1956 die US-Sonde AN/AMT 4 als Referenzsonde bestimmt worden. Da es keine mir zugänglichen direkten Ver-gleiche zwischen Radiosondentypen der 50er und 70er Jahre gab, mußte ich nacheinander folgendes postulieren:

3.21 Die US-Radiosonden zeigen seit den 50er Jahren einen so kleinen instrumentellen Trend, daß er bis heute in der Troposphäre im Mittel dem Betrage nach kleiner ist als 0.1°C .

3.22 Die Ergebnisse der Vergleichsaufstiege von Payerne können nicht strikt auf die troposphärischen Mittelkarten 1951-60 angewendet werden (vergl. Tabelle 1). Die Gründe hierfür liegen u.a. in unterschiedlichen Eich- und Korrekturverfahren bei der täglichen Praxis.

3.23 Unter Benutzung a) der weltweit verstreuten Stationen mit US- und britischen Radiosonden als Eich-punkte und b) des mittleren Höhenwindvektors als Näherungswert für die Tangentialrichtung der Isohypsen der mittleren Standard-Druckflächen können etwaige systematische Abweichungen des Geopotentials anderer Radiosondenstationen nach einer Methode der ab-wechselnd grafischen und numerischen Approximation bestimmt werden. (vergleiche hierzu die regionale Verifikation in Abb. 1).

3.3 Anwendung der Methode: Ergebnisse. Die Anwendung der skizzierten Arbeitshypothesen auf die hemisphärischen Daten und Karten der „Clino“-Periode 1951-60 führte nach mehrmaligem Durchlauf schließlich zu dem in Abb. 2 dargestellten Ergebnis. Man erkennt darauf deutlich die geographischen Schwerpunkte der

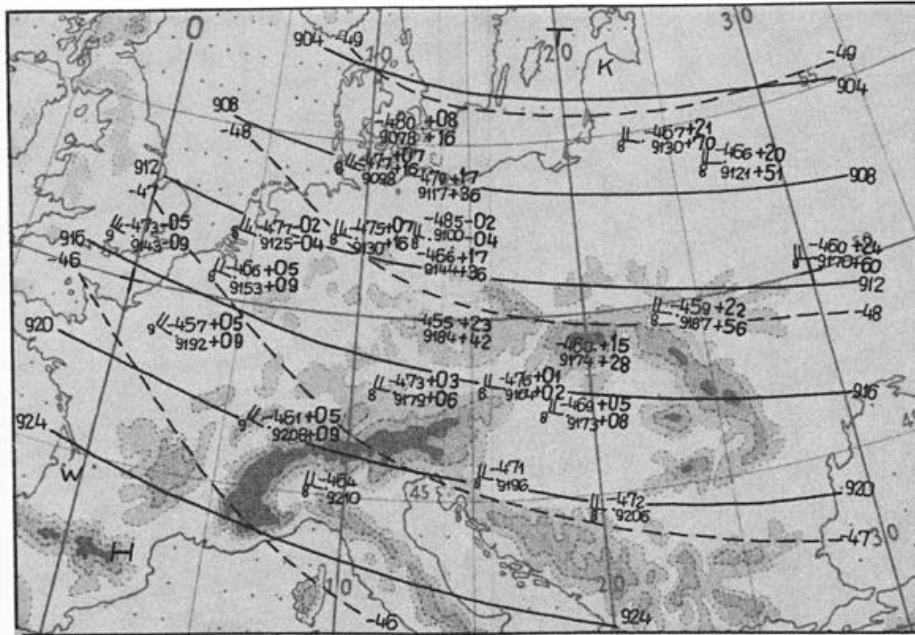


Abb. 1: Mittlere 300-mb-Karte Zentraleuropa 1951-60 und Abweichung der Temperatur (r. oben) bzw. des Geopotentials (r. unten) von den mittleren Isolinien

Tab. 1 Abweichungen des 300-mb-Geopotentials in gpm von dem der US-Radiosonde; Mittel Tag/Nacht

	BRD	DDR	Finnl.	Frank.	Jap.	Brit.	USSR
nach BEELITZ (1)	+ 5	+16	+29	+48	+43	-09	+42
nach Abb. 1	+16*	+36	+16	+09	-	-06	+56**
	* ohne 10 866		**ohne 26 629				

zwischenzeitlichen Verbesserung der Radiosondenausrüstungen: Osteuropa, Asien und den nordwestafrikanischen Inselbereich. Durch flächenmäßige Verteilung des instrumentellen Fehlers aller beteiligten Stationen und nachträgliches Abgreifen auf geographischen Schnittpunkten erhalten wir dann sofort die Spalte IT in Tabelle 2.

In gleicher Weise haben wir auch die Radiosondenstationen der 70er Jahre bearbeitet und danach die Schichtdickenabweichung 300/1000 mb der Jahre 1973-76 bezogen auf die korrigierte Schichtdicke der

Tab. 2: Breitenkreismittel des hemisphärischen Temperaturtrends zwischen 1951 und 1976 in °C

°N	IT	300/1000 mb (1973/76)-(1951/60) mit IT		Boden (1971/76) (1954/60)
		ohne IT	ohne IT	
85	-0.50	-1.42	-0.92	-0.38
75	-0.56	-1.09	-0.53	-0.17
65	-0.72	-0.89	-0.17	-0.18
55	-0.67	-0.91	-0.24	-0.15
45	-0.43	-0.63	-0.20	-0.18
35	-0.32	-0.48	-0.16	-0.11
25	-0.52	-0.58	-0.06	-0.09
15	-0.35	-0.31	0.04	-0.05
5	-0.16	-0.09	0.07	0.00
90-30	-0.50	-0.75	-0.25	-0.16
30- 0	-0.34	-0.32	+0.02	-0.05
NHK	-0.42	-0.53	-0.115	-0.102

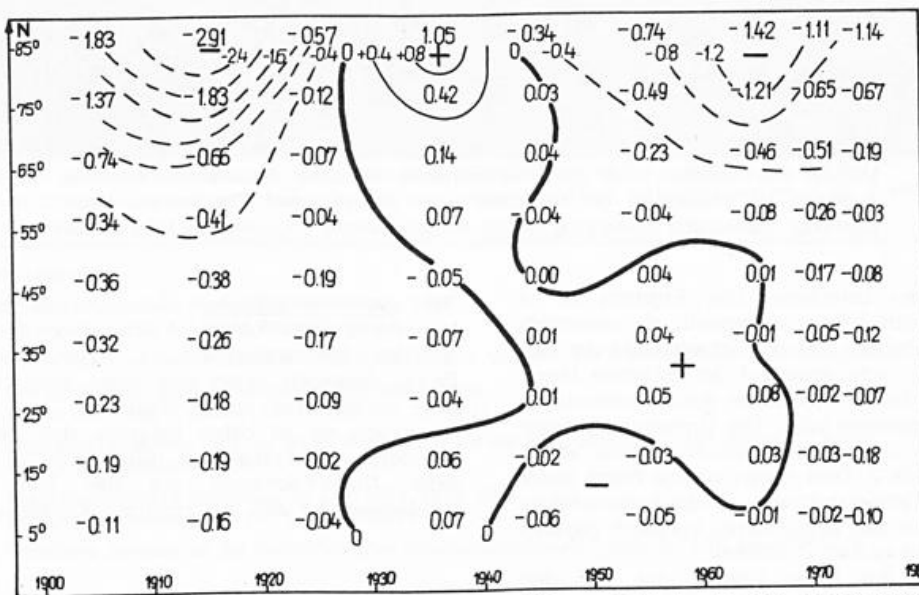


Abb. 3: Breitenkreismittel des Temperaturtrends (°C) am Erdboden, bezogen auf die Climo-Periode 1931-60. Die letzten beiden Spalten betreffen die Jahre 1971-74 bzw. 1975/76. Nach BÖTTGER (2) und GEB (5).

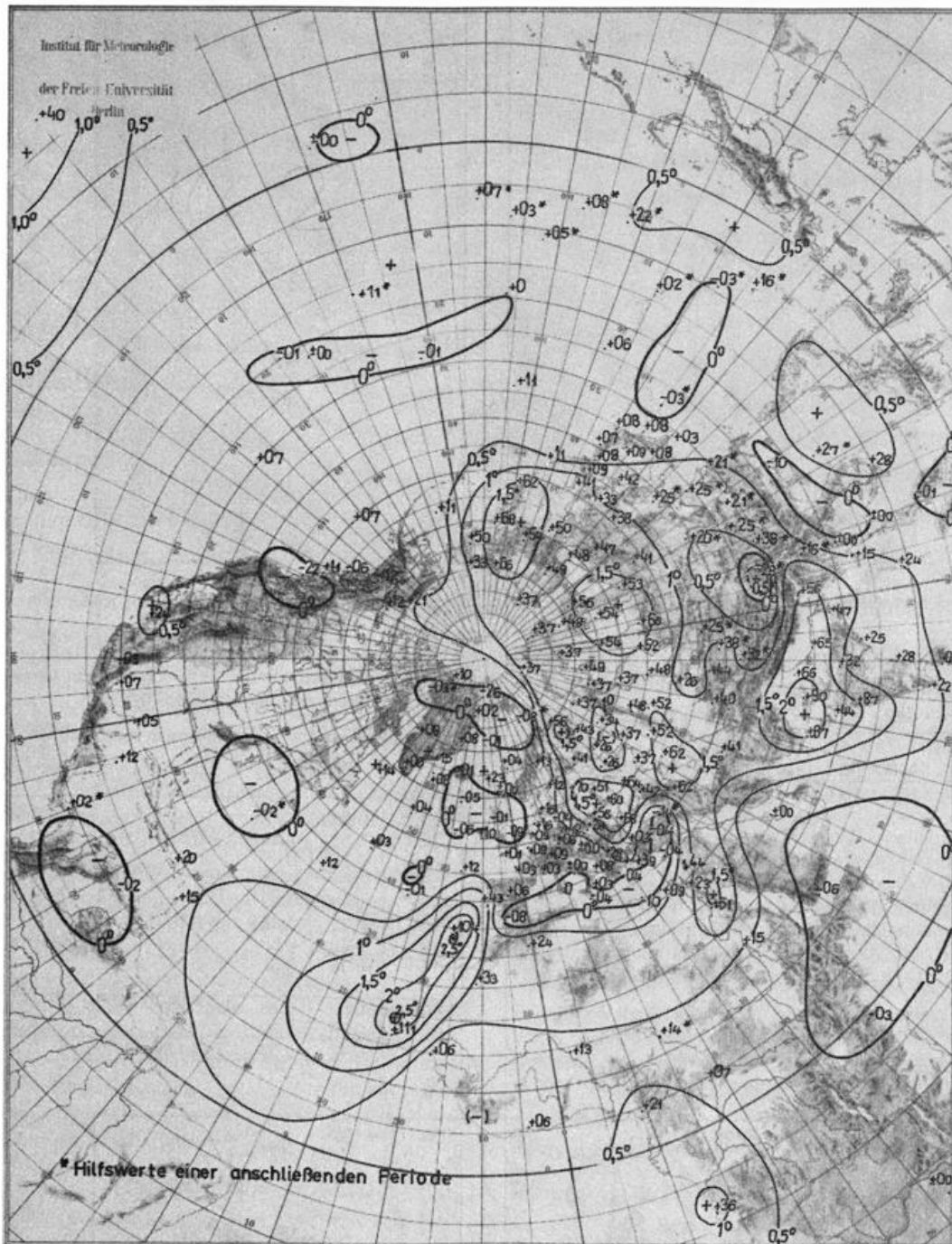


Abb. 2: Mittlerer instrumenteller Fehler aller außeramerikanischer „Clino“-Radiosondenstationen in 1951-60, dargestellt als Abweichung des Geopotentials in 300 mb (gpm). Die Isolinien bezeichnen die zugehörige flächenhafte Auswirkung für die Mitteltemperatur ($^{\circ}\text{C}$) zwischen 1000 und 300 mb.

„Clino“-Periode neu berechnet. Das Ergebnis ist in Abb.4 für die Nordhalbkugel dargestellt; als wesentlich bleibt dabei festzuhalten, daß der Schwerpunkt der derzeitigen Abkühlung nicht etwa auf der östlichen Hemisphäre liegt, wo er bei Nichtbeachten der instrumentellen Fehler zu finden gewesen wäre. Die Umrechnung dieser globalen Übersicht in Breitenkreismittel gibt die Spalte „ohne IT“ in Tabelle 2. Dort haben wir die Werte dieser Spalte denen des Temperaturtrends für die Erdoberfläche gegenübergestellt, so daß ein direkter Vergleich gegeben ist (s. Abb.3 als Basis zu Tab. 2, Boden).

Andererseits zeigt die linke Spalte „mit IT“ den fehlerhaft berechneten Temperaturtrend der freien Troposphäre. Er würde mit global -0.53°C den gleichen Betrag erreichen, den DRONIA (4) für seine vergleichbaren Perioden erhalten hatte.

3.4 Schlußbetrachtung. Das Ziel dieser Arbeit ist keinesfalls, signifikante Ursachen für den derzeitigen globalen Temperaturtrend zu finden. Anordnung und Betrag desselben lassen einen direkten Schluß auf die möglichen Mechanismen zu. Notwendige Voraussetzung ist dabei lediglich, daß der berechnete Temperaturtrend real und nicht fiktiv ist. Dann kann jeder Klima-Fachmann aus den hier dargestellten Ergebnissen für sich die richtigen Konsequenzen ziehen.

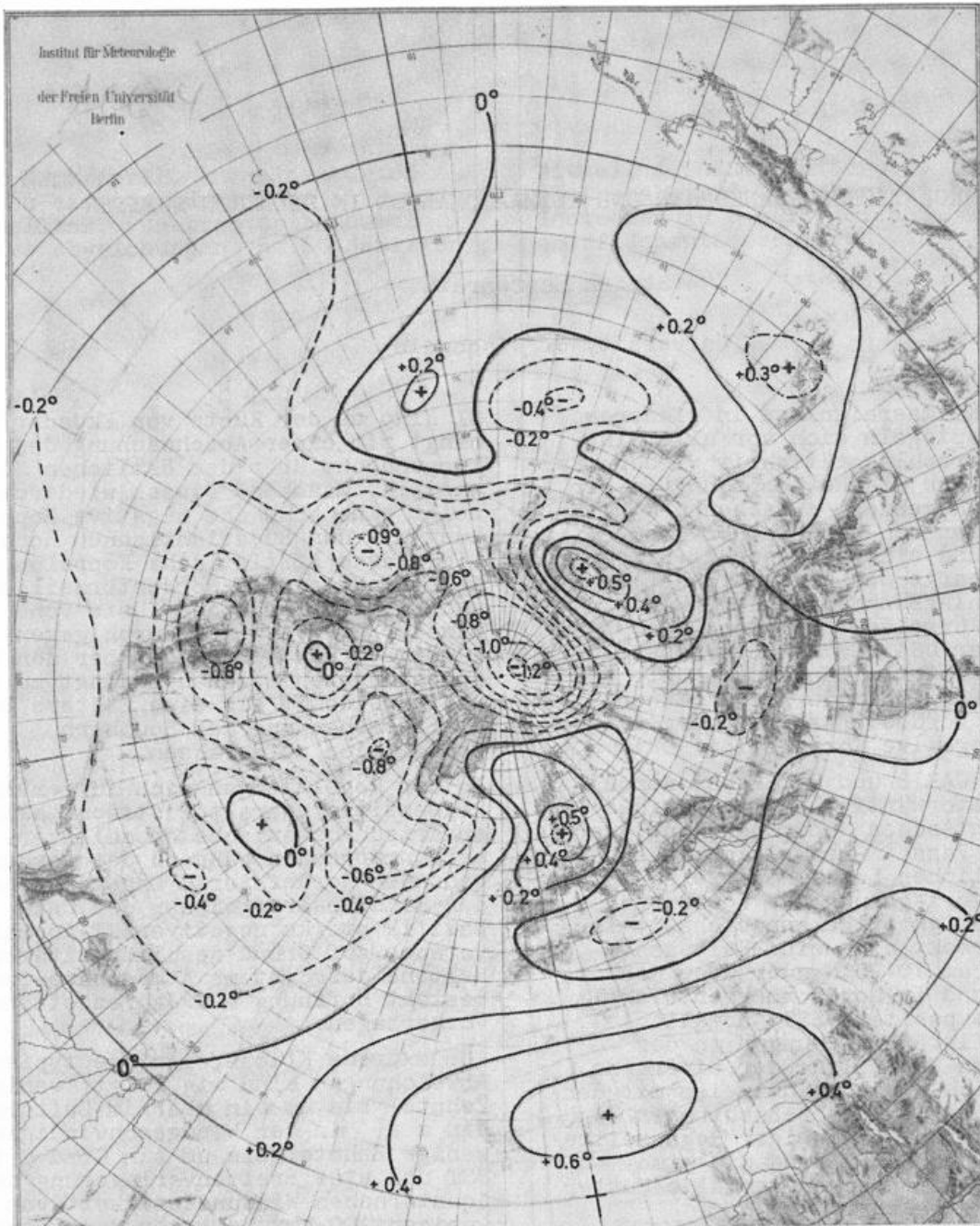


Abb. 4: Abweichung der Mitteltemperatur der Schicht 300/100 mb der Jahre 1973-76 von der der Climo-Periode 1951-60 nach weitestgehender Elimination der zugehörigen systematischen Temperaturmeßfehler; auf Basis der Karten von GEB, SCHERENBERGER (6). Beachte u.a. die Abkühlung der westlichen Hemisphäre und das mit einer Höhenantizyklone verknüpfte Maximum der Erwärmung südlich der Sahara!

4 LITERATURHINWEISE

1. Beelitz, P. 2. Weltvergleich von Radiosonden in Payerne 1956
Meteor. Abh. Inst. f. Meteor. Univ. Berlin 7,4
2. Böttger, H. Der säkulare nordhemisphärische Temperaturtrend im Vergleich zur Normalperiode 1931-60 (unveröff.)
3. Dronia, H. Der Stadteinfluß auf den weltweiten Temperaturtrend
Meteor. Abh. Inst. f. Meteor. Univ. Berlin 74, 4 (1967)
4. Dronia, H. Über den Temperaturtrend der freien Atmosphäre auf der Nordhalbkugel in den letzten 20 Jahren
Beilage Berl. Wetterkarte 90/73 v. 19.7.1973
5. Geb, M. Nordhemisphärische Wetterlage im Jahr 1974, 1975, 1976
Beilagen Berl. Wetterkarte 20/75, 33/76, 23/77
6. Geb, M. Revidierte Jahreskarten der hemisphärischen Schichtdickenabweichungen 1971-76 (unveröff.)
Scherenberger, G.
7. Mitchell, J.M. On the world-wide pattern of secular temperature change
Proc. of the UNESCO/WMO-Symp. on changes of climate Rome 1961, p. 151-181. Paris 1963
8. Pütz, F.R. Klimatologische Mittelkarten der Nordhemisphäre für die Temperatur 1961/70
Beilage Berl. Wetterkarte 106/71, 1971

ZIRKULATIONSSCHWANKUNGEN UND KLIMAAANOMALIEN IN NIEDEREN BREITEN

Stefan Hastenrath

University of Wisconsin

Extreme Klimaereignisse in niederen Breiten spiegeln sich vor allem in der Niederschlagstätigkeit wieder. Es besteht eine starke Koppelung in der Güte der Regenzeit zwischen dem Mittelamerikanisch-Karibischen Raum (CARIB) und einer ausgedehnten Zone im Subsaharischen Afrika (SAHEL); Niederschlagsanomalien in CARIB sind negativ korreliert mit den Great Plains der USA und mit Ozeanoberflächentemperaturen längs der Küste von Ekuador/Peru: Ekuador/Peru SST und Regen in Nordostbrasilien zeigen eine starke negative Korrelation.

Dürre in CARIB und SAHEL ist durch eine äquatorwärtige Ausdehnung des Nordatlantischen Subtropenhochs, verstärkten Passat -wenngleich in einer mehr südlichen Lage- sowie eine süd-wärtige Verlagerung der äquatornahen Windunstätigkeit gekennzeichnet; ferner erstreckt sich eine Kaltwasser-anomalie um 10-20 N quer über den Atlantik, und im Nordsommer entwickelt sich eine positive SST-Anomalie im Nordpazifik. Abweichungen in der räumlichen Verteilung der Divergenz lassen sich nur ausnahmsweise mit den vorhandenen Schiffsbeobachtungen belegen. Während ergiebiger Regenzeiten in CARIB und SAHEL sind die atmosphärisch-ozeanischen Anomalie-Muster ungefähr umgekehrt.

Regen in Nordostbrasilien hängt mit der südwestlichsten jahreszeitlichen Verlagerung der äquatornahen Konfluenzachse und Konvergenzzone über dem Westatlantik zusammen. In Trocken-jahren bleiben diese quasi-permanenten Zirkulationseigenheiten vergleichsweise weit nordwärts, zusammen mit einer äquatorwärtigen Ausdehnung des Südatlantischen sowie eines Schrump-fens der äquatorwärtigen Flanke des Nordatlantischen Subtropenhochs. Dies ist ferner begleitet von positiven SST-Abweichungen über weiten Teilen des tropischen Nordatlantik, sowie negativen SST-Anomalien im Südatlantik in den benachbarten äquatorialen Gewässern. Ergiebige Regenzeiten in Nordostbrasilien sind wiederum durch ungefähr umgekehrte atmosphärisch-ozeanische Anomalieverteilungen gekennzeichnet.

El Nino an der Küste von Ekuador/Peru hängt mit einer Abschwächung des Subtropenhochs über dem östlichen Südpazifik zusammen. Dieses wiederum zeigt eine schwache negative Koppelung mit dem Südatlantischen Hoch. Die starke statistische Koppelung zwischen Secas in Nordostbrasilien und El Nino längs der Küste von Ekuador/Peru scheint durch gegenläufige Druckänderungen über den beiden südlichen Ozeanen bedingt zu sein, und wäre somit als eine weitere Begleiterscheinung der Southern Oscillation aufzufassen.

In der Regel zeigen sich für extreme Regenzeiten charakteristische atmosphärisch-ozeanische Anomalieverteilungen schon während des vorhergehenden Nordwinters. Dagegen gehen den El Nino-Ereignissen des Ostpazifik starke negative SST-Anomalien voraus. Auf Grund des Trägheitsverhaltens des Systems Atmosphäre-Ozean besteht Hoffnung auf Jahreszeitenvorhersagen.

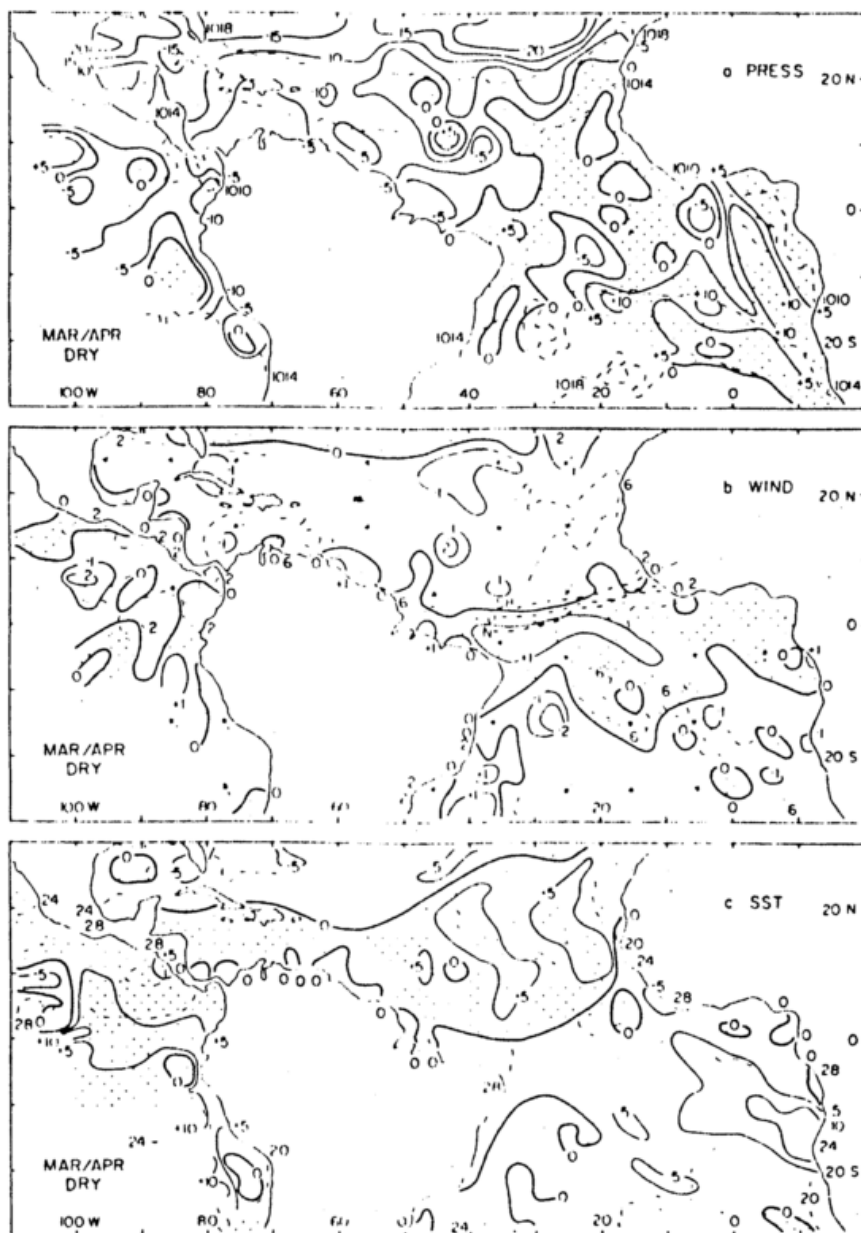
Für extreme Klimaereignisse typische Abweichungen sind wie folgt: wenige Zehntel bis um ein mbar im Luftdruck, ein m s⁻¹ in der Windgeschwindigkeit, wenige Zehntel bis um ein Grad C in SST und eine Breitenverlagerung der äquatornahen Windunstätigkeit von wenigen 100 km. Demgegenüber betragen die Anomalien im Jahresniederschlag mehrere 100 bis um 1000 mm. Mit sehr geringen Schwankungen in der großräumigen atmosphärisch-hydrosphärischen Zirkulation verbundene extreme Auswirkungen auf das Regional-klima sind ein Paradox der Klima-anomalien.

Acknowledgement:

This study was supported by the NSF Climate Dynamics Program.

Abb. 2 März/April, Anomalienkarten für zehn extreme Dürrejahre in Nordostbrasilien. Punktraster bedeutet positive Abweichungen vom 60-jährigen

Mittel. A.PRESS, Luftdruck, Iso-
plethenabstand 0.5 mbar; b: WIND,
Isotachen in $m s^{-1}$; c: SST, Ozean-
oberflächentemperaturen, in $0.1^{\circ}C$.



Hastenrath, S.: Variations in low-latitude circulation and extreme climatic events in the Tropical Americas.
J. Atm. Sci., 33 (1976) 202-215.

Hastenrath, S.: Interhemispheric sea temperature coupling and Ecuador/Peru El Niño.
Rivista Italiana di Geofisica, 3, (1976), 255-256.

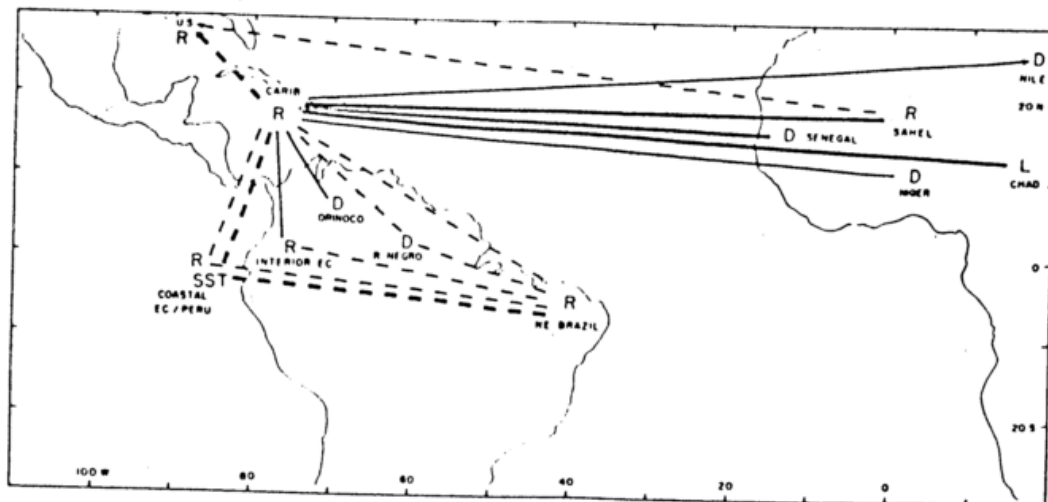
Hastenrath, S.: Variations in the Atlantic-Pacific circulation.
 in: A.B. Pittock et al., eds: climatic change and variability: a Southern perspective.
 Cambridge University Press (1977 f) in print

Hastenrath, S., Heller, L.: Dynamics of climatic hazards in Northeast Brazil.
Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 103 (1977) 75-90

Hastenrath, S., Lamb P.: Climatic atlas of the tropical Atlantic and Eastern Pacific Oceans.
 University of Wisconsin Press. (1977)

Abb.1. Großräumige Koppelungen. Stramme Korrelationen (5 Prozent Niveau) dicke, sonst dünne Linien; positiv

ausgezogen, negativ strichliert. R = Niederschlag, SST = Ozeanoberflächentemperatur, L = Seespiegel, D = Abfluss



EIN SPEKTRALES, EDDY-GETRIEBENES KLIMAMODELL

Michael Hantel

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

ABSTRACT

Durch zeitliche Mittelung der atmosphärischen Erhaltungsgleichungen wird ein Klimamodell entworfen, das außer durch Strahlung und Kondensation auch durch die Eddy-Flüsse angetrieben wird. Die mittleren Felder werden in allen Koordinaten spektral dargestellt. Dem entstehenden algebraischen Gleichungssystem wird eine Ljapunov-Funktion zugeordnet und als Hyperfläche interpretiert. Ihr Nullpunkt kann durch Iterationsstrategien gefunden werden und stellt den Klimapunkt im Phasenraum dar. In der Regel gibt es mehrere Klimapunkte. Ihre physikalische Bedeutung und ihre Empfindlichkeit gegen die Antriebsfunktionen werden anhand eines Einkomponentensystems besprochen.

1 EINLEITUNG

Das Klima ist nicht stationär. Wenn man etwa die Temperatur als Klimaindikator wählt, so zeigt das Varianzspektrum von T Fluktuationen auf allen Zeitskalen von 1 bis 10^5 Jahren; die Skala läßt sich nach beiden Richtungen weiter ausdehnen. Die Varianz ist aber für niederfrequente Klimaschwankungen viel größer ($100 K^2$ für 10^5 a) als für hochfrequente ($<1 K^2$ für >30 a). Man vergleiche Appendix A des Aktionsprogramms "Understanding Climatic Change" des National Research Council der USA (1975).

Diese Beobachtung rechtfertigt stationäre Klimamodelle, die für Zeiten von einigen Jahren bis Jahrzehnten repräsentativ sind. Wir behandeln hier ein solches Modell. Seine Haupteigenschaften sind: (1) Außer den üblichen Antriebsfunktionen (Strahlung, Niederschlag) werden auch alle Korrelationsflüsse (Eddies) von außen vorgegeben. (2) Antriebsfunktionen und Modellvariablen werden zeitlich und räumlich spektral dargestellt.

2 KLASSIFIZIERUNG VON KLIMAMODELLEN

Zur Illustration des hier untersuchten Modells betrachten wir die zonale Impulserhaltungsgleichung (konventionelle Notierung, Barotropie, keine Krümmungsterme, keine Reibung):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} - f\bar{v} + \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

In einem Zirkulationsmodell werden u , v , ϕ als Funktionen von t , x , y angesehen und entweder durch Gitterwerte oder spektral repräsentiert. Gleichung (1) wird zeitschrittweise integriert. Ein solches *deterministisches Modell* schreibt im Idealfall nur die äußeren Antriebsfunktionen vor (z.B. Solarstrahlung, Erdrotationsrate), die keine Wechselwirkung mit dem Klima haben. Alle anderen Parameter sind intern und werden vom Modell selbst berechnet.

In einem *statistischen Modell* wird (1) zeitlich über ein gewisses Intervall gemittelt (z.B. 1 Monat). Die längeren Perioden bleiben

erhalten. Das gibt:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{uu}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{vu}}{\partial y} - f\bar{v} + \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} = -\left(\frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'u'}{\partial y}\right) \quad (2)$$

Die verschiedenen statistischen Modelle unterscheiden sich in der Behandlung der Eddy-Flüsse. Da eine mittlere Zirkulation ohne Beteiligung von Eddies dynamisch instabil ist (z.B. Lorenz, 1967), wird die Beziehung zwischen der mittleren Zirkulation und den Eddies bisweilen als das Kernstück eines Klimamodells schlechthin angesehen (Schneider und Dickinson, 1974).

Seit Defant (1921) wird für diese Beziehung gern die Theorie des Großaustauschs verwendet (z.B. Adem, 1962; Wiin-Nielsen, 1970). In anderen Modellen wird zur Schließung barokline Instabilitätstheorie herangezogen (Green, 1970; Stone, 1974).

Die *statistisch-dynamischen Modelle* verwenden zusätzliche Momentgleichungen zur expliziten Prognose der Eddy-Flüsse (Kurihara, 1970; Egger, 1975). Dies verlagert das Schließungsproblem auf die noch höheren Momente. Eine exakte Schließung ist grundsätzlich nicht möglich (Fortak, 1971).

Die von Hasselmann (1976) neuerdings diskutierten *stochastischen Klimamodelle* unterscheiden zwischen Wetter- und Klimavariablen. Die als stochastisch angenommenen Wettervariablen werden durch ihre statistischen Eigenschaften spezifiziert und treiben die Klimavariablen an.

3 DAS STATIONÄRE, SPEKTRALE MODELL

Die einfachste Möglichkeit in der Behandlung von (2) besteht darin, gar keine Schließungsannahmen zu machen. Wir nehmen hier diesen Standpunkt ein und betrachten ein Bilanzmodell, bei dem die mittleren Felder \bar{u} , \bar{v} , etc. durch die explizite Vorgabe der rechten Seiten von (2) getrieben werden (*flux forcing model*). Die dynamische Kopplung zwischen den mittleren Feldern und den Eddies entfällt. Daher sind auch keine Parametrisierungsannahmen nötig.

Die Antriebsfunktionen und Unbekannten werden zunächst nach der Zeit spektral entwickelt. Darin liegt die einzige wesentliche Annahme: *Dieses Modell setzt voraus, daß die Unbekannten ein zeitlich diskretes Fourier-Spektrum haben.* Das ist auch der Grund, weshalb wir das Modell als stationär bezeichnen. Im Anschluß an die zeitliche Entwicklung werden die Fourier-Koeffizienten räumlich spektral entwickelt. Dadurch entsteht ein rein algebraisches Problem.

Ein solcher Ansatz ist nicht trivial. Wenn wir die zeitlich gemittelten Felder der atmosphärischen Zirkulation als Klimavariablen im Sinne von Hasselmann interpretieren, so handelt es sich hier um das einfachste denkbare stochastische Modell, das für die ersten Momente.

Wegen der Nichtlinearität von (2) sind die Lösungen in komplizierter Weise gekoppelt. Überhaupt Lösungen zu finden, ist eine schwierige mathematische Aufgabe und in voller Allgemeinheit sicher nicht lösbar.

Das Problem läßt sich bei niedriger spektraler Wellenzahl numerisch mit dem Newton-Verfahren lösen (Wergen, 1974). Dieses versagt bei Mitnahme höherer Wellenzahlen (Dedenbach, 1976). Hier bietet sich ein Verfahren an, das bessere Konvergenzeigenschaften als das Newton-Verfahren hat, und darüberhinaus der Lösung des Systems (2) neue Aspekte verleiht (Fletcher und Powell, 1963). Der Grundgedanke besteht darin, das Problem durch eine Ljapunov-Funktion zu beschreiben.

4 MODELL EINES KLIMAMODELLS

Zur Illustration der Probleme, die bei einem Eddy-getriebenen Modell auftreten, und der meteorologischen Aussagen, die damit gewonnen werden können, betrachten wir die Gleichung:

$$x + Ro x^2 = c \quad (3)$$

c repräsentiere eine Amplitude im Spektrum der Antriebsfunktionen von (2), x die gesuchte Amplitude der Lösungsfunktion dieses Einkomponentensystems. Ro sei ein die Nichtlinearität kennzeichnender Parameter mit der Bedeutung einer Rossby-Zahl, in der Regel < 1 . Natürlich läßt sich hier die Lösung sofort hinschreiben:

$$x_0, x_1 = -\frac{1}{2Ro} \{1 \pm (1+4cRo)^{1/2}\} \quad (4)$$

In gekoppelten Systemen ist eine so geschlossene Angabe der Lösung nicht möglich. Dafür wählen wir eine äquivalente Formulierung von (3) mittels einer *Ljapunov-Funktion* L . Diese führt (3) auf das Aufsuchen der Nullstelle von L zurück. Dadurch bekommt das algebraische Problem eine geometrische Interpretation (La Salle und Lefschetz, 1967).

Die Ljapunov-Funktion für (3) lautet:

$$L(x) = (x + Ro x^2 - c)^2 \quad (5)$$

Sie ist positiv definit, ihre Nullstelle heiße *Klimapunkt* P .

Wir betrachten zunächst den einfachsten Spezialfall $Ro=0$ (Bild 1). Hier gibt es nur ei-

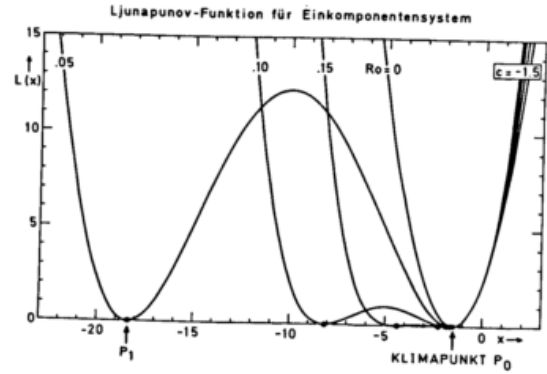


Bild 1 $L(x)$ gem. Gl. (5) für festen Antriebskoeffizienten $c=-1.5$. Kurvenparameter ist Ro .

nen Klimapunkt P_0 bei $x=c$. L entspricht für den Antriebsparameter $c=-1.5$ einer gewöhnlichen quadratischen Parabel.

Für $Ro \neq 0$ wird ein weiterer Klimapunkt P_1 angeregt. Für kleine Ro liegt er weit entfernt vom ersten. In der Umgebung von P_0 sind die Ljapunov-Funktionen fast identisch. In der Umgebung von P_1 dagegen haben sie nichts mehr miteinander zu tun.

Wie reagieren P_0, P_1 auf Variationen der Antriebsfunktion? Dies ist ja unsere eigentliche

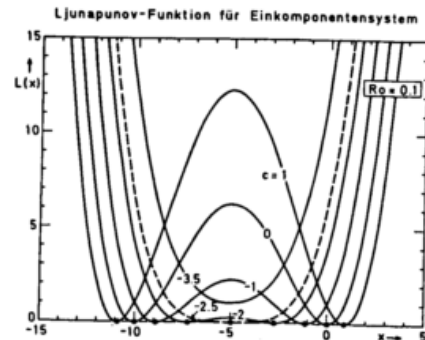


Bild 2 $L(x)$ gem. Gl. (5) für feste Rossby-Zahl $Ro=0.1$. Kurvenparameter ist c . Gestrichelt: Grenzkurve für den Fall $c = -1/4Ro$.

Fragestellung. In Bild 2 sind für schwache Nichtlinearität verschiedene Ljapunov-Funktionen skizziert. In Bild 3 ist die Ableitung der Lage der Klimapunkte nach c gezeichnet; der obere Ast repräsentiert P_0 , der untere P_1 . Für große positive c wird die Variation beliebig klein, d.h. P_0 in Bild 2 ist für $c \geq 5$ unempfindlich gegen Variationen von c und ist dann von P_1 durch ein breites Maximum getrennt.

Bei weiterer Verkleinerung von c steigt die Empfindlichkeit, um für $c \rightarrow -2.5$ gegen unendlich zu gehen. Dies äußert sich durch immer schnelleres Heranrücken von P_0 an P_1 . Für $c=-2.5$ fallen beide Klimapunkte zusammen. $L(x)$ repräsentiert dann eine biquadratische Funktion mit vierfacher Nullstelle (gestrichelte Kurve in Bild 2, Nullstelle bei $x=-5$).

Für $c < -2.5$ hebt der Klimapunkt von der Achse ab und L hat keine Nullstelle mehr (Kurve

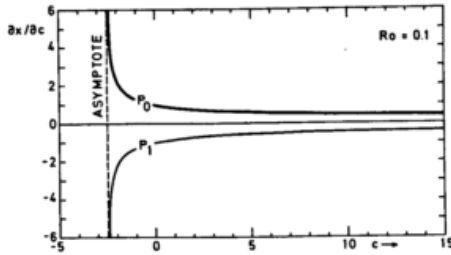


Bild 3 Abhängigkeit der Lage der Klimapunkte vom Antriebskoeffizienten c für feste Rossby-Zahl. Klimapunkte für $c < -2.5$ nicht definiert.

$c = -3.5$ in Bild 2). Dies ist äquivalent mit dem Übergang von (4) ins Komplexe. Natürlich liegt dies an den quadratischen Termen, ohne die ein solcher Fall nicht eintreten kann. Wir kommen auf die Rolle der quadratischen Glieder sogleich zurück. Der Vorteil der Ljapunov-Funktion (5) gegenüber der Gleichung (3) liegt nicht zuletzt darin, daß L keine komplexen Nullstellen hat.

5 ANWENDUNG AUF VOLLSTÄNDIGERE MODELLE

Für das simple Modell (3) ist das Verhalten der Ljapunov-Funktion ganz durchsichtig. Die exakte Position der Klimapunkte ist für alle Parameter bekannt. Für kompliziertere Modelle dagegen stellt das Auffinden von P_0 , P_1 , etc. ein eigenes schwieriges Problem dar.

Wir stellen uns daher auf den Standpunkt, daß wir die Lage von P_0 aus Beobachtungen schon kennen, wenigstens in guter Näherung. In der Praxis ist das der Fall. Wenn dann L in einer Umgebung von P_0 nach oben konkav ist, so gibt es numerische Strategien, welche die Auffindung von P_0 mit beliebiger Genauigkeit gestatten (method of steepest descent, z.B. Fletcher and Powell, 1963).

Interessant ist die Rolle der quadratischen Glieder. Der Zusammenhang zwischen den atmosphärischen Feldern und den Antriebsfunktionen

Tabelle 1 Nullstellen der Ljapunov-Funktion (5) für $c = -1.5$.

Ro	.167	.15	.10	.05	0
$x(P_0)$	-3.000	-2.279	-1.838	-1.633	-1.500
$x(P_1)$	-3.000	-4.387	-8.162	-18.37	$-\infty$

tionen ist in guter Näherung linear. Wir werden also Lösungen in Nähe von P_0 erwarten (Kurve $Ro=0$ in Bild 1). Beim Aufschalten der nichtlinearen Glieder wird P_0 beeinflusst, aber nur geringfügig (vgl. Tab. 1). P_1 dagegen wird sehr stark beeinflusst. Wir werden also nur P_0 als eigentlichen Klimapunkt ansehen, P_1 dagegen nicht. P_0 und P_1 sind trotz der Symmetrie der Funktion L nicht gleichberechtigt.

Dies ändert sich, wenn P_1 dicht an P_0 heranrückt. Bei dicht benachbarten Klimapunkten läßt sich nicht mehr einfach entscheiden, welcher der signifikant ist. Es erscheint dann denkbar, daß die Zirkulation vom Zustand P_0 nach P_1 springt - dies wäre ein Modell für eine instabile Klimakonfiguration.

Die Instabilität kann sich auch darin äußern, daß die Ljapunov-Funktion von der Achse abhebt, d.h. daß es keinen Klimapunkt gibt. Der zugehörige Koeffizient der Antriebsfunktion ($c = -3.5$ in Bild 2) wäre dann mit keiner stabilen Klimakonfiguration verträglich.

Dedenbach (1977) hat inzwischen demonstriert, daß das Prinzip der Ljapunov-Funktion samt Lösungsstrategie auf das vollständige System der zonal gemittelten atmosphärischen Gleichungen anwendbar ist. Dabei stand bisher das Auffinden von P_0 durch Verbesserung einer Anfangsnäherung im Vordergrund. Es zeigte sich, daß bei Störungen der Antriebskoeffizienten um 10% immer wieder der Klimapunkt erhalten wird. Daraus folgt, daß in diesem Bereich um P_0 herum kein anderer Klimapunkt liegt.

Der nächste Schritt ist die systematische Variation der Antriebsfunktion. Auf welche von ihnen (Strahlung, Niederschlag, Eddies) reagiert P_0 besonders empfindlich? Liegen in der Umgebung von P_0 vielleicht doch noch weitere Nullstellen? Wie weit sind sie von P_0 entfernt? Was bedeutet ein denkbarer Übergang zu einem anderen Klimapunkt für die allgemeine Zirkulation, speziell für die Hadley-Zelle, das zonale Windfeld und die Temperatur?

6 KRITIK UND AUSBLICK

Die hier beschriebene Methode unterscheidet sich von herkömmlichen Klimamodellen darin, daß sie keine Modellannahmen macht. Insbesondere wird der Zusammenhang zwischen den mittleren Variablen und den Eddies durch keine Schließungsansätze parametrisiert. Die Eddies werden anhand von Beobachtungen gewählt. Die Beobachtungen brauchen nicht besonders genau zu sein; die Variation des Klimapunktes im Rahmen der natürlichen Schwankung der Antriebsfunktionen ist gerade einer der Gegenstände der Untersuchung. Die Variationsbreite der heutigen Antriebsfunktionen ist aus Beobachtungen bekannt (z.B. Oort und Rasmusson, 1971; Rosen, Wu und Peixoto, 1976). Für andere mögliche Klimate dagegen, auch für das Paläoklima, sind natürlich nur Vermutungen möglich.

Die vollständige spektrale Darstellung von (2) führt auf ein algebraisches Gleichungssystem des Typs:

$$\sum_{i,j} c_{ijk} x_i x_j = c_k \quad (6)$$

c_{ijk} sind bekannte Koeffizienten, z.B. Ro in (3). c_k sind die ebenfalls bekannten Koeffizienten der Antriebsfunktionen. x_i sind die unbekanntesten Koeffizienten der Lösungsfunktionen. Die Konstruktion der zu (6) gehörigen Ljapunov-Funktion vollzieht sich genau analog dem Übergang von (3) nach (5).

Man könnte auf den Gedanken kommen, durch systematisches Durchspielen aller denkbaren c_k die Durchlaßfunktion von (6) aufzunehmen. Damit würde im Prinzip jede denkbare Klimakonfiguration erfaßt. Ein solches rein schematisches Vorgehen wäre aber ebenso physikalisch langweilig wie praktisch kaum durchführbar. Die Lösungsmannigfaltigkeit würde um viele Dimensionen mächtiger als den realisierbaren Klimakonfigura-

tionen entspricht. Wir beschränken uns also darauf, für c_k nur die Klasse der beobachteten Antriebsfunktionen im Rahmen der natürlichen Variabilität zuzulassen.

Die Mitnahme von Parametrisierungsansätzen im Rahmen des beschriebenen Konzepts wäre mit der Philosophie dieses Modells verträglich. Beispielsweise könnte man dadurch den Zusammenhang zu anderen geschlossenen Klimamodellen herstellen. Dabei muß man natürlich beachten, daß die denkbaren Parametrisierungen nur durch engen Kontakt zu den Beobachtungen sinnvoll sind. Auch sind sie nur für das heutige Klima repräsentativ.

Ein anderer Punkt betrifft die einzige wesentliche Annahme des Modells: Die der Stationarität. Darunter haben wir das oben formulierte Postulat verstanden, daß die über klimatisch kurze Zeiträume (ca. 1 Monat) gemittelten Variablen in (2) ein diskretes zeitliches Fourierspektrum haben (z.B. Halbjahres- und Jahresgang). Das Klimaspektrum scheint aber eher kontinuierlich zu sein. In der Tat sind ja die periodischen Komponenten des Klimas (Tages-, Jahresgang) gut vorhersagbar; das Problem der Wetter- und Klimaprognose besteht gerade in der Vorhersage des starken nichtperiodischen Signals (Lorenz).

Von daher ist klar, daß dieses Modell für prognostische Zwecke ausscheidet. Andererseits gibt es bisher keine Untersuchungen über den quantitativen Zusammenhang zwischen den spektralen Koeffizienten der mittleren Felder und der Eddies auf der Grundlage der vollständigen Erhaltungsgleichungen. Mit der Beschränkung auf quantitative Empfindlichkeitstests des geschil- derten Typs haben wir daher die Zuversicht, einen Beitrag zum Verständnis des Klimas der irdischen Lufthülle leisten zu können.

7 DANKSAGUNG

Diese Arbeiten wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert (Projekt Ha 839/3). Der Verfasser dankt den Herren Dipl.-Met. D. Dedenbach und cand. met. M. Memmesheimer für anregende Diskussionen und Frl. B. Egge- mann für die Anfertigung der Zeichnungen.

8 LITERATUR

Adem, J., 1962: On the theory of the general cir- culation of the atmosphere. *Tellus*, 14, 102-115.
Dedenbach, D., 1976: Spectral solution of a sta- tionary zonally symmetric global climate model. *Ann. Met.*, N.F., Nr. 11, 5-8.

Dedenbach, D., 1977: Numerisches Lösungsverfah- ren für ein spektrales zeitlich und zonal ge- mitteltes globales Klimamodell. Vortrag, ange- nommen für Meteorologentagung Garmisch-Parten- kirchen 1977.
Defant, A., 1921: Die Zirkulation der Atmosphä- re in den gemäßigten Breiten der Erde. *Geogr. Annaler*, 3, 209-266.
Egger, J., 1975: A statistical-dynamical model of the zonally averaged steady-state of the general circulation of the atmosphere. *Tellus*, 27, 325-350.
Fletcher, R., and M. Powell, 1963: A rapidly convergent descent method for minimization. *Comput. Journ.*, 6, 163-168.
Fortak, H., 1971: Prinzipielle Grenzen der de- terministischen Vorhersagbarkeit atmosphäri- scher Prozesse. *Ann. Met.*, N.F., Nr. 6, 111-120.
Green, J.S.A., 1970: Transfer properties of the large-scale eddies and the general circula- tion of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 96, 157-185.
Hasselmann, K., 1976: Stochastic climate models. Part I. Theory. *Tellus*, 28, 473-485.
Kurihara, Y., 1970: A statistical-dynamical mo- del of the general circulation of the atmo- sphere. *J. Atmos. Sci.*, 27, 847-870.
La Salle, J., und S. Lefschetz, 1967: Die Stabi- litätstheorie von Ljapunov. BI-Hochschulta- schenbücher Nr. 194, Mannheim, 121 pp.
Lorenz, E.N., 1967: The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere. WMO- No. 218, TP.115. Genf, 161 pp.
National Research Council, 1975: Understanding Climatic Change - A Program for Action. Wa- shington, D.C., 239 pp.
Oort, A.H., and E.M. Rasmusson, 1971: Atmospe- ric Circulation Statistics. NOAA Prof. Pap., 5, 323 pp.
Rosen, R.D., Mao-Fou Wu, and J.P. Peixoto, 1976: Observational study of the interannual varia- bility in certain features of the general cir- culation. *J. Geophys. Res.*, 81, 6383-6389.
Schneider, S.H., and R.E. Dickinson, 1974: Cli- mate modeling. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 12, 447-493.
Stone, P.H., 1974: The meridional variation of the eddy heat fluxes by baroclinic waves and their parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 31, 444-456.
Wergen, W., 1974: Spektrale Lösung zonal und zeitlich gemittelter Klimagleichungen. *Ann. Met.*, N.F., Nr. 9, 33-36.
Wiin-Nielsen, A., 1970: A theoretical study of the annual variation of atmospheric energy. *Tellus*, 22, 1-16.

NUMERISCHES LÖSUNGSVERFAHREN FÜR EIN SPEKTRALES ZEITLICH UND
ZONAL GEMITTELTES GLOBALES KLIMAMODELL

Dietmar Dedenbach

Meteorologisches Institut der Universität
5300 Bonn, Auf dem Hügel 20

ZUSAMMENFASSUNG

Ein globales, zonal und zeitlich gemitteltes, "trockenes" Klimamodell wird beschrieben durch die beiden Bewegungsgleichungen, die Kontinuitätsgleichung, die statische Grundgleichung und die Temperaturgleichung. Modellvariablen sind die drei Komponenten des mittleren Windes, Temperatur und Geopotential. Das Modell wird getrieben von der diabatischen Heizung und den Divergenzen der Eddy-Flüsse. Mit einer geeigneten Wahl der Randbedingungen können die Variablen in eine Reihe orthogonaler Eigenfunktionen entwickelt werden. Für eine befriedigende Darstellung eines an ca. 2000 Gitterpunkten gegebenen meteorologischen Feldebereiches reichen 60 spektrale Koeffizienten aus. Durch Transformation in den spektralen Raum erhält man ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem, das durch ein iteratives Verfahren gelöst werden kann. Im Verlauf eines Sensitivitätstestes erfährt das Modellklima bei Vorgabe der Antriebsfunktionen entsprechend dem gegenwärtigen Zustand der Atmosphäre durch Störung der Klimavariablen eine Auslenkung aus dem Gleichgewichtszustand. Durch ein iteratives Verfahren kann zu einer Lösung des Systems "zurückgerechnet" werden, die für alle Jahreszeiten und das Jahresmittel wieder das gegenwärtige Klima repräsentiert.

1 DAS MODELL

Bei dem hier vorgestellten Modell handelt es sich um ein globales zonal und zeitlich gemitteltes Klimamodell, dessen Modellbereich die globale Atmosphäre von Pol zu Pol und vom Boden (1000mb-Niveau) bis zur Obergrenze der Atmosphäre (Omb-Niveau) umfaßt. Modellvariablen sind die zonalen, meridionalen und vertikalen Komponenten des mittleren Windes u, v, ω in Druckkoordinaten, das Geopotential ϕ und die Temperatur T . Angetrieben wird das Modell von der diabatischen Heizung zusammen mit den meridionalen und vertikalen Divergenzen der Eddy-Flüsse. Der zonal ($A=[A]+A^*$) und zeitlich ($\bar{A}=\bar{A}+A'$) gemittelte meridionale Fluß $[v\bar{A}]$ einer Größe A kann geschrieben werden als die Summe aus den Anteilen der stehenden Eddies $[v^*A^*]$, der transienten Eddies $[v'A']$ und der mittleren meridionalen Zirkulation $[\bar{v}][\bar{A}]$. Analoges gilt für die vertikalen und zonalen Flüsse. Die Modellgleichungen, bestehend aus den beiden Bewegungsgleichungen, der Kontinuitätsgleichung, der statischen Grundgleichung und dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, lassen sich in λ, ϕ, p -Koordinaten (λ =geographische Breite, ϕ =Länge, p =Druck) in dem folgenden System zusammenfassen. Die Antriebsfunktionen stehen hier rechts der Gleichheitszeichen.

$$\frac{[\bar{v}]}{a \cos \phi} \frac{\partial [\bar{u}] \cos \phi}{\partial \phi} + [\bar{\omega}] \frac{\partial [\bar{u}]}{\partial p} - f[\bar{v}] = F_{\lambda} - \frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{v}{ed} \cos^2 \phi - \frac{\partial}{\partial p} \frac{u \omega}{ed} \quad (1)$$

$$\frac{[\bar{v}]}{a} \frac{\partial [\bar{v}]}{\partial \phi} + [\bar{\omega}] \frac{\partial [\bar{v}]}{\partial p} + \frac{[\bar{u}]^2}{a} \operatorname{tg} \phi + f[\bar{u}] + \frac{1}{a} \frac{\partial [\bar{\phi}]}{\partial \phi} = F_{\phi} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{v}{ed} \cos \phi - \frac{\partial}{\partial p} \frac{v \omega}{ed} - u \frac{\operatorname{tg} \phi}{ed a} \quad (2)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial [\bar{v}] \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{\partial [\bar{\omega}]}{\partial p} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial [\bar{\phi}]}{\partial p} + \frac{R}{p} [\bar{T}] = 0 \quad (4)$$

$$\frac{[\bar{v}]}{a} \frac{\partial [\bar{T}]}{\partial \phi} + [\bar{\omega}] \frac{\partial [\bar{T}]}{\partial p} - \frac{\kappa}{p} [\bar{\omega}] [\bar{T}] = \frac{[\bar{Q}]}{c} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{v}{ed} \cos \phi - \frac{\partial}{\partial p} \frac{T \omega}{ed} + \frac{\kappa T \omega}{p ed} \quad (5)$$

$A_{ed}^v, A_{ed}^u, A_{ed}^{\omega}$ bezeichnen den meridionalen, zonalen und vertikalen Fluß von A , wobei

$$A_{ed}^x = [\bar{x}^* \bar{A}^*] + [\bar{x}' \bar{A}'],$$

und a =Erdradius, f =Coriolisparameter, F, F_λ =Reibungskräfte, Q =diabatische Heizung, c_p =spezifische Wärme bei konstantem Druck und $\kappa=R/c_p$.

Die Randbedingungen des Modells sind gekennzeichnet durch verschwindende Windkomponenten an allen Rändern und - infolge der Kontinuität - verschwindenden meridionalen v -Gradienten an den Polen und vertikalen ω -Gradienten am Boden und an der Obergrenze der Atmosphäre. Während die Temperatur an der Obergrenze als konstant angenommen wird (230K), erlaubt die spektrale Darstellung die Vorgabe eines feuchtadiabatischen Temperaturgradienten von -6.9K/km am Boden. Die meridionalen Gradienten der Temperatur und des Geopotentials sollen an den Polen den Wert Null haben. Im Omb-Niveau wird für das Geopotential der einer Temperatur von 230K entsprechende Wert angesetzt.

2 SPEKTRALE ENTWICKLUNG

Das System von Differentialgleichungen (1)-(5) kann nach Wergen (1974) durch spektrale Entwicklung der Variablen und der Antriebsfunktionen in eine Reihe orthogonaler Eigenfunktionen der Differentialgleichung

$$\Delta h + \lambda h = 0 \quad (6)$$

und Integration über das Modellgebiet algebraisiert und iterativ gelöst werden. In einem rechteckigen Gebiet mit den Koordinaten

$$y = \frac{\phi}{\pi} + \frac{1}{2} \quad \text{and} \quad \sigma = \frac{p}{p_0}, \quad p_0 = 1000 \text{mb}$$

können die Variablen nach diesen Eigenfunktionen entwickelt werden, wenn sie einer Randbedingung der Form

$$\alpha h + \beta \frac{\partial h}{\partial n} = 0 \quad (7)$$

mit α und β nicht beide gleich Null genügen. n bezeichnet die Richtung senkrecht zum Rand. Um sowohl diese mathematischen als auch die oben genannten physikalischen Bedingungen erfüllen zu können, werden transformierte Variablen $v^+, \omega^+, \phi^+, T^+$ folgendermaßen definiert:

$$\left. \begin{aligned} [\bar{v}] &= v^+ \sin \pi y \\ [\bar{\omega}] &= \omega^+ \sin \pi \sigma \\ [\bar{T}] &= T^+ + 230 \text{ K} \\ [\bar{\phi}] &= \phi^+ - R \cdot 230 \text{ K} \cdot \ln(\sigma + 1/p_0) \end{aligned} \right\} (8)$$

Eine transformierte Variable $w(y, \sigma)$ läßt sich nun entwickeln in der Form

$$w(y, \sigma) = \sum_{n,m=1}^{\infty} c_n^m f_n^m(y) g_d^m(\sigma), \quad \text{wobei}$$

$$c_n^m = \frac{\int_y \int_\sigma w f_n^m g_d^m dy d\sigma}{I_n^m} \quad \text{und}$$

$$I_n^m = \int_y \int_\sigma (f_n^m g_d^m)^2 dy d\sigma$$

Die Funktionen $f_n^m(y)$ und $g_d^m(\sigma)$ haben die folgende Form

$$\left. \begin{aligned} f_n^m(y) &= \begin{cases} \sin n\pi y & \text{for } [\bar{u}], v^+, \omega^+ \\ \cos n\pi y & \text{for } \phi^+, T^+ \end{cases} \\ g_d^m(\sigma) &= \begin{cases} \sin \sqrt{d^m} \sigma & \text{for } T^+ \\ \sin m\pi \sigma & \text{for } [\bar{u}], v^+, \omega^+, \phi^+ \end{cases} \end{aligned} \right\} (9)$$

wobei die Wurzeln $\sqrt{d^m}$ Lösungen einer transzendenten Gleichung sind.

3 SPEKTRALE APPROXIMATION

Die spektrale Entwicklung der Variablen wird bei der meridionalen Wellenzahl N und der vertikalen Wellenzahl M abgebrochen. Die dadurch bedingten Fehler lassen sich durch einen Vergleich der spektralen Felder mit den Originaldaten von Oort und Rasmusson (1971), die in erweiterter Form auf Magnetbändern der MIT-Library vorliegen, ermitteln. Daten für die Südhalbkugel liegen noch nicht vor und werden daher durch die am Äquator gespiegelten Daten der Nordhalbkugel ersetzt. Die Qualität der Approximation hängt außer von der Wellenzahl in erheblichem Maße von der Struktur des darzustellenden Feldes ab. In Abbildung 1 ist der mittlere 1%-Fehler der spektralen Felder im Vergleich zu den Originalfeldern in Ab-

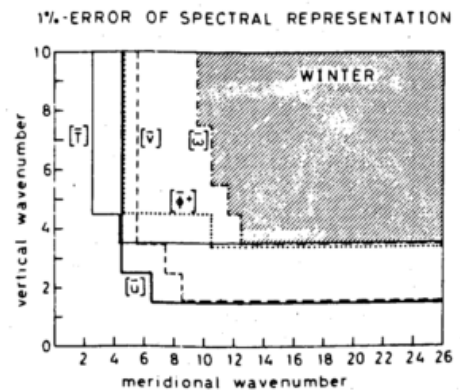


Abbildung 1. 1%-Fehler der spektralen Approximation. In dem schattierten Gebiet ist der Fehler für alle Variablen kleiner als 1%.

hängigkeit von den Wellenzahlen dargestellt. Jede eingezeichnete Linie unterteilt den zweidimensionalen Wellenzahlenraum in einen unteren Teilraum (im Bild links und unterhalb der Linie), in dem der Fehler größer als 1% ist, und einen oberen Teilraum mit mittleren Fehlern kleiner als 1%. Man sieht, daß weniger stark strukturierte Felder wie $[\bar{u}]$ und $[\bar{T}]$ mit kleinen Wellenzahlen gut approximiert werden, während für eine befriedigende Darstellung des $[\bar{\omega}]$ -Feldes die Mitnahme der doppelten Anzahl von Wellen in meridionaler Rich-

tung erforderlich ist. Abbildung 2 illustriert die Erweiterung der räumlichen Auflösung und damit die Verbesserung der Approximation durch Erhöhung der Wellenzahlen am Beispiel des zonalen Windfeldes im Winter. Die Entwicklung in mehr als 60 spektrale Koeffizienten ist aus Gründen der verfügbaren Rechenzeit nicht angebracht.

4 NUMERISCHE LÖSUNG

Durch Multiplikation der spektralen Gleichungen mit den Eigenfunktionen und Integration über das Modellgebiet wird das ursprüngliche System der Differentialgleichungen in ein nicht-lineares algebraisches System von $5NM$ Gleichungen mit ebensovielen Unbekannten überführt.

Da eine Lösung des Systems, nämlich das Klima der Gegenwart, bekannt ist, kann die Empfindlichkeit des Systems in Bezug auf eine geringe Störung des Gleichgewichtszustandes mit dem folgenden Verfahren getestet werden. Die Antriebsfunktionen (in den Gleichungen (1)-(5) die rechten Seiten) werden mit Hilfe der mittleren beobachteten Variablen bestimmt. Anschließend werden diese mittleren Variablen um einen bestimmten Prozentsatz gestört und dienen in dieser Form als Ausgangsnäherung für einen iterativen Prozeß, der in Richtung auf eine Lösung des Systems konvergieren sollte. Zur Beschreibung des angewendeten Verfahrens kann das zu lösende System folgendermaßen geschrieben werden:

$$F\mathbf{x} = \begin{pmatrix} f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ \vdots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) \end{pmatrix} = 0, \quad n=5NM \quad (10)$$

wobei der Vektor $\mathbf{x}=(x_1, \dots, x_n)$ die spektralen Koeffizienten $u_i^j, v_i^j, \omega_i^j, \phi_i^j, T_i^j$ der Variablen $[\bar{u}], v^+, \omega^+, \phi^+, T^+$ enthält ($i=1, \dots, N; j=1, \dots, M$).

Als brauchbar erwies sich unter verschiedenen getesteten iterativen Lösungsverfahren für Wellenzahlen $N \leq 6$ und $M \leq 6$ das Newton-Verfahren mit einem schnellen linearen Verfahren als sekundärer Iteration. Hierbei errechnet sich die $(k+1)$ te aus der k -ten Näherung als Lösung des linearen Systems

$$F'(x^k)(x^k - x^{k+1}) = Fx^k$$

für $x^k - x^{k+1}$. $F'(x)$ ist die Jacobische $n \times n$ -Matrix der Ableitungen der f_i nach den Komponenten von \mathbf{x} . Dieses Verfahren konvergiert mit um 20% gestörten "beobachteten" Spektralkoeffizienten als Anfangsnäherung nach

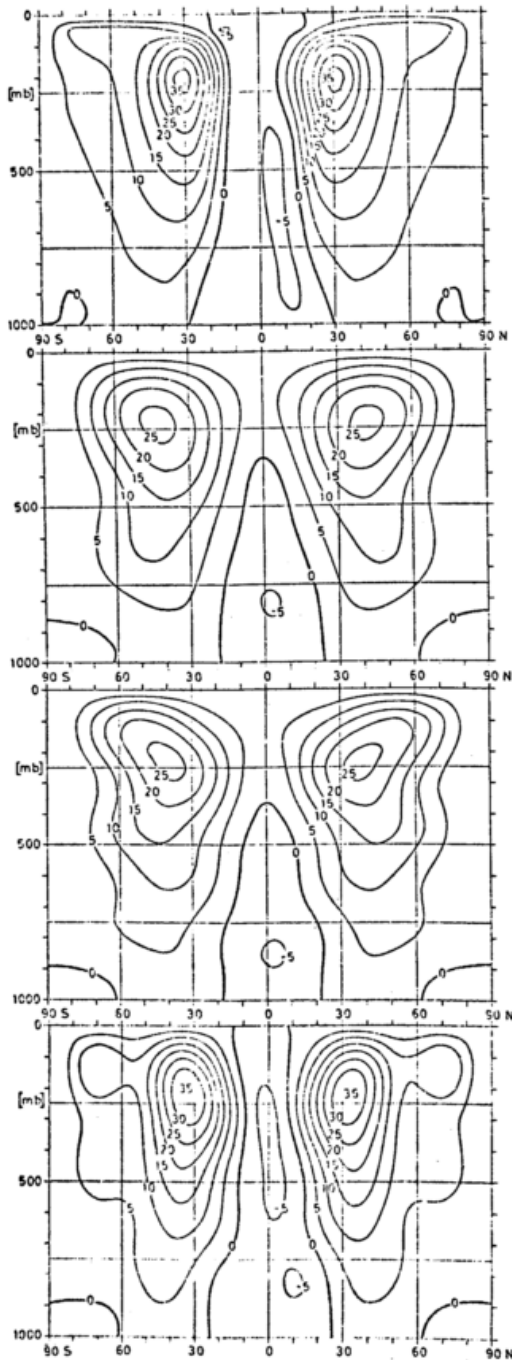


Abbildung 2. Beobachtetes zonales Windfeld $[\bar{u}]$ nach Daten der MIT-Library (oben) verglichen mit den spektralen Feldern der Wellenzahlen 6 und 4, 6 und 6, 10 und 6 (von oben nach unten). Winter. Einheiten: m/s.

3 bis 4 Iterationsschritten. Die so berechneten Variablen repräsentieren für alle Jahreszeiten und das Jahresmittel wieder das gegenwärtige Klima.

Die relativ schlechte Approximation insbesondere des vertikalen Windfeldes mit 6x6 Wellenzahlen, wie sie in Abbildung 1 sichtbar wird, macht eine Erhöhung der Wellenzahlen auf mindestens 10x6 erforderlich. Aufgrund der großen Anzahl der Unbekannten (300 bei 10x6 Wellenzahlen) konvergiert das leicht überschaubare und in Bezug auf die benötigte Rechenzeit schnelle Newton-Verfahren dann jedoch nicht mehr in allen Fällen. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, wurde eine andere Formulierung des Problems der Lösung des Systems (10) gefunden, die die folgende Definition einer positiv definiten Klimafunktion $g(x)$ voraussetzt:

$$g(x) = Fx Fx = f_1^2 + f_2^2 + \dots + f_n^2$$

Ausgehend von einem beliebigen Punkt im 5NM-dimensionalen Raum in einer Umgebung einer bekannten Nullstelle dieser Funktion wird jetzt durch iterative Minimierung von $g(x)$ die Nullstelle der Klimafunktion bestimmt. Von den untersuchten Minimierungsverfahren von Altman (1961), Fletcher und Powell (1963) und Fletcher und Reeves (1964) erwies sich das Konjugierte-Gradienten-Verfahren der letztgenannten Autoren als optimal. Dieses Verfahren bestimmt das Minimum von $g(x)$ als Grenzwert einer Folge

x^0, x^1, \dots, x^m , wobei x^{k+1} als Minimum von g entlang einer Geraden durch x^k in eine bestimmte Richtung p^k nach folgendem Algorithmus berechnet wird:

$$x^{k+1} = x^k + \alpha_k p^k \quad (11a)$$

$$g(x^{k+1}) = \min\{g(x^k + \alpha p^k) \mid x^k + \alpha p^k \in D\} \quad (11b)$$

D = Definitionsbereich von g

$$p^0 = -g'(x^0), \quad p^{k+1} = -g'(x^{k+1}) + \beta_k p^k,$$

$$\beta_k = g'(x^{k+1})g'(x^{k+1})/g'(x^k)g'(x^k) \quad (11c)$$

Die Schrittlänge α wird nach Gleichung (11b) berechnet durch die Bestimmung des Minimums einer kubischen Interpolationsfunktion der Funktion $y(\alpha) = g(x^k + \alpha p^k)$ innerhalb eines Intervalls $[\alpha^0, \alpha^0 + \Delta\alpha]$, dessen Grenzen so gewählt werden, daß in diesem Intervall ein Minimum von $y(\alpha)$ liegen muß.

Im Gegensatz zum Newton-Verfahren minimiert diese Methode die Klimafunktion mit jedem Iterationsschritt, kon-

vergiert allerdings sehr langsam. Es liegt daher nahe, die Vorteile des Konjugierte-Gradienten-Verfahrens (Minimierung auch bei "schlechter" Anfangsnäherung) mit denjenigen des Newton-Verfahrens (schnelle Konvergenz, wenn die Anfangsnäherung nahe genug bei der Lösung liegt) zu kombinieren. Eine Kombination von 3 Konjugierte-Gradienten-Schritten mit 3 bis 4 Newton-Schritten

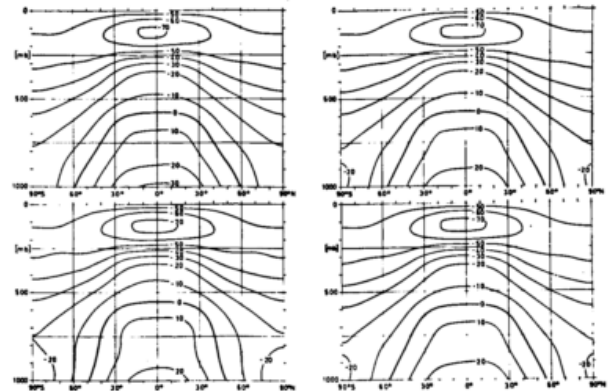


Abbildung 3. Änderung des spektralen Temperaturfeldes im Verlauf eines Iterationsprozesses. Oben rechts: Original-Spektralfeld. Oben links: Gestörtes Spektralfeld. Unten links: Gleiches Feld nach 3 Konjugierte-Gradienten-Schritten und unten rechts: nach weiteren 3 Newton-Schritten. Frühjahr. Einheit: °C.

führte bei um $\leq 10\%$ (durch Zufallszahlen) gestörten "beobachteten" Variablen in allen Jahreszeiten und im Jahresmittel zur Konvergenz. Abbildung 3 zeigt am Beispiel des Temperaturfeldes den Verlauf eines Iterationszyklus von der Anfangsnäherung über die nach 3 Konjugierte-Gradienten-Schritte erzielte Verbesserung in Richtung auf die Lösung, sichtbar insbesondere am Äquator und an den Polen, bis zum endgültigen Lösungsfeld nach weiteren 3 Newton-Schritten, das sich von dem beobachteten spektralen Feld nicht mehr unterscheidet.

5 LITERATUR

- Altman, M., 1961: Connection between gradient methods and Newton's method for functionals. Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys. 9, 877-880.
- Fletcher, R., und M.J.D. Powell, 1963: A rapidly convergent descent method for minimization. Comp. Journ. 6,2, 163-168.
- Fletcher, R., und C.M. Reeves, 1964: Function minimization by conjugate gradients. Comp. Journ. 7,2, 149-154.
- Oort, A.H., und E.M. Rasmusson, 1971: Atmospheric circulation statistics. NOAA Prof. Paper No. 5, U.S. Dept. of Commerce, 323 pp.
- Wergen, W., 1974: Die spektrale Lösung des Gleichungssystems für ein stationäres, zonal gemittelttes Klimamodell. Dissertation, Meteor. Inst. Bonn, 41 pp.

MERIDIONAL HEAT FLUXES IN THE SOUTHERN HEMISPHERE

(MERIDIONALE WÄRMEFLÜSSE IN DEN OZEANEN DER SÜDHemisphäre)

J.A.T. Bye

Flinders University, Australien

Zusammenfassung

Der Austausch von Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre kann mit Hilfe der Wärmetransporte von Ozeanströmungen bestimmt werden. Aus einer Reihe von numerischen Experimenten, denen ein globales Ozeanmodell zugrunde liegt, ergibt sich die Größe des mittleren jährlichen Wärmetransportes in nördlicher Richtung in 35°S zu $2,5 \cdot 10^{15}$ W. Dieser Betrag ist etwa um den Faktor drei größer als irgendein anderer meridionaler ozeanischer Transport auf der Nordhemisphäre. Die Verteilung des Wärmeaustausches zeigt einige interessante Aspekte, insbesondere negative Anomalien der Wassertemperatur in den Gewässern von Südost-Australien und Patagonien. Ferner ergibt sich aus dem Modell eine stärkere zonale Strukturierung als in den meisten Klimaatlantien (z.B. Budyko) zu finden ist. Die Gründe dafür, die im Zusammenhang mit Untersuchungen über Klimaänderungen von Bedeutung sein können, werden diskutiert.

1 INTRODUCTION

The long-term mean heat exchange fluxes between the atmosphere and the ocean have been estimated by climatologists (e.g. Budyko et al. (1), Geiger (4), Emig (3)) from the difference between several terms in the heat budget equation for the ocean surface. These terms are typically of the order of 100 W/m^2 , however the derived heat exchange fluxes are often only of order 10 W/m^2 , and hence may be subject to large errors. Models of the World ocean circulation allow independent estimates of these fluxes to be made.

The results presented in this paper are obtained from a model of an ocean of constant depth in which the currents are driven by mean monthly wind fields, and the exchange flux is supposed to have the form $\lambda(T - T_a)$ in which λ is an exchange coefficient, T_a is taken from the annual mean air temperature field, and T is the ocean surface temperature computed by the model (Bye and Sag (2)).

2 OCEANIC HEAT FLUXES

The annual mean northward heat transport by the ocean currents (Fig. 1) has a maximum north of the Equator occurring at 10°N of similar magnitude ($1 \text{ EW} = 10^{15} \text{ W}$) to that obtained by the heat budget studies. In the southern hemisphere however a northward transport of about 2.5 EW occurs at 35°S, and moreover northward heat fluxes are observed at all latitudes north of about 60°S. This exceedingly interesting result indicates that in the southern hemisphere heat is transported towards the pole by the atmosphere. The heat exchange fluxes (e.g. October, Fig. 2) show, that the northward oceanic heat

transport arises primarily because of a band of heat flux into the ocean from the atmosphere between approximately 35°S and 55°S. The two main regions of exchange are east of Patagonia due to Falkland Current, and south-east of Australia apparently due to a warming of the ocean by continental air masses.

3 CONCLUSION

The heat exchange flux pattern (Fig. 2) indicates more structure than in climatological studies. In particular, the regions of heat flux from the ocean to the atmosphere on either side of the Equator are enclosed polewards by bands of opposite flux not shown in the climatological atlases.

This work forms part of series of oceanic modelling studies being carried out with Dr. T.W. Sag at the Flinders University of South Australia.

4 REFERENCES

1. Budyko, M.I., N.A. Epinoва, L.A. Zubenok and L.A. Strokina: The heat balance of the earth's surface. *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Geograph.* 1, 1962, 6-16.
2. Bye, J.A.T. and T.W. Sag: Results of steady-state constant depth inhomogeneous numerical models of world ocean circulation (submitted to *J. Phys. Oceanog.*)
3. Emig, M.: Heat transport by ocean currents. *J. Geophys. Res.* 1972, 2519-2529.
4. Geiger, R.: Heat transport by ocean currents. *Die Atmosphäre der Erde* 2, Justus Perthes, Darmstadt, Germany.

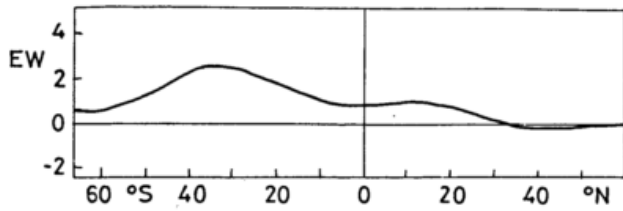


Fig.1: The annual mean northward oceanic heat transport ($1 \text{ EW} = 10^{15} \text{ W}$).

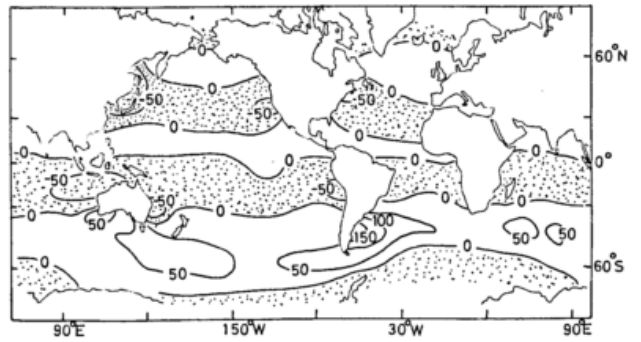


Fig.2: The heat exchange flux between the ocean and the atmosphere for October. Contours in W/m^2 . Dotted regions indicate heat flux from the ocean to the atmosphere.

SÄKULARE SCHWANKUNGEN STATISTISCHER PARAMETER DER LUFTTEMPERATUR IN WIEN

Konrad Cehak

Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien und Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Zusammenfassung: Es werden die säkularen Änderungen der statistischen Parameter Mittelwert, Streuung, Schiefe- und Exzeßkoeffizient, sowie die ersten vier Autokorrelationskoeffizienten der mittleren Tagestemperatur im Januar und Juli in Wien von 1872 bis 1970 betrachtet. Man erkennt die Abschnitte mit höherer und geringerer Variabilität der Temperatur innerhalb der einzelnen Monate und kann aus der Betrachtung der Autokorrelationskoeffizienten auf Veränderungen in der Häufigkeit durchziehender synoptischer Systeme rückschließen.

Klimaänderungen und Klimaschwankungen werden stets an Hand von Mittelwerten des betrachteten meteorologischen Elementes behandelt. Dies ist wegen der leichten Greifbarkeit und Berechenbarkeit der Monatsmittel sehr verständlich, doch sollte man im Zeitalter des Elektronenrechners nicht dabei stehen bleiben, sondern auch weitere statistische Parameter in die Überlegungen einbeziehen, da sie nun mit nicht allzu großem Aufwand berechnet werden können. Sie stellen eine wesentliche Ergänzung der Information dar, die für die Herleitung von Klimamodellen und deren Signifikanzprüfung nötig ist.

Als erster Schritt einer diesbezüglichen Untersuchung werden hier die säkularen Schwankungen der folgenden statistischen Parameter dargestellt werden: Mittelwert, Streuung, Schiefekoeffizient, Exzeßkoeffizient und Autokorrelationskoeffizienten zur Zeitverschiebung 1 bis 4 Tage. Das untersuchte Beobachtungsmaterial stellen für diese Veröffentlichung die täglichen Mitteltemperaturen, die in der sogenannten Hann-Hütte an der Zentralanstalt für Meteorologie in Wien, Hohe Warte, in gleicher Aufstellung seit 1872 beobachtet werden. In ähnlicher Weise werden auch andere Elemente untersucht, doch kann hier noch nicht auf diese eingegangen werden. Die Untersuchung wurde für jedes Monat durchgeführt, es werden aber hier nur die Monate Januar und Juli behandelt. Für diese Monate sind auch die säkularen Schwankungen des Mittelwertes, der Streuung und des Autokorrelationskoeffizienten erster Ordnung in Abbildungen wiedergegeben. Um die Unterschiede von Jahr zu Jahr deutlich zu machen, werden in den Abbildungen alle

Elemente als Abweichungen von ihrem 99 jährigen Mittelwert, ausgedrückt in Einheiten der Streuung (standardisierte Werte) dargestellt.

Überprüfungen mit einem Trendtest (nach Mann und Sneyers) ergaben, daß die beobachteten säkularen Schwankungen bei allen betrachteten Elementen statistisch nicht signifikant waren. Im einzelnen ergaben sich folgende Abläufe:

Im Januar zeigte die Mitteltemperatur einen sinkenden Trend bis 1893, der von einem steigenden Trend der Streuung begleitet war. Gleichzeitig nahm die Schiefe ab, der Exzeß hingegen zu. Die Gegenläufigkeit der ersten beiden Momente weist auf eine Kontinentalisierung des Temperaturklimas hin. In den weiteren Jahrzehnten kam es zu einem deutlichen Anstieg der Mitteltemperaturen, begleitet wieder von einer abnehmenden Streuung, was wieder beides auf erhöhte Maritimität des Klimas deutet. Bei den Schiefe- und Exzeßkoeffizienten zeigten sich keine wesentlichen anhaltenden Änderungen. In den letzten Jahrzehnten nahm die Mitteltemperatur wieder ab, während die Streuung gleich blieb. Die Schiefe und der Exzeß schwankten weiterhin um ihr mittleres Niveau, nur beim Exzeß zeigten sich 1940 bis 1944 und nach 1964 hohe Werte. Die letzten Jahrzehnte zeigten also nur eine Absenkung des Temperaturniveaus bei gleicher Wechselhaftigkeit.

Bei den Autokorrelationskoeffizienten erster Ordnung ist bis 1915 ein steigender Trend zu beobachten, seitdem sinken sie, es nimmt also die Erhaltungsnähe etwas ab. Allerdings zeigen die höheren Autokorrelationskoeffi-

zienten seit 1950 vielfach höhere Werte, was zusammen mit den etwas niedrigeren der ersten Ordnung auf eine raschere Aufeinanderfolge der verschiedenen synoptischen Systeme deutet.

Im Juli sind die Abläufe folgendermaßen: Die Mittelwerte sanken bis 1919 und gleichzeitig nahm (signifikant bis 1900) die Streuung zu, ebenso Schiefe und Exzeß. Das Temperaturklima wurde also kühler und wechselhafter, von zunehmender Maritimheit sollte man in diesem Fall daher wohl nicht sprechen.

Die Autokorrelationskoeffizienten erster Ordnung sanken bis 1900 ab, blieben dann auf diesem Niveau und nahmen ab 1950 wieder zu, während die höheren Autokorrelationskoeffizienten das ganze Jahrhundert um einen gleichbleibenden Mittelwert schwankten, lediglich der dritte Autokorrelationskoeffizient nahm seit 1910 etwas zu. Im Sommer findet sich offenbar im Gegensatz zum Winter eine etwas langsamere Aufeinanderfolge von synoptischen

Systemen seit 1950 als vorher.

Insgesamt zeigt sich in der Kombination der Mittelwerte und Streuungen auch jedes extreme Monat. Dies wird im hier gezeigten Beispiel etwa im Juli 1957 deutlich, der für Mittelwert und Streuung die höchsten Werte der gesamten Reihe aufwies und auch das Maximum der Momentantemperaturen erbracht hatte. Die Streuung zusammen mit den Autokorrelationskoeffizienten beschreibt die Variabilität in den einzelnen Zeitabschnitten und zeigt auch deren synoptische Erklärung auf.

Abb. 1. Säkulare Schwankung des Mittelwertes, der Streuung und des Autokorrelationskoeffizienten 1. Ordnung der mittleren Tagestemperatur im Januar in Wien von 1872 bis 1970.

Abb. 2. Säkulare Schwankung des Mittelwertes, der Streuung und des Autokorrelationskoeffizienten 1. Ordnung der mittleren Tagestemperatur im Juli in Wien von 1872 bis 1970.

MITTELTEMPERATUR WIEN JANUAR

MITTELTEMPERATUR WIEN JANUAR

MITTELTEMPERATUR WIEN JANUAR

MITTELWERT

STREUUNG

STANDARDISIERT E DATEN

AUTOKORRELATIONSKOEFFIZIENT R1

JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN			JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN			JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN		
		-2	0	2			-2	0	2			-2	0	2
1872	-117	I	X	I	1872	318	I	X	I	1872	73	I	X	I
1873	120	I	X	I	1873	313	I	X	I	1873	45	I	X	I
1874	-56	I	X	I	1874	458	I	X	I	1874	67	I	X	I
1875	-7	I	X	I	1875	515	I	X	I	1875	63	I	X	I
1876	-483	I	X	I	1876	411	I	X	I	1876	56	I	X	I
1877	143	I	X	I	1877	310	I	X	I	1877	63	I	X	I
1878	-141	I	X	I	1878	391	I	X	I	1878	72	I	X	I
1879	-208	I	X	I	1879	426	I	X	I	1879	59	I	X	I
1880	-210	I	X	I	1880	447	I	X	I	1880	77	I	X	I
1881	-465	I	X	I	1881	426	I	X	I	1881	68	I	X	I
1882	66	I	X	I	1882	307	I	X	I	1882	70	I	X	I
1883	-172	I	X	I	1883	395	I	X	I	1883	76	I	X	I
1884	256	I	X	I	1884	430	I	X	I	1884	58	I	X	I
1885	-370	I	X	I	1885	320	I	X	I	1885	72	I	X	I
1886	-160	I	X	I	1886	353	I	X	I	1886	54	I	X	I
1887	-361	I	X	I	1887	397	I	X	I	1887	64	I	X	I
1888	-254	I	X	I	1888	550	I	X	I	1888	78	I	X	I
1889	-246	I	X	I	1889	395	I	X	I	1889	67	I	X	I
1890	127	I	X	I	1890	340	I	X	I	1890	75	I	X	I
1891	-585	I	X	I	1891	458	I	X	I	1891	53	I	X	I
1892	-95	I	X	I	1892	526	I	X	I	1892	74	I	X	I
1893	-768	I	X	I	1893	476	I	X	I	1893	50	I	X	I
1894	-378	I	X	I	1894	501	I	X	I	1894	75	I	X	I
1895	-245	I	X	I	1895	377	I	X	I	1895	76	I	X	I
1896	-446	I	X	I	1896	454	I	X	I	1896	55	I	X	I
1897	-108	I	X	I	1897	217	I	X	I	1897	49	I	X	I
1898	57	I	X	I	1898	414	I	X	I	1898	56	I	X	I
1899	258	I	X	I	1899	300	I	X	I	1899	56	I	X	I
1900	32	I	X	I	1900	393	I	X	I	1900	72	I	X	I
1901	-436	I	X	I	1901	628	I	X	I	1901	80	I	X	I
1902	338	I	X	I	1902	259	I	X	I	1902	42	I	X	I
1903	-223	I	X	I	1903	663	I	X	I	1903	77	I	X	I
1904	-195	I	X	I	1904	225	I	X	I	1904	67	I	X	I
1905	-254	I	X	I	1905	548	I	X	I	1905	60	I	X	I
1906	57	I	X	I	1906	410	I	X	I	1906	69	I	X	I
1907	-51	I	X	I	1907	600	I	X	I	1907	83	I	X	I
1908	-210	I	X	I	1908	495	I	X	I	1908	71	I	X	I
1909	-186	I	X	I	1909	440	I	X	I	1909	74	I	X	I
1910	102	I	X	I	1910	275	I	X	I	1910	76	I	X	I
1911	-69	I	X	I	1911	316	I	X	I	1911	62	I	X	I
1912	-261	I	X	I	1912	569	I	X	I	1912	81	I	X	I
1913	-167	I	X	I	1913	369	I	X	I	1913	76	I	X	I
1914	-443	I	X	I	1914	415	I	X	I	1914	75	I	X	I
1915	173	I	X	I	1915	338	I	X	I	1915	79	I	X	I
1916	493	I	X	I	1916	302	I	X	I	1916	50	I	X	I
1917	-151	I	X	I	1917	569	I	X	I	1917	81	I	X	I
1918	6	I	X	I	1918	275	I	X	I	1918	38	I	X	I
1919	160	I	X	I	1919	393	I	X	I	1919	73	I	X	I
1920	304	I	X	I	1920	391	I	X	I	1920	71	I	X	I
1921	505	I	X	I	1921	335	I	X	I	1921	44	I	X	I
1922	-204	I	X	I	1922	448	I	X	I	1922	70	I	X	I
1923	191	I	X	I	1923	236	I	X	I	1923	62	I	X	I
1924	-239	I	X	I	1924	314	I	X	I	1924	57	I	X	I
1925	177	I	X	I	1925	398	I	X	I	1925	69	I	X	I
1926	-63	I	X	I	1926	469	I	X	I	1926	71	I	X	I
1927	196	I	X	I	1927	230	I	X	I	1927	64	I	X	I
1928	99	I	X	I	1928	349	I	X	I	1928	55	I	X	I
1929	-457	I	X	I	1929	325	I	X	I	1929	35	I	X	I
1930	42	I	X	I	1930	248	I	X	I	1930	73	I	X	I
1931	68	I	X	I	1931	290	I	X	I	1931	68	I	X	I
1932	73	I	X	I	1932	334	I	X	I	1932	58	I	X	I
1933	-361	I	X	I	1933	381	I	X	I	1933	77	I	X	I
1934	-40	I	X	I	1934	268	I	X	I	1934	73	I	X	I
1935	-221	I	X	I	1935	417	I	X	I	1935	75	I	X	I
1936	295	I	X	I	1936	231	I	X	I	1936	35	I	X	I
1937	-269	I	X	I	1937	407	I	X	I	1937	73	I	X	I
1938	103	I	X	I	1938	531	I	X	I	1938	85	I	X	I
1939	131	I	X	I	1939	237	I	X	I	1939	64	I	X	I
1940	-719	I	X	I	1940	485	I	X	I	1940	56	I	X	I
1941	-424	I	X	I	1941	410	I	X	I	1941	70	I	X	I
1942	-907	I	X	I	1942	554	I	X	I	1942	83	I	X	I
1943	-358	I	X	I	1943	341	I	X	I	1943	49	I	X	I
1944	368	I	X	I	1944	289	I	X	I	1944	46	I	X	I
1945	-461	I	X	I	1945	177	I	X	I	1945	26	I	X	I
1946	-339	I	X	I	1946	432	I	X	I	1946	57	I	X	I
1947	-566	I	X	I	1947	571	I	X	I	1947	82	I	X	I
1948	304	I	X	I	1948	384	I	X	I	1948	47	I	X	I
1949	171	I	X	I	1949	344	I	X	I	1949	73	I	X	I
1950	-278	I	X	I	1950	546	I	X	I	1950	74	I	X	I
1951	149	I	X	I	1951	215	I	X	I	1951	45	I	X	I
1952	56	I	X	I	1952	478	I	X	I	1952	41	I	X	I
1953	-12	I	X	I	1953	304	I	X	I	1953	61	I	X	I
1954	-415	I	X	I	1954	610	I	X	I	1954	75	I	X	I
1955	-155	I	X	I	1955	271	I	X	I	1955	63	I	X	I
1956	83	I	X	I	1956	472	I	X	I	1956	64	I	X	I
1957	-85	I	X	I	1957	517	I	X	I	1957	80	I	X	I
1958	31	I	X	I	1958	398	I	X	I	1958	61	I	X	I
1959	55	I	X	I	1959	210	I	X	I	1959	53	I	X	I
1960	-88	I	X	I	1960	475	I	X	I	1960	77	I	X	I
1961	-206	I	X	I	1961	395	I	X	I	1961	79	I	X	I
1962	115	I	X	I	1962	412	I	X	I	1962	61	I	X	I
1963	-595	I	X	I	1963	406	I	X	I	1963	80	I	X	I
1964	-465	I	X	I	1964	391	I	X	I	1964	60	I	X	I
1965	87	I	X	I	1965	194	I	X	I	1965	26	I	X	I
1966	-326	I	X	I	1966	474	I	X	I	1966	77	I	X	I
1967	-2	I	X	I	1967	410	I	X	I	1967	67	I	X	I
1968	-98	I	X	I	1968	576	I	X	I	1968	65	I	X	I
1969	-150	I	X	I	1969	392	I	X	I	1969	64	I	X	I
1970	-194	I	X	I	1970	281	I	X	I	1970	59	I	X	I

MITTELTEMPERATUR WIEN JULI

MITTELTEMPERATUR WIEN JULI

MITTELTEMPERATUR WIEN JULI

MITTELWERT			STREUUNG			AUTOKORRELATIONSKOEFFIZIENT R1								
JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN			JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN			JAHR	WERT	STANDARDISIERTE DATEN		
		-2	0	2			-2	0	2			-2	0	2
1872	2059		+		1872	303		+		1872	77		+	
1873	2194		+		1873	293		+		1873	63		+	
1874	2248		+		1874	217		+		1874	58		+	
1875	1998		+		1875	241		+		1875	52		+	
1876	2005		+		1876	253		+		1876	60		+	
1877	1930		+		1877	305		+		1877	43		+	
1878	1867		+		1878	283		+		1878	52		+	
1879	1751		+		1879	235		+		1879	52		+	
1880	2141		+		1880	239		+		1880	53		+	
1881	2133		+		1881	366		+		1881	53		+	
1882	2002		+		1882	364		+		1882	62		+	
1883	1944		+		1883	415		+		1883	77		+	
1884	2065		+		1884	375		+		1884	75		+	
1885	2043		+		1885	287		+		1885	63		+	
1886	1944		+		1886	316		+		1886	61		+	
1887	2224		+		1887	221		+		1887	45		+	
1888	1798		+		1888	239		+		1888	43		+	
1889	1956		+		1889	322		+		1889	65		+	
1890	1887		+		1890	296		+		1890	46		+	
1891	1872		+		1891	309		+		1891	58		+	
1892	1886		+		1892	236		+		1892	55		+	
1893	1953		+		1893	255		+		1893	63		+	
1894	2071		+		1894	266		+		1894	39		+	
1895	2060		+		1895	305		+		1895	56		+	
1896	1980		+		1896	284		+		1896	62		+	
1897	1940		+		1897	311		+		1897	53		+	
1898	1804		+		1898	269		+		1898	49		+	
1899	1952		+		1899	253		+		1899	64		+	
1900	2069		+		1900	394		+		1900	77		+	
1901	2095		+		1901	251		+		1901	66		+	
1902	1799		+		1902	252		+		1902	30		+	
1903	1861		+		1903	331		+		1903	64		+	
1904	2179		+		1904	204		+		1904	46		+	
1905	2110		+		1905	247		+		1905	72		+	
1906	1926		+		1906	250		+		1906	43		+	
1907	1766		+		1907	299		+		1907	48		+	
1908	1939		+		1908	239		+		1908	49		+	
1909	1778		+		1909	316		+		1909	70		+	
1910	1793		+		1910	280		+		1910	51		+	
1911	2122		+		1911	301		+		1911	74		+	
1912	1897		+		1912	197		+		1912	67		+	
1913	1632		+		1913	214		+		1913	45		+	
1914	1845		+		1914	292		+		1914	47		+	
1915	1851		+		1915	238		+		1915	43		+	
1916	1902		+		1916	276		+		1916	69		+	
1917	2085		+		1917	248		+		1917	69		+	
1918	1853		+		1918	321		+		1918	79		+	
1919	1707		+		1919	221		+		1919	51		+	
1920	1950		+		1920	292		+		1920	45		+	
1921	2084		+		1921	376		+		1921	79		+	
1922	1909		+		1922	339		+		1922	55		+	
1923	2079		+		1923	243		+		1923	64		+	
1924	1917		+		1924	228		+		1924	56		+	
1925	1931		+		1925	188		+		1925	72		+	
1926	1862		+		1926	278		+		1926	70		+	
1927	2008		+		1927	191		+		1927	56		+	
1928	2210		+		1928	268		+		1928	45		+	
1929	2027		+		1929	366		+		1929	75		+	
1930	1967		+		1930	288		+		1930	66		+	
1931	2044		+		1931	342		+		1931	54		+	
1932	2119		+		1932	276		+		1932	60		+	
1933	1987		+		1933	328		+		1933	56		+	
1934	2167		+		1934	242		+		1934	68		+	
1935	2025		+		1935	274		+		1935	42		+	
1936	2024		+		1936	282		+		1936	46		+	
1937	1965		+		1937	264		+		1937	62		+	
1938	1983		+		1938	286		+		1938	50		+	
1939	1969		+		1939	344		+		1939	52		+	
1940	1826		+		1940	248		+		1940	45		+	
1941	1853		+		1941	230		+		1941	56		+	
1942	1833		+		1942	254		+		1942	36		+	
1943	1924		+		1943	290		+		1943	64		+	
1944	1887		+		1944	216		+		1944	48		+	
1945	2112		+		1945	355		+		1945	76		+	
1946	2151		+		1946	309		+		1946	69		+	
1947	2173		+		1947	271		+		1947	64		+	
1948	1812		+		1948	401		+		1948	66		+	
1949	1970		+		1949	320		+		1949	64		+	
1950	2172		+		1950	325		+		1950	63		+	
1951	2022		+		1951	238		+		1951	49		+	
1952	2134		+		1952	314		+		1952	44		+	
1953	2133		+		1953	270		+		1953	28		+	
1954	1800		+		1954	309		+		1954	43		+	
1955	2001		+		1955	263		+		1955	76		+	
1956	2054		+		1956	218		+		1956	40		+	
1957	2087		+		1957	490		+		1957	73		+	
1958	2053		+		1958	324		+		1958	68		+	
1959	2069		+		1959	312		+		1959	79		+	
1960	1830		+		1960	297		+		1960	35		+	
1961	1880		+		1961	295		+		1961	46		+	
1962	1859		+		1962	346		+		1962	81		+	
1963	2167		+		1963	312		+		1963	74		+	
1964	2114		+		1964	361		+		1964	59		+	
1965	1874		+		1965	320		+		1965	55		+	
1966	1891		+		1966	232		+		1966	41		+	
1967	2180		+		1967	265		+		1967	72		+	
1968	1980		+		1968	439		+		1968	80		+	
1969	2052		+		1969	362		+		1969	74		+	
1970	1964		+		1970	407		+		1970	61		+	

EIN STATISTISCHER MODELLANSATZ ZUR REPRODUKTION KLIMATOLOGISCHER SCHWANKUNGEN

C.D. Schönwiese

Schule für Wehrgeophysik, Fürstenfeldbruck

ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Beitrag soll der Frage nachgegangen werden, ob es möglich ist, mit Hilfe statistischer Methoden zeitliche Schwankungen klimatologischer Reihen zu approximieren. Dabei wird von dem typischen Schwankungsverhalten ausgegangen, das spektrale Varianzanalysen von europäischen Lufttemperaturreihen im Periodenbereich $T > 1a$ erbracht haben. Die Superposition der in den Periodenbereichen dominanter Rhythmen numerisch gefilterten Werte ergibt eine Reproduktion, die mit den tatsächlich eingetretenen Jahresmittelwerten, bei Eliminierung des langperiodischen Trends ($T > 10a$), im Fall der Lufttemperaturreihe von Uppsala mit $r = + 0.82$ korreliert ist (Mutungsbereich $M_r \approx \pm 0.03$, Signifikanz $S_r > 99.99\%$ nach t-Test).

1 PROBLEMATIK

Meteorologische Größen, deren Zusammenwirken das Klima bestimmt, sind einem vielfältigen und zunächst verwirrenden Schwankungsverhalten un-

terworfen. Spektrale Analysen zeigen, daß im turbulenztypischen Periodenbereich eine quasigesetzmäßige Verteilung der Schwankungsanteile vorliegt, die sich im Bereich größerer Perioden verliert. Spektrale Varianzanalysen, d.h. statistische Abschätzungen der Verteilung der Zeitreihen-Varianz auf die Perioden, haben im Periodenbereich $T > 1a$ und im Fall europäischer Lufttemperaturreihen überraschend übersichtliche Ergebnisse erbracht; vergl. Schönwiese (1974). Aus diesen Ergebnissen sind in der Abb. 1 drei Typen von Varianzspektren gegenübergestellt, wobei die Verwendung übergreifender Zwölfmonatsmittel die Eliminierung des Jahresganges und die übliche Darstellung der mit der Frequenz f multiplizierten Varianzanteile $P(f)$ einen Abfall in Richtung größerer

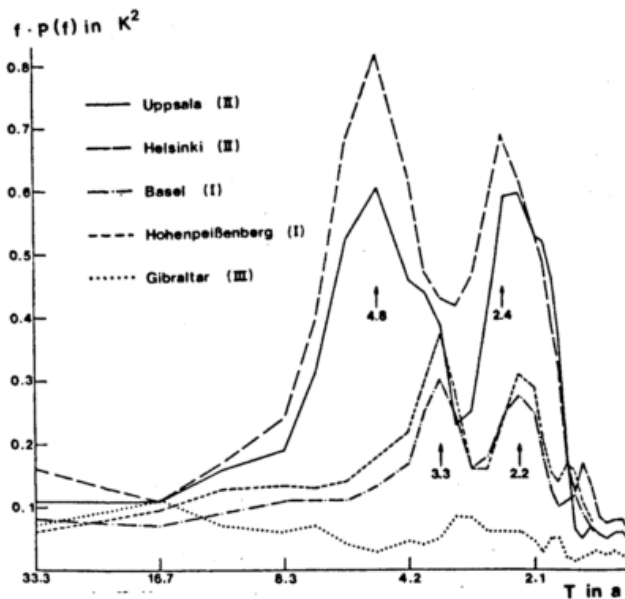


Abb. 1. Varianzspektren übergreifender Zwölfmonatsmittel der Lufttemperatur; Basel und Hohenpeißenberg 1781-1965, andere Reihen ca.1850-1965.

Perioden bedingt. Die Länge der Reihen ermöglicht spektrale Varianzabschätzungen bis $T \approx 30a$. Das inzwischen sehr verbreitete Rechenverfahren folgt Tukey (1949).

Die Varianzspektren von Basel, Hohenpeißenberg sowie München, Wien, Budapest und Sibiu (letztere nicht dargestellt) zeigen Varianzmaxima in den Periodenbereichen um 2.2 und 3.3 a (Typ I). Bei den Spektren von Uppsala und Helsinki liegen die erheblich höheren Varianzmaxima um 2.4 und 4.8a (Typ II). Dagegen weisen die Spektren von Gibraltar und Rom (nicht dargestellt) nur geringe Varianzmaxima auf (Typ III).

Ausgehend von solchen Ergebnissen soll nun die folgende Frage gestellt werden: Läßt sich das Schwankungsverhalten klimatologischer Zeitreihen, in diesem Fall der Lufttemperatur und für $T > 1a$, durch die Erfassung lediglich der dominanten Schwankungsanteile hinreichend gut reproduzieren? Dabei wären Erfassung und Reproduktion rein statistisch, da (außer Tages-, Jahresgang und Gezeitenwirkungen) deterministische Zusammenhänge nicht bekannt sind. Da diese Reproduktion eine Approximation der tatsächlich beobachteten Zeitreihe zum Ziel hat, kann von der Suche nach einem statistischen Modellansatz zur Reproduktion (Approximation) klimatologischer Schwankungen gesprochen werden.

2 METHODIK

Die Methodik eines solchen Modellansatzes soll im folgenden umfassen:

- Abschätzung der dominanten Schwankungsanteile der Zeitreihe. Dies erfolgt hier durch die bereits angesprochene spektrale Varianzanalyse nach Tukey (1949) u. a.
- Statistische Sicherung dieser

Schwankungsanteile.

Bei den hier betrachteten Beispielen europäischer Temperaturspektren kann für jeden "Typ" ein mittleres Spektrum errechnet und dazu nach dem χ^2 -Test, vergl. allgemein Sachs (1974) und speziell Mitchell (1966), der Vertrauensbereich VB abgeschätzt werden. Für die Spektren Basel, ... , Sibiu (Typ I) ergibt sich dabei, daß die 2.2a-Periodizität auf dem 90%-Niveau und die 3.3a-Periodizität auf dem 99.9%-Niveau signifikant ist. In der Abb. 2 sind das mittlere Temperaturspektrum P von Uppsala und Helsinki (Typ II), das zugehörige "weiße" Spektrum W (für ideale Gleichverteilung der Varianz, zeigt den bereits erwähnten Abfall in Richtung größerer Perioden und zum Jahresgang hin) sowie die Grenzen von Vertrauensbereichen dargestellt. Wie ersichtlich, ist die 2.4a-Periodizität auf dem 80%-Niveau und die 4.8a-Periodizität auf dem 99%-Niveau signifikant. Diese gegenüber den erstgenannten Spektren geringere Signifikanz ist eine Folge des weitaus geringeren Datenumfanges.

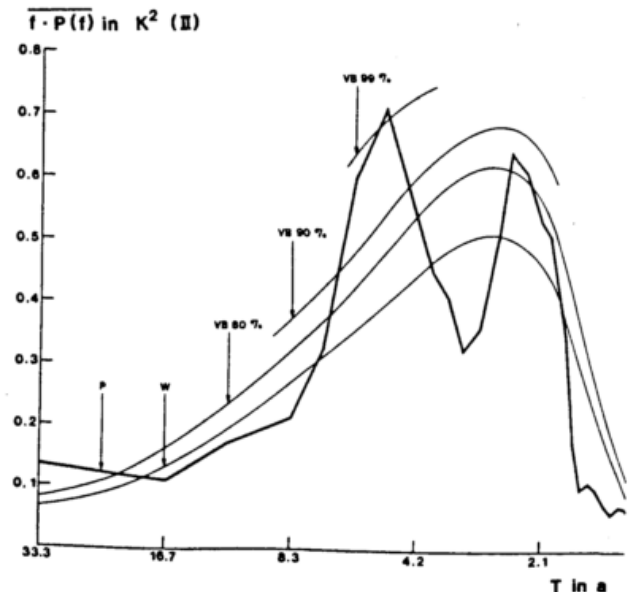


Abb. 2. Mittleres Varianzspektrum P der Temperaturreihen von Uppsala und Helsinki mit "weißem" Spektrum W und Vertrauensbereichen VB.

Der Modellansatz umfaßt weiterhin:

- Numerische Bandpaßfilterung der dominanten Schwankungsanteile; Rechenverfahren vergl. z.B. Brier (1961) und Schönwiese (1975).

Dabei kommt man bei den hier behandelten Reihen zu dem wichtigen Aussagen, daß die erfaßten Schwankungsanteile hinsichtlich der Periode so variieren, wie dies definitionsgemäß "Rhythmen" zukommt, und daß diese Rhythmen als quasistationär angesehen werden können; d.h. die Amplituden variieren ebenfalls, allerdings ohne daß der erfaßte Rhythmus ganz verschwindet; vergl. Schönwiese (1974).

Nun folgt die

- Superposition der erfaßten Schwankungsanteile.

Falls die jeweils durch numerische Bandpaßfilterung erhaltenen Werte als Abweichungen von einem als null definiertem Mittelwert errechnet sind, ist lediglich die Addition dieser gefilterten Werte notwendig. Die Filtertechnik bedingt, daß am Reihenanfang und -ende jeweils ein Stück der ursprünglichen Reihe verlorengeht.

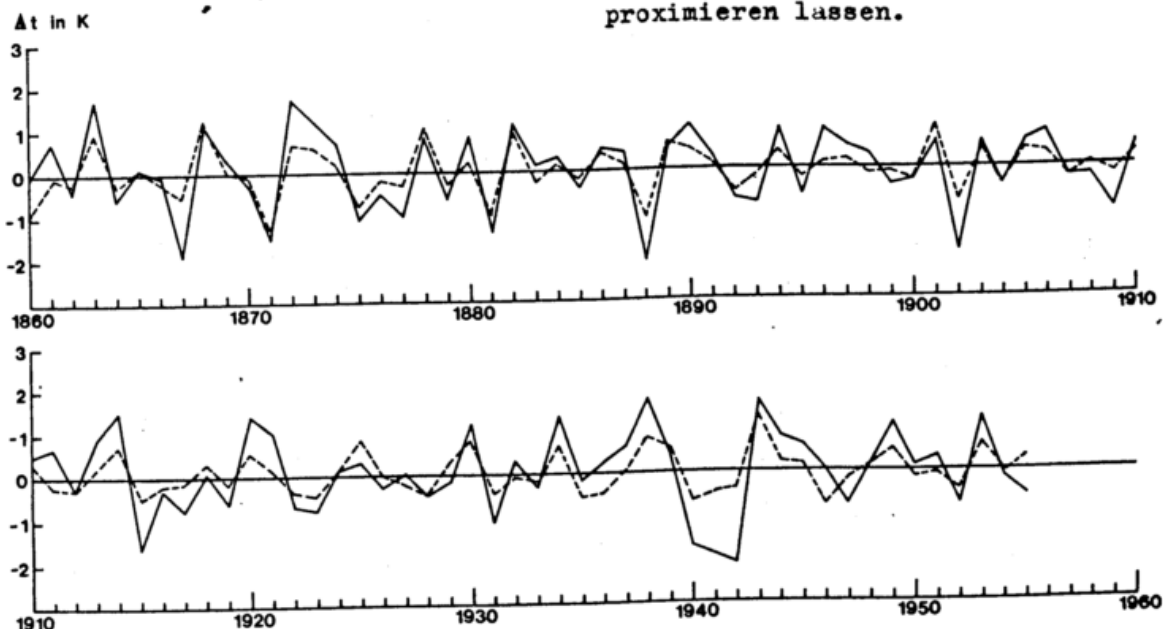


Abb. 3. Abweichungen der Jahresmittel der Lufttemperatur in Uppsala von übergreifenden Zehnjahresmitteln (ausgezogen) und durch Addition der numerisch gefilterten Schwankungsanteile in den Periodenbereichen um 2.4 und 4.8a erhaltene Reihe.

Für die Lufttemperaturreihe von Uppsala und den erhaltenen Zeitraum 1860-1955 ist in der Abb. 3 die durch Superposition der gefilterten Schwankungsanteile (hier lediglich der Periodenbereiche um 2.4 und 4.8a) erhaltene Reihe (gestrichelte Kurve) mit der Reihe der Abweichungen der Jahresmittel von den übergreifenden Zehnjahresmitteln (Eliminierung des langperiodischen Trends $T > 10a$) gegenübergestellt. Der Korrelationskoeffizient beträgt $r = + 0.82$, der zugehörige Mutungsbereich $M_r \approx \pm 0.03$; die Prüfgröße $\hat{t} = r\sqrt{n-2} / \sqrt{1-r^2}$ führt nach dem t-Test zu einer Signifikanzabschätzung von $S_r > 99.99\%$.

Zu nur wenig schlechteren Ergebnissen kommt man bei einer entsprechenden Bearbeitung der Lufttemperaturreihe von Helsinki, während die Reihen von Basel, ... , Sibiu (Typ I) sich durch das beschriebene Verfahren nur sehr grob in ihrem Schwankungsverhalten approximieren lassen.

Die Bestandsaufnahme klimatologischer Schwankungen ist noch längst nicht abgeschlossen. Nachdem die "Periodenforschung" früherer Jahrzehnte weitgehend versagt hat, weil sie entweder von falschen Voraussetzungen ausging (z.B. harmonischer Aufbau klimatologischer Schwankungen) oder methodisch-mathematisch nicht einwandfrei war, bietet sich die in jüngerer Zeit entwickelte statistische Methodik einschließlich der zugehörigen Prüfverfahren dazu an.

Die deterministischen Klimamodelle sind noch weit davon entfernt, das zeitliche Schwankungsverhalten des Klimas in allen Periodenbereichen wiederzugeben. Hier wird man noch geraume Zeit damit beschäftigt sein, das Klima in den drei Ortsdimensionen und die Rolle der Energetik aufzuschlüsseln. Ganz abgesehen davon können in der Zukunft zu entwickelnde vierdimensionale deterministische Klimamodelle so lange nicht verifiziert werden, so lange die Phänomenologie klimatologischer Schwankungen nicht hinreichend bekannt ist. (Von technischen Schwierigkeiten wie Stabilitätsproblemen dynamischer Modelle ist hierbei ganz abgesehen.)

Statistische Modellansätze zur Reproduktion (Approximation) klimatologischer Schwankungen sind, wie das vorliegende Beispiel zeigt, prinzipiell möglich. Wer dabei an Extrapolationen in die Zukunft denkt, wie das z.B. Dansgaard u.a. (1970) bei der spektralen Varianzanalyse einer aus dem

Sauerstoffisotopenverhältnis des Grönlandeises hergeleiteten 780-jährigen Temperaturreihe im Periodenbereich $50a < T < 250a$ (ohne Filterung) getan haben, muß bedenken, daß bei unbekanntem deterministischen Hintergrund eine Andauer rezenten Schwankungsverhaltens keinesfalls sicher ist. (Trotzdem sind, z.B. in der Geophysik, rein statistische Extrapolationsverfahren durchaus gängig und anerkannt.)

Da die Zeiten der nur beschreibenden Statistik längst vergangen sind und die analytische Statistik u.a. Verfahren zur Prüfung der "Überzufälligkeit" quantitativ erfaßbarer Vorgänge bereit hält, kann eine "statistische Klimatologie" auch bei der Suche nach deterministischen Zusammenhängen bedeutende Beiträge erbringen.

LITERATUR

- Brier, G.W.: Some statistical aspects of longterm fluctuations in solar and atmospheric phenomena. Ann. New York Ac. Sci. 95 (1951), p. 173 ff.
- Dansgaard, W.; et al.: Grönlands klima - for nuog 50 ae frem. Tidsskriftet Grönland 1970.
- Mitchell, J.M. (chairman): Climatic change. WMO Techn. Note 79 (1966).
- Sachs, L.: Angewandte Statistik. Berlin 1974.
- Schönwiese, C.D.: Schwankungsklimatologie im Frequenz- und Zeitbereich. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. München Nr. 24 (1974).
- : Bemerkungen zur numerischen Bandpaßfilterung von Zeitreihen unter besonderer Berücksichtigung meteorologischer Daten. Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. A 24 (1975), S. 311-320.
- Tukey, J.W.: The sampling theory of power spectrum estimates. Off. Nav. Res. Washington, NAVEXOS-P-735 (1949) p. 47 ff.

TELEKONNEKTIONEN DER NIEDERSCHLAGSSCHWANKUNGEN IN DEN TROPEN

Heribert Fleer

Meteorologisches Institut der Universität
5300 Bonn, Auf dem Hügel 20

ZUSAMMENFASSUNG

Mit den statistischen Methoden der Autokorrelations-, Varianzspektrum-, Kohärenz-, Phasen- und Amplitudenanalyse werden Monats-, Jahreszeiten- und Jahressummen des Niederschlages von 74 Stationen der Tropenzone zwischen 15°S und 15°N auf die räumliche und zeitliche Verteilung von Niederschlagsanomalien hin untersucht. Die numerische Bandpaßfilterung läßt erkennen, daß die in der spektralen Varianzanalyse auftretenden Maxima der Varianz, im Schwankungsbereich über einem Jahr, nicht auf eine oder einige Schwankungen sehr großer Amplitude zurückzuführen sind, sondern auf eine wellenartige Struktur der Zeitreihen. Die Kreuzspektrum- und Kohärenzanalyse zeigt, daß signifikante Fernbindungen in den monatlichen Niederschlagsanomalien der Tropen hauptsächlich im Wellenlängenbereich um 5 Jahre vorkommen. Die Niederschlagsanomalien der äquatorialen Trockenzone sind in diesem Schwankungsbereich mit denen in Indonesien und Indien gegenphasig, Indien und Sri Lanka in Phase, Afrika uneinheitlich und Südamerika gegenphasig korreliert.

1 EINLEITUNG

Die meisten langjährigen Klimaschwankungen haben den Charakter unperiodischer Schwingungen. Die extremen Schwankungen im Bereich des äquatorialen Pazifik und Atlantik zeigen jedoch ein rasches Umschalten zwischen zwei entgegengesetzten Zuständen, die jeweils quasistationär sein können. Das diese Zustände sich hinsichtlich der ozeanischen Verdunstung stark unterscheiden, erzeugen die begleitenden Änderungen im Wärmehaushalt weitreichende Telekonnektionen, die sich nach Bjerknes (1969) auf der ganzen Nordhalbkugel auswirken.

Aus Untersuchungen von Doberitz (1969) geht hervor, daß zwischen den Wassertemperatur-Anomalien im äquatorialen Atlantik und den Niederschlägen an der westafrikanischen Küste enge Zusammenhänge bestehen. Klimaschwankungen im Gebiet des Pazifik, das sich von den Galapagos Inseln bis über die Datums-grenze hinaus erstreckt, wurden von Doberitz, Flohn und Schütte (1967), sowie in den Arbeiten von Doberitz (1968), White und Walker (1973) und Allison et alii (1971) untersucht; ersterer fand auch eine negative Korrelation zwischen den Anomalien im Pazifik und denen im Atlantik (Doberitz, 1969). Dieses Ergebnis wurde von Caviedes (1973) bestätigt, der ein simultanes Auftreten der Dürren in Nordost-Brasilien und den El-Nino-Jahren an der

Küste von Peru und Ecuador fand. Flohn und Fleer (1975) können eine quasi 5-jährige Oszillation in den Niederschlägen über dem äquatorialen Pazifik und Indonesien nachweisen, die durch einen Phasensprung entlang der Nordostküste von Neu Guinea charakterisiert ist. Diese Diskontinuität stimmt in erster Näherung mit den Ergebnissen der monatlichen Luftdruckkorrelation der "Southern Oscillation" von Berlage (1966) und Troup (1965) überein.

2 BEOBACHTUNGSMATERIAL

Zur Analyse wurden 74 Zeitreihen von Monatssummen des Niederschlages aus der Tropenzone zwischen 15°S und 15°N ausgewählt. Alle Stationen umfassen, damit direkte Vergleichbarkeit gewährleistet ist, einen einheitlichen Beobachtungszeitraum von 66 Jahren (1905-1970). Lücken in den ausgewählten Reihen wurden in der Regel mit der Quotientenmethode durch Beobachtungen in der Nähe liegender Stationen aufgefüllt. Wenn dies nicht möglich war, wurden die klimatologischen Monatsmittelwerte eingesetzt.

3 ERHALTUNGSNEIGUNG DER ZEITREIHEN

Für alle Zeitreihen sind einheitlich Autokorrelationskoeffizienten bis zu einer maximalen Zeitverschiebung von 120 Monaten berechnet worden. Filtert man den Jahresgang durch Berech-

nung der Abweichungen von den 12 Monatsmitteln aus, sinkt der Autokorrelationskoeffizient im allgemeinen auf Werte unter 0.1 ab und der Funktionsverlauf zeigt mehr oder weniger Zufallscharakter (Abb. 1)

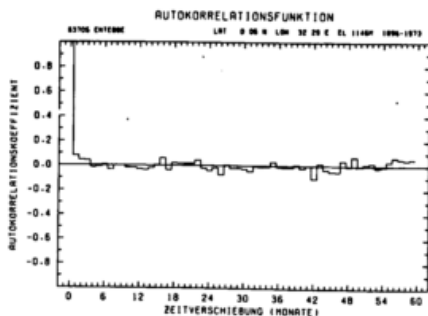


Abb.1 Autokorrelationsfunktion der monatlichen Niederschlagsanomalien von Entebbe

Die Erhaltungsneigung in den Zeitreihen des Niederschlages ist im wesentlichen durch den Jahresgang bedingt.

Abweichenden Funktionsverlauf der Autokorrelationsfunktion der Monatsanomalien zeigen die Stationen Fanning, Nauru (Abb.2) und Ocean Island im äquatorialen pazifischen Trockengebiet.

Für sie ist ein Wert über 0.5 für die lineare Abhängigkeit der direkt aufeinanderfolgenden Monatsanomalien und ein nur allmählicher Abfall der Koeffizienten charakteristisch. Die Erhaltungsneigung dieser Stationen ist im Gegensatz zu den übrigen nicht durch den Jahresgang sondern durch längere Wellen bedingt.

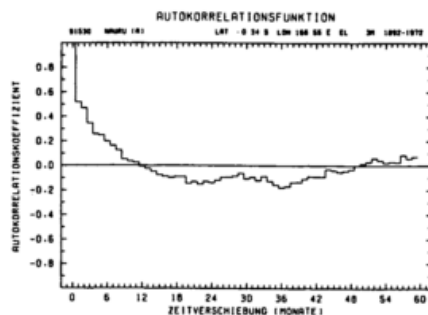


Abb.2 Autokorrelationsfunktion der monatlichen Niederschlagsanomalien von Nauru

4 OZILLATIONEN IN DEN ZEITREIHEN

Varianzspektren wurden nach dem von Blackman und Tukey (1958) angegebenen Verfahren für die Abweichungen vom Reihenmittel und zusätzlich für die von den 12 Monatsmitteln berechnet. Die Varianz jedes Frequenzintervalles (von 0,004 bis 0,5 Monat⁻¹) wurde auf die Gesamtvarianz, die das jeweilige Spektrum lieferte, normiert, um den prozentualen Anteil einzelner Frequenzbereiche am Gesamtspektrum zu ermitteln und um die Spektren verschiedener Stationen untereinander vergleichen zu können. Das relative weiße Nullkontinuum beträgt für alle Spektren 0,83 %; die 95%

Signifikanzgrenze liegt bei 1,46 % und die 99,9 % Signifikanzgrenze bei 2,29 % relativer Varianz.

An 16 Stationen treten "weiße" Spektren auf, d.h. nur der Jahres- und/oder Halbjahresgang ist signifikant; in keinem Frequenzbereich des Anomaliespektrums überschreitet die relative Varianz die Signifikanzgrenzen. Von den 16 Stationen befinden sich 5 in Afrika (Zinder, Douala, Wau, Mombasa und Djibouti), 6 in Indien und auf Sri Lanka (Minicoy, Cochin, Trivandrum, Pamban, Nuwara Eliya und Tricomalee), 3 in Indonesien (Kutaraja, Djakarta und Port Moresby), 1 in Nordaustralien (Darwin) und 1 in Südamerika (Cuyaba).

In 55 Fällen liegt ein gemischter Spektrumtyp vor, in dem neben einem signifikanten Jahres- und/oder Halbjahresgang zusätzlich signifikante langperiodische Bereiche auftreten, die das Anomaliespektrum in Richtung auf ein rotes Spektrum verzerren (Abb. 3)

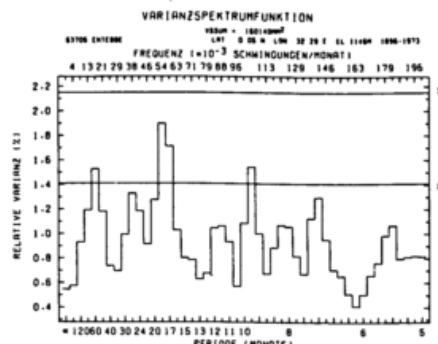


Abb.3 Normiertes Varianzspektrum der Monatsanomalien des Niederschlages von Entebbe

Nur an den 3 Stationen des äquatorialen Pazifik treten rote Spektren auf, in denen der Jahresgang gegenüber den dominierenden langperiodischen Schwankungen an Bedeutung verliert (Abb. 4)

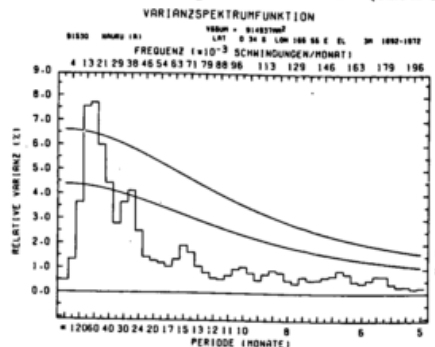


Abb.4 Normiertes Varianzspektrum der Monatsanomalien des Niederschlages von Nauru

Diese Stationen zeigen maximale 99,9 % signifikante Varianzbeiträge im Periodenintervall um 5 Jahre. Ein zweites Maximum, das die 95 %-Signifikanzschranke überschreitet, liegt im Schwankungsbereich der "Quasi-Biennial Oscillation" (QBO) von 27 Monaten.

Die numerische Bandpaßfilterung nach

Blackman und Tukey (1958) und Goodman (1960) zeigt, daß die in der spektralen Varianzanalyse auftretenden Maxima der Varianz durchaus auf eine wellenartige Struktur der Zeitreihe in diesem Schwankungsbereich zurückzuführen sind. Die Schwingungen lassen sich jedoch nicht prognostisch verwerten, da die Amplitude und Phase schwankt und auch Phasensprünge auftreten. Im Falle der pazifischen äquatorialen Inselstationen (Abb.5) liegt z.B. die Amplitude der 27-monatigen Oszillation (QBO) deutlich über der des Jahresganges.

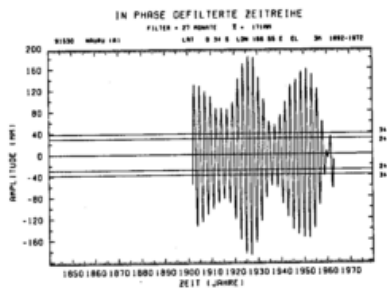


Abb.5 Mit einem Bandpaßfilter gefilterte Zeitreihe der Monatssummen des Niederschlages von Nauru

In Entebbe (Abb.6) beträgt die Amplitude der 27-monatigen Schwankung zwar nur noch 25 % der Jahresamplitude, als Schwingung ist sie aber auch hier deutlich vorhanden.

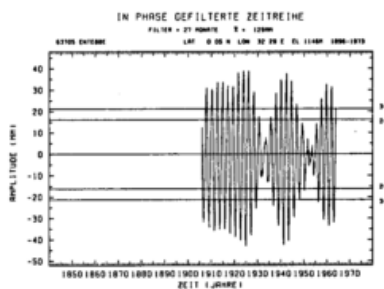


Abb.6 Mit einem Bandpaßfilter gefilterte Zeitreihe der Monatssummen des Niederschlages von Entebbe

Die Amplitude der quasi 5-jährigen Oszillation übertrifft an allen Stationen die der 27-monatigen

5 KREUZSPEKTRUM- UND KOHÄRENZANALYSE

Die Kreuzspektrumanalyse ergab, daß Zusammenhänge im Wellenlängenbereich von 5 Jahren bei den tropischen Niederschlägen am häufigsten auftreten. Wellenlängen zwischen 25 und 30 Monaten sind auch vorhanden, spielen aber nur eine untergeordnete Rolle.

Die Abbildungen 7 und 8 geben die regionale Verteilung der Kohärenz (frequenzabhängiger Korrelationskoeffizient) der 5-jährigen Welle mit Nauru als Basisstation wieder. Da die Kohärenz eine quadratische Größe ist, kann sie nur positive Werte annehmen. Das Vorzeichen des Kospektrums gibt aber an, ob sich die Schwingung in beiden Zeitreihen in Phase (+) oder gegen-

phasig (-) verhält. Diese Information wurde in die Abbildungen 7 und 8 mit aufgenommen.

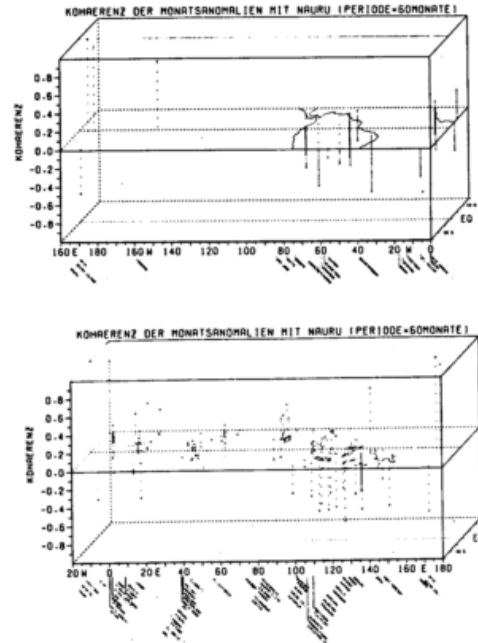


Abb. 7 und 8 Regionale Verteilung der Kohärenz der 5-jährigen Oszillation mit Nauru als Basisstation. Positives Vorzeichen bedeutet Schwingung in Phase, negatives nicht in Phase

Interessant ist, daß sich die positive Korrelation mit Nauru bis Manila in 121°E , 14°N fortsetzt. Indonesien ist gegenphasig mit der Station im äquatorialen Pazifik korreliert, während sich die indischen Stationen in Phase, die des Indischen Ozean dagegen wieder gegenphasig verhalten. Die afrikanischen Stationen zeigen ein uneinheitliches Bild. Dagegen sind alle Stationen in Südamerika gegenphasig im Schwankungsbereich von 5 Jahren mit Nauru korreliert.

Ursache für diese Niederschlagschwankungen und die Phasenumkehr in den verschiedenen Gebieten der Tropen könnte eine zeitabhängige zonale Zirkulation sein, wie sie von Walker (1923) und später von Berlage (1960,1966) vertreten wurde. In wie weit diese Niederschlagschwankungen mit der sogenannten "Walker Zirkulation" (Bjerknes, 1969; Flohn, 1971), die weitgehend auf den in zonaler Richtung vorhandenen Temperaturgegensätzen längs der Äquatorzone beruht, in Wechselwirkung stehen, ist mit erweitertem Beobachtungsmaterial in Bearbeitung.

6 LITERATUR

- ALLISON, L.J. et alii, 1971: Air-Sea Interaction in the tropical Pacific Ocean. Goddard Space Flight Center, Report X-651-71-191.
- BERLAGE, H.P. and DEBOER, H.J., 1960: On the Southern Oscillation, its way of operation and how it affects pressure patterns in the higher latitudes. *Geophysica pura e applicata*, Vol. 46, 329-351.
- BERLAGE, H.P., 1966: The Southern Oscillation and worldweather. *Med. Verh. Kon. Ned. Met. Inst.* 88.
- BLACKMAN, R.B. and TUKEY, J.W., 1958: The measurement of power spectra. New York.
- BJERKNES, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 163-172.
- CAVIEDES, C.N., 1973: Lecas and El Nino: two simultaneous climatological hazards in South America. *Proc. Assoc. Amer. Geographers*, 5, 44-49.
- DOBERITZ, R., H. FLOHN and K. SCHÜTTE, 1967: Statistical Investigations of the climatic anomalies of the equatorial Pacific. *Bonner Meteor. Abhandl.*, 7.
- DOBERITZ, R., 1968: Kohärenzanalyse von Niederschlag und Wassertemperatur im tropischen Pazifischen Ozean. *Ber. Dt. Wetterdienst*, 112 und *Bonner Meteor. Abhandl.*, 8.
- DOBERITZ, R., 1969: Cross spectrum and filter analysis of monthly rainfall and wind data in the tropical Atlantic region. *Bonner Meteor. Abhandl.*, 11.
- FLOHN, H., 1971: Tropical Circulation Patterns. *Bonner Meteor. Abhandl.*, 15.
- FLOHN, H. and FLEER, H., 1975: Climatic Teleconnections with the Equatorial Pacific and the Role of Ocean/Atmosphere Coupling. *Atmosphere*, Vol. 13, 96-109.
- GOODMAN, N.R., 1960: Measuring Amplitude and Phase. *Journal of the Franklin Inst.*, Vol. 270, No. 6.
- TROUP, A.J., 1965: The Southern Oscillation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 91, 490-506.
- WALKER, G.T., 1924: Correlation in seasonal variations of weather VIII; IX. *Mem. India Meteor. Dept.* 24, 75-131, 275-332.
- WHITE, W.D. and WALKER, A.E., 1973: Meridional Atmospheric Teleconnections over the North Pacific from 1950 to 1972. *Mon. Wea. Rev.*, 101, 817-822.

DER TEMPERATURTREND DER FREIEN ATMOSPHÄRE 500/1000 mbar AUF DER NORDHALBKUGEL
DER LETZTEN 2 JAHRE IM VERGLEICH ZUM ZEITRAUM 1949 - 1974

H. Dronia

Wetteramt Hannover

Zusammenfassung

Änderungen der relativen Topographie 500/1000 mbar sind ein Maß für proportionale Temperaturänderungen dieser Schicht. Hiernach läßt sich mit Hilfe von Netzkpunktwerten, die eine Fläche von anfangs 55, später (ab 1967) 75 % der Nordhemisphäre überdecken, ein mehrjähriger Temperaturtrend in der Atmosphäre unterhalb von 500 mbar seit 1949 berechnen.

Die Temperaturmittel der letzten beiden Jahre (1975 und 1976), die noch nicht veröffentlicht sind, werden in Beziehung gesetzt zu dem 15jährigen Mittel 1949 bis 1973 mit der kleineren Fläche (55 %) und zu dem 10jährigen Mittel 1967 bis 1976 mit der größeren Fläche (75 %). Daraus läßt sich zeigen, daß der seit den 50er Jahren anhaltende Abwärtstrend der quasi-hemisphärischen Temperatur von 1972 - 1974 erstmalig einen Aufwärtstrend zeigte.

Die Werte der freien Atmosphäre zeigen, zumindest in den letzten 15 Jahren, ein besseres Bild weltweiter Temperaturänderungen als Daten vom Boden, da diese Verfälschungen durch Stadteinflüsse enthalten.

Anhand von 4 bis 5 Abbildungen werden auch die unterschiedlichen Änderungen in den verschiedenen Breiten gezeigt.

VERTIKALER EDDY-DREHIMPULSTRANSPORT
IN DER NORDHEMISPHERE

Jörg M. Hacker

Meteorologisches Institut der Universität
53 Bonn, Auf dem Hügel 20

Um Klimamodelle quantitativ mit der wahren Atmosphäre vergleichen zu können, ist es notwendig, die Variablen, die vom Modell berechnet werden, in der Atmosphäre möglichst genau zu kennen. Von besonderer Wichtigkeit sind dabei die horizontalen und vertikalen Flüsse von Transportgrößen, weil deren Divergenzen die atmosphärischen Haushalte festlegen. Es ist aber nicht möglich, einige der wichtigsten Vertikaltransporte aus synoptischen Beobachtungen direkt zu bestimmen, da zu viele verschiedene Skalen zu den Transporten in verschiedenen Richtungen beitragen. Einer dieser Transporte ist der Vertikaltransport von Drehimpuls durch Eddies.

Dieser Transport wurde als Residuum aus der zeitlich und zonal gemittelten Bilanzgleichung für den relativen zonalen Drehimpuls in ähnlicher Weise wie von Hantel und Hacker (1977) berechnet.

Um möglichst detaillierte Aussagen über diesen Transport zu erhalten, wurde die Atmosphäre von 15°S bis 90°N in 300 massengleiche Breitenkreise (*Boxen*) unterteilt, 30 Boxen in meridionaler und 10 Boxen in vertikaler Richtung.

Die zeitlich und zonal gemittelte stationäre Erhaltungsgleichung für den relativen zonalen Drehimpuls in Druckkoordinaten lautet:

$$\frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial p} \cos^2\phi [\overline{vu}] + \frac{\partial}{\partial p} \{ \cos\phi [\overline{wu}] + \frac{fg}{2\pi} \Psi_m \} = 0$$

Die Symbole haben ihre in der Meteorologie übliche Bedeutung. Der meteorologisch insignifikante Hin- und Hertransport von Erddrehimpuls durch die Massenzirkulation wurde mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung auf den Netto-Transport reduziert und durch Darstellung der meridionalen Geschwindigkeit $[\overline{v}]$ über die Massenstromfunktion Ψ_m nach Oort und Rasmusson (1970) in den vertikalen Divergenzterm miteinbezogen. Ψ_m kann damit als virtueller vertikaler Drehimpulstransport interpretiert werden.

Integriert man die Erhaltungsgleichung über die Masse einer Box, erhält man die Bilanzgleichung (N,S,U,O bedeuten Nord-, Süd-, Unter- und Obergrenze der Box):

$$(V_N - V_S) + (W_U - W_O) + (PSI_U - PSI_O) = 0$$

wobei

$$V = 2\pi a^2 \int_{PO}^{PU} [\overline{vu}] \cos^2\phi dp g^{-1}$$

$$W = \frac{2\pi a^3}{g} \int_{\phi_S}^{\phi_N} [\overline{wu}] \cos^2\phi d\phi$$

$$PSI = a^2 \int_{\phi_S}^{\phi_N} f \Psi_m \cos\phi d\phi$$

Die Horizontal- und Vertikaltransporte (V bzw. W) werden in die Anteile der mittleren Zirkulation (V^C, W^C) und die der Eddies (V^E, W^E) aufgespalten.

In der Bilanzgleichung sind alle Transporte außer dem Vertikaltransport durch Eddies (W^E) durch synoptische Beobachtungen bestimmbar. Durch zusätzliche Einbeziehung der Drehmomente an der Untergrenze der Atmosphäre aus Daten, dem Reibungs- (TL) und dem Gebirgsdrehmoment (TM), wird das Gleichungssystem für die Berechnung der vertikalen Eddy-Transporte einer atmosphärischen Säule überbestimmt und kann nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen werden. Aus der Ausgleichsrechnung erhält man zusätzlich eine Größe, die Imbalance (IMB), die als Maß für die Fehler der Eingangsgrößen und die des berechneten Residuums betrachtet werden kann.

Als Eingangsgrößen für die Atmosphäre wurden die Daten von Oort und Rasmusson (1971) in erweiterter Form benutzt, für das Reibungsdrehmoment die Daten von Hellerman (1967/68) und für das Gebirgsdrehmoment die Daten von Oort und Bowman (1974). Die Daten für die Drehmomente an der Untergrenze der Atmosphäre TL und TM sind damit streng unabhängig von den atmosphärischen Transporten.

Abb.1 zeigt den als Residuum berechneten vertikalen Drehimpulstransport durch Eddies aller Skalen für das Jahresmittel und die Jahreszeiten.

Die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit sind:

- Der vertikale Drehimpulstransport durch Eddies (W^E) hat die gleiche Größenordnung wie der Netto-Vertikaltransport von Erddrehimpuls durch die mittlere meridionale Massenzirkulation (PSI), und die grundlegende Balance

scheint zwischen diesen beiden Transporten zu bestehen.

- W^E ist in den Tropen im Sommer der jeweiligen Hemisphäre aufwärts, im Winter abwärts gerichtet. Der Aufwärtstransport hängt vermutlich mit der Lage der innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) zusammen.
- In der Umgebung von $30^\circ N$ ist der Transport in allen Jahreszeiten (außer im Herbst) in der gesamten Atmosphäre nach oben gerichtet, mit einem ausgeprägten Maximum im Sommer.
- Die Imbalance der einzelnen Boxen, die von den Fehlern der Eingangsgrößen und von nicht explizit in der Bilanz betrachteten Termen herührt (Speicherung, jahreszeitliche Massendrift, Dicke der Atmosphäre, Elliptizität der Erde, Wasserdampfterm), ist immer mindestens eine Größenordnung kleiner als die berechneten vertikalen Eddy-Transporte.
- Weil W^E in den einzelnen Jahreszeiten große Werte mit entgegengesetzten Vorzeichen annimmt, ist das Jahresmittel von W^E nicht repräsentativ.
- Es war nicht möglich, W^E in seine synoptischen und sub-synoptischen Anteile aufzuspalten, da zu W^E sehr verschiedene Mechanismen in der Atmosphäre beitragen: die Konvektion auf allen Skalen, barokline Wellenvorgänge und interne Schwerewellen. Welcher Mechanismus dominiert, ist noch weitgehend ungeklärt.

Eine ausführliche Darstellung wird von Hacker (1977) gegeben.

Ein Teil dieser Arbeit wurde aus Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Ha 839/3) gefördert.

Literatur:

- Hacker, J.M., 1977 : Vertikaler Drehimpulstransport durch Eddies über der Nordhalbkugel. *Diplomarbeit*, Universität Bonn.
- Hantel, M. und J.M. Hacker, 1977 : Vertical eddy flux of heat and momentum on a planetary scale. *Beitr. Phys. Atm.*, im Druck.
- Hellerman, S., 1967/68 : An updated estimate of the wind stress on the world ocean. *Mon. Wea. Rev.*, 95, 607-626; korrigierte Tabellen in *Mon. Wea. Rev.*, 96, 63-74.
- Oort, A.H. und H.D. Bowman II, 1974 : A study of the mountain torque and its innerannual variations in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1974-1982.
- Oort, A.H. und E.M. Rasmusson, 1970 : On the annual variation of the monthly mean meridional circulation. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 423-442.
- Oort, A.H. und E.M. Rasmusson, 1971 : *Atmospheric Circulation Statistics*. NOAA Prof. Pap. 5, U.S. Dept. of Commerce, Washington, D.C. 323pp.

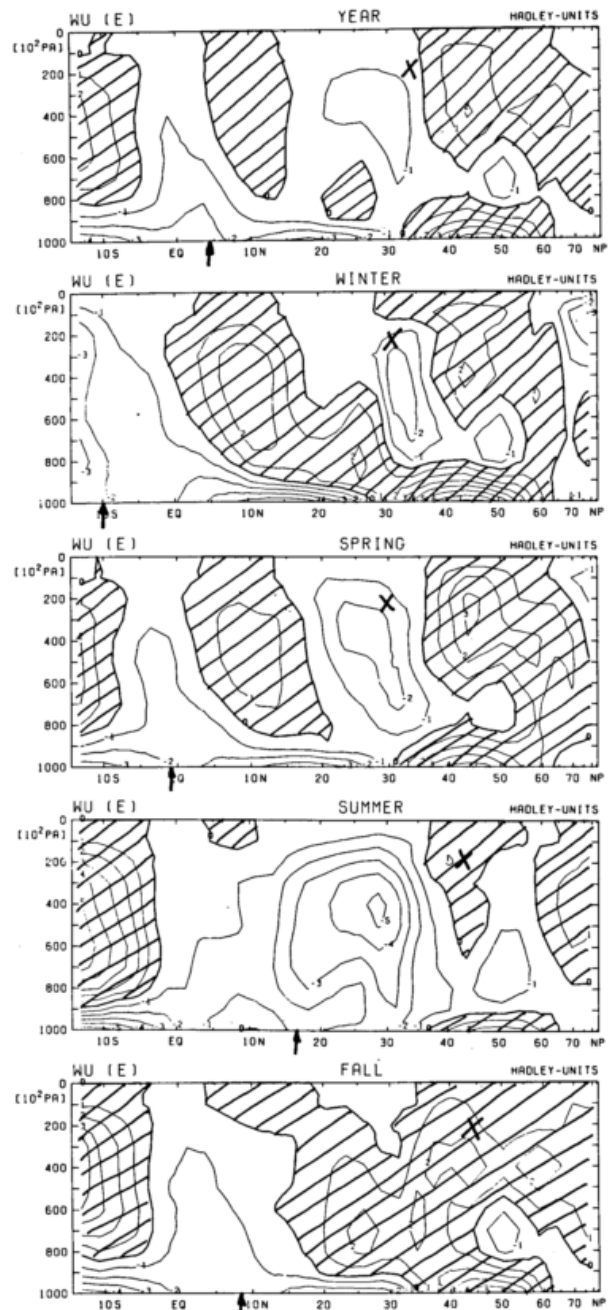


Abb. 1: Vertikaltransport von relativem zonalem Drehimpuls durch Eddies aller Skalen in Hadley-Einheiten ($1HU=10^{18}J$). Von oben nach unten: Jahresmittel, Winter, Frühjahr, Sommer, Herbst. Positive Werte bedeuten Abwärtstransport (schraffiert). An der Untergrenze der Atmosphäre wurde die Summe aus dem Reibungsdrehmoment nach Hellermann (1967/68) und dem Gebirgsdrehmoment nach Oort und Bowman (1974) eingestzt. Pfeile an der Unterseite der Bilder markieren die ungefähre Lage der ITCZ, Kreuze in den Bildern die Lage des Westwindmaximums in der Troposphäre. Zur Umrechnung der Transporte in Flüsse dividiere man die Werte durch die horizontale Begrenzungsfläche einer Box, $1.06 \times 10^{13} m^2$.

STAND DER HYDROMETEOROLOGIE

H.J. Liebscher

Bundesanstalt für Gewässerkunde

Kurzfassung:

Nach einigen Anmerkungen zum Begriff Hydrometeorologie wird eine Übersicht über die wichtigsten in der Internationalen Hydrologischen Dekade (IHD) geförderten Forschungsvorhaben auf dem Gebiet der Hydrometeorologie gegeben. Anschließend wird auf die Anforderungen, Wünsche und Erwartungen der Hydrologie und der Wasserwirtschaft an die Hydrometeorologie eingegangen und gezeigt, wo und in welchen Bereichen Forschungen intensiviert werden sollten.

1 EINFÜHRUNG

In der Definition des Begriffes "Hydrometeorologie" besteht heute noch keine Einigkeit. In den einzelnen Ländern wird dabei Verschiedenes verstanden. Das Spektrum der Definitionen reicht von der umfassenden Version, die die Hydrometeorologie als Zusammenfassung der beiden benachbarten Wissenschaften Meteorologie und Hydrologie auffaßt, bis zu der begrenzten Version, die die Hydrometeorologie als die Wissenschaft in der Atmosphäre befindlichen Hydrometeore versteht. In dem von der UNESCO und WMO herausgegebenen "International Glossary of Hydrology" (UNESCO-WMO 1970) werden aus verschiedenen Quellen für die Hydrometeorologie folgende drei Definitionen wiedergegeben: Einmal wird es als das Gebiet der Meteorologie, das Beziehungen zur Hydrologie hat, aufgefaßt (WMO 1966). Zum anderen wird Hydrometeorologie als die Wissenschaft der Prozesse des Wasserkreislaufes definiert, die in der Atmosphäre und auf der Erdoberfläche stattfinden, wobei der Schwerpunkt auf den Wechselbeziehungen liegt (WMO 1970). Eine dritte Definition versteht unter Hydrometeorologie die Hydrologie plus Meteorologie, wobei der Schwerpunkt bei der Untersuchung der hydrologischen Erscheinungen liegt, die sich an der Grenze zwischen Hydrologie und Meteorologie abspielen, wie die Wechselbeziehungen zwischen Atmosphäre und Land von Niederschlag, Verdunstung, etc., mit dem Schwerpunkt auf dem Feuchteaustausch zwischen der fest-gasförmigen oder feucht-gasförmigen Phase (Yevjevich 1966). Nach DIN 4049 (Fachnormenausschuß Wasserwesen 1954) wird Hydrometeorologie als die Lehre von den Erscheinungen des Wassers der Lufthülle in ihren Wechselbeziehungen mit der Erdkruste verstanden. In diesem Sinne soll hier auch das Gebiet der Hydrometeorologie aufgefaßt werden. Dabei liegt der Schwerpunkt der Betrachtung aus der Sicht des Hydrologen bei dem Niederschlag und der Verdunstung.

2 INTERNATIONALE HYDROLOGISCHE DEKADE

Da die Hydrologie in aller Welt viele Jahre stark vernachlässigt wurde, hat die UNESCO im Jahre 1965 im 10-Jahresprogramm die Internationale Hydrologische Dekade (IHD) initiiert, das weltweit versuchte, die Hydrologie zu fördern (Friedrich 1964). Die Schwerpunkte waren dabei regional unterschiedlich verteilt. In den weniger entwickelten Ländern galt es Beobachtungsnetze aufzubauen oder zu erweitern. In den hochentwickelten Ländern wurde die Forschung und der Informationsaustausch gefördert. In der Bundesrepublik Deutschland wurde für die Durchführung dieses Programmes bei der Deutschen For-

schungsgemeinschaft ein besonderes Schwerpunktprogramm eingerichtet. In diesem Rahmen wurden unter anderem auch hydrometeorologische Forschungsvorhaben unterstützt. Über die wichtigsten Vorhaben soll nachfolgend ein Überblick gegeben werden (Deutsche Forschungsgemeinschaft 1974), (Nationakomitee für Geodäsie und Geophysik der Bundesrepublik Deutschland 1975).

2.1 Vorhaben allgemeiner Art

Mit der Herausgabe des Jahrbuches der Bundesrepublik Deutschland für die Internationale Hydrologische Dekade (Kutschke 1967) für die Kalenderjahre 1965-1974 wurde der Zweck verfolgt, in einem handlichen Band einen möglichst vollständigen Überblick über das gesamte hydrologische Geschehen des betreffenden Jahres im Gebiet der Bundesrepublik Deutschland zu geben. Dieses Jahrbuch ergänzt somit das "Deutsche Gewässerkundliche Jahrbuch", das als amtliche gewässerkundliche Statistik auf den praktischen Gebrauch für wasserwirtschaftliche Zwecke abgestellt ist. Neu ist an ihm, daß hier versucht wurde, die quantitativen und die qualitativen Meßwerte möglichst vollständig zusammenzustellen. Im Dekade-Jahrbuch sind für rund 200 Stationen Wasserstand, Abfluß, Niederschlag, Lufttemperatur, Luftfeuchte, Grundwasserstand, Bodenfeuchte, Versickerung, Verdunstung, Wassertemperatur, Schwebstoffgehalt, Lösungsgehalt, Radioaktivität sowie - ab Dekade-Jahrbuch 1970 auch in natürlichen und künstlichen Seen - chemische und biologische Meßwerte erfaßt. Eine meteorologisch-hydrologische Jahresübersicht rundet den Inhalt ab.

Im Zusammenhang mit dem Dekade-Jahrbuch mußten nicht nur neue Stationen eingerichtet werden, sondern es wurden auch eingehende Untersuchungen zur Repräsentanz der Werte durchgeführt. Dies galt vornehmlich für den Niederschlag, die Verdunstung und den Gang des Grundwasserstandes.

Sodann war es erforderlich, die Einzelwerte an bestimmten Standorten im großräumigen Zusammenhang zu zeigen. Das Ergebnis ist ein "Hydrologischer Atlas der Bundesrepublik Deutschland", der auf der Basis des Zeitraumes 1931-1960 mit ca. 65 Karten die hydrologischen Erscheinungen in z.T. neu entwickelter Methodik darstellt (Keller 1975). Die Arbeiten werden als Kartenwerk etwa 1977 abgeschlossen und mit textlichen Erläuterungen veröffentlicht. Diese kartenmäßige Darstellung hydrologischer Erscheinungen ist ein entscheidender Schritt in der Datenaufbereitung und wissenschaftlichen Interpretation zur Klärung wasserwirtschaftliche Probleme. Die Einzelmessung

wird aus ihrer örtlichen Bindung gelöst; die hydrologischen Prozesse werden in Raum und Zeit faßbar.

Für dieses Kartenwerk werden u.a. zahlreiche hydrometeorologische Karten erarbeitet. Neben mittleren Niederschlagshöhen für das Jahr und die hydrologischen Halbjahre sind Karten für das mittlere Verhältnis von Sommer- zu Winterniederschlag, den mittleren Anteil der Schneemenge am Gesamtniederschlag, die mittlere jährliche Zahl der Tage mit einer Schneedecke von mindestens 10 cm Höhe und die Differenz der Mittelwerte des Niederschlags der Jahresreihen 1891-1930 und 1931-1960 enthalten. Außerdem werden Karten für 72-stündliche Niederschlagshöhen gebracht, die im Durchschnitt jährlich einmal und alle 10 Jahre erreicht oder überschritten werden. Einige Karten werden Trockenperioden gewidmet, wobei die mittlere jährliche Anzahl, Dauer Intensität und jahreszeitliche Verteilung dargestellt werden. Das Thema Verdunstung wird ebenfalls in verschiedenen Karten behandelt, wobei die Verdunstung nach verschiedenen Verfahren wie Wasserhaushaltsverfahren, nach Penman oder Albrecht, berechnet und gegenübergestellt wird.

Als besonderer Erfolg der räumlichen Erfassung und Darstellung hydrologischer Parameter sollen die Arbeiten zur hydrologischen Bilanz der Erde sowie speziell von Europa angeführt werden (Baumgartner und Reichel 1974). Es gelang, in 54 Karten Niederschlag, Abfluß und Verdunstung getrennt für Kontinente, Meere, Polargebiete und die ganze Erde zu erfassen. Die rechnerische Auswertung schloß mit der minimalen Ungenauigkeit von 1,4 % der Niederschlags- und Verdunstungsmenge der ganzen Erde ab.

Die Frage der Wasserbilanz der ganzen Erde wurde parallel hierzu in einem weiteren Unternehmen aufgegriffen, das die gesamte Energiebilanz enthält (Deutsche Forschungsgemeinschaft 1974); dabei ist der Berechnungssatz nach Albrecht den Verfahren nach Penman und Budyko gegenübergestellt (Henning 1970).

Diese aus klimatologischen Daten gewonnenen Ergebnisse für die mittlere Verdunstung der Landflächen sowie die damit zusammenhängenden Klima-Parameter in Monats- und Jahreskarten werden in Kürze veröffentlicht. Die Weltwasserbilanz wurde in den letzten Jahren außerdem eingehend in den UdSSR behandelt. Hier erschien im Jahre 1974 ein sehr detailliertes Kartenwerk (Korzun u.a. 1974). Die in diesem Werk enthaltenen Werte liegen für alle Größen erheblich über den bisher ermittelten Werten (Tab. 1). Dies ist wohl vor allem darauf zurückzuführen, daß die den Berechnungen zugrundeliegenden Niederschlagswerte von den Autoren kräftig erhöht wurden.

2.2 Untersuchungen über die Wasserbilanz

Schon mit vorgenannten Untersuchungen ist der Themenbereich der Wasserbilanz angesprochen. Mit den Arbeiten im Zusammenhang mit dem hydrologischen Atlas erfolgte eine Neuberechnung der Wasserbilanz der Bundesrepublik Deutschland. Die von verschiedenen Autoren (Keller 1971, Brechtel 1971, Liebscher 1976) für die Jahresreihe 1931-1960 ermittelte Wasserbilanz ist in Tab. 2 dargestellt.

Zahlreiche weitere Forschungsvorhaben haben sich der Wasserbilanz gewidmet. Hierzu wurden Studien in sehr unterschiedlichen Landschaftstypen in der Bundesrepublik Deutschland durchgeführt (Deutsche Forschungsgemeinschaft 1974). Sowohl mit experimenteller wie auch mit mathematisch-statistischen Verfahren wurden die in die Bilanz eingehenden Variablen mit dem Ziel der Erfassung des nutzbaren Wasserdargebots und der Analyse der Variabilität der Einzelkomponenten untersucht. Außerdem wurden methodische und meßtechnische Verfeinerungen der Datenerhebung angestrebt, die Auswertung verbessert und die Repräsentanz der Aussagen geprüft.

Schwierigkeiten bestehen auch heute noch in der Aufstellung von Wasserbilanzen für kurze Zeiträume, wie z.B. einzelne Jahre, Monate oder Tage. Hier sind einige erfolgversprechende Ansätze vorhanden. So gelang es, z.B. ein mathematisches Modell zu erarbeiten, das für kleine Einzugsgebiete in Mittelgebirgslagen tägliche Wasserbilanzen berechnet. Die Anwendung dieses Verfahrens auf größere Einzugsgebiete wird zur Zeit untersucht.

Neben der hydrologischen Bilanzierung in speziellen Untersuchungs-

Tab. 1: Wasserbilanz der Erde (mm) nach Werten verschiedener Autoren (aus: Korzun, V.J. et al.: Mirovoj vodnyj balans i vodnye resursy zemli. Gidrometeoizdat, Leningrad 1974)

Autoren	Jahr	Festland			Ozean		Erde P=E
		P	E	Q	P	E	
Black	1864, 1881	—	—	—	1019	—	—
Reclus	1883	—	—	188	—	—	—
Voejkow	1886	524	410	114	—	—	—
Murray	1887	819	651	168	—	—	—
Bezdek	1904	813	—	—	—	—	—
Brückner	1905	819	651	168	994	1063	940
Fritzscha	1906	752	544	208	978	1063	910
Lütgena	1911	—	—	—	—	1401	—
Schmidt	1915	752	544	208	670	756	690
Koerner	1919	—	—	—	1005	—	—
Wüst	1922	752	504	248	739	842	743
Kaminskij	1925	544	343	201	850	933	760
Eckhart	1930	—	—	—	—	—	970
Brooks-Hunt	1930	665	—	—	1102	—	975
Cherubim	1931	752	504	248	925	1027	880
Meinardus	1934	665	416	249	1141	1243	1000
Halbfaß	1934	671	349	322	1135	1268	1000
Wüst	1936	665	416	249	822	925	780
Mosby	1936	—	—	—	—	1061	—
Wundt	1938	665	416	249	958	1061	880
L'vovic	1945	719	477	242	1141	1241	1020
Albrecht	1949	—	—	—	—	—	770
Möller	1951	665	416	249	897	1000	832
Reichel	1952	671	470	201	872	955	810
Wüst	1954	671	490	181	897	972	830
Budyko	1955	671	443	228	1025	1130	930
Albrecht	1960	671	450	221	1047	1138	940
Budyko	1963	719	410	309	1119	1252	1000
Weitattas	1964	725	483	242	1141	1241	1020
Nace	1968	671	463	208	883	969	820
Kessler	1969	671	403	268	1135	1246	1000
L'vovic	1969	732	483	249	1138	1241	1020
Mather	1970	712	463	250	1058	1160	955
Budyko	1970	719	430	289	1141	1260	1020
L'vovic	1972	760	480	280	—	—	—
Baumgartner, Reichel	1973	748	481	267	1067	1177	973
Korzun, V.J. et al.	1974	800	485	315	1270	1400	1130

Tab. 2: Wasserbilanz der Bundesrepublik Deutschland nach verschiedenen Autoren

	Keller 1970 (1931-1960)	Brechtel 1971 (1931-1960)	Verfasser (1931-1960)
Niederschlag N	825	825	837
Verdunstung			
Verdunstung freier Wasserflächen	10	} 451	11
Transpiration	371		371
Bodenverdunstung	} 104		47
Interzeption			82
Wasserverbrauch		5	
Abfluß			
Zwischen- und Oberflächenabfluß	} 296	} 374	59
Grundwasserabfluß			254
Grundwasserabstrom			44
			318

gebieten, die z.T. nach den internationalen Richtlinien für Experimental- und Repräsentativgebiete aufgebaut wurden, stehen spezielle Forschungsziele. So zeigt sich z.B., daß je nach Zeitintervall und in Abhängigkeit von der Gebietsreliefierung bedeutende Unterschiede zwischen dem nach meteorologischen Gesichtspunkten gemessenen Niederschlag und dem hydrologischen effektiven Gebietsniederschlag bestehen (Keller u.a. 1973). In anderen Projekten werden zusätzlich die Bedeutung des Schneeanteils (Herrmann u.a. 1973) untersucht, weiterhin die Einflußfaktoren für die Grundwasserneubildung (Schendel 1968). Besonderes Gewicht haben die Untersuchungen, die die Differenz der Bilanzen zwischen Freiland und unterschiedlich zusammengesetzten und bestockten Waldbeständen offenlegen (Brechtel 1975). Die zu dieser Frage bisher erzielten Ergebnisse lassen erkennen, daß gerade bei Interessenkonflikten der Flächennutzung eine quantifizierte Optimierung möglich wird. Für die Quantifizierung der Grundwas-

serneubildung und die Änderung von Abflußvorgang, produktiver Verdunstung und Verdunstungsverlust konnten entscheidend neue Grundwerte ermittelt werden.

2.3 Untersuchung über den Niederschlag

In einer Untersuchung wurde die Frage der erforderlichen Meßnetzdicke zur Ermittlung des Gebietsniederschlags behandelt (Vahl 1970). Es ergab sich, daß eine Stationsdichte von 1 Station/100 km² Einzugsgebiet ausreicht für eine auf 10 % genaue Bestimmung der Niederschlagssumme. Ein bisher immer noch unzulänglich gelöstes Problem ist die Meßtechnik für den Niederschlag. Daher wurden 200 Beobachtungsstellen des Deutschen Wetterdienstes zusätzlich mit windgeschützten Geräten (nach Woelfle) ausgerüstet, um im Test auch den Einfluß des durch das Gerät gestörten Windfeldes in Abhängigkeit von Niederschlagsart und Exposition genauer zu erfassen. Dabei ergaben sich örtlich unterschiedliche und wetterlagenabhängige Differenzen bis zu 10 % bei Regen und bis zu 40 % bei Schnee. Speziell für 500 cm²-Gebirgsniederschlagsmesser gelang die Konstruktion eines erheblich verbesserten Windschirmes.

Mit Hilfe einer neu eingerichteten registrierenden Lysimeteranlage war die Messung des dicht auf den Erdboden gefallenen Niederschlages möglich. Dieser wurde mit dem in herkömmlichen Geräten in verschiedenen Höhen gemessenen Niederschlag verglichen. Dabei ergab sich, daß bei mittleren und stärkeren Niederschlägen kein Unterschied zu den Werten bestand, die mit einem herkömmlichen Niederschlagsmesser in Erdbodenhöhe gemessen wurde. Bei schwachen Niederschlägen zeigte die Lysimeteranlage wesentlich höhere Werte an. Mit Hilfe der Anlage ist auch die Messung des Tauses möglich (Liebscher 1970).

Weitere Untersuchungen galten der Niederschlagsanalyse auf Schwellenwerte von Intensität und Häufigkeit und deren räumlicher Verteilung (Johannsen 1970). Hierbei konnte eine empirische Beziehung zwischen Niederschlagshöhe (in mm) und Niederschlagsdauer (in Minuten) bei gleicher Überschreitungshäufigkeit ermittelt werden, in die zwei klimatisch abhängige Faktoren eingehen, die aus den jeweiligen Auswertungsergebnissen zu berechnen sind.

Ebenfalls mit der Niederschlagsstatistik beschäftigten sich drei weitere Arbeiten. Es wurden Beziehungen zwischen Niederschlagsmenge und Häufigkeit, ähnlich den Reinhold'schen Regenreihen, für Mehrtagesperioden gefunden und Zuordnungen der Niederschlagshäufigkeit und -menge zur räumlichen Ausdehnung. Da Bemessungsniederschläge regional abhängig sind, wurde (Lauruschkat 1972) ein Verfahren entwickelt, mit dem für jeden beliebigen Ort im nordwestdeutschen Raum Bemessungsniederschläge berechnet werden können. Ein Vergleich zeigt, daß die dazu verwandte nichtlogarithmische Methode der logarithmischen überlegen war.

In zwei Projekten wurde bei gleichzeitiger gerätetechnischer Entwicklung erneut die Frage der Niederschlagserfassung durch Radarmessung aufgegriffen (Attmannspacher u.a. 1970, Rupprecht u.a. 1972). Es konnte eine Abweichung von Schauerzügen gegenüber der Windrichtung signifikant rechtsdrehend mit +3 bis 10° festgestellt werden, sowie ein enger Zusammenhang von Schauerhöhe und der Differenz der pseudo-potentiellen Temperatur zwischen 200 und 900 mb. Auch der Einfluß der Umgebungsluft auf die Schauer wurde in einem Vermischungsfaktor ermittelt. Bei zweidimensionalen Untersuchungen war eine deutliche Strukturierung durch den Einfluß der Topographie sowie von größeren Siedlungsgebieten klar erkennbar (Flohn u.a. 1973).

Die quantitativen Untersuchungen konnten auch einen bedeutenden Schritt weitergeführt werden. So zeigen die Ergebnisse aus einer 12 km-Radar-Teststrecke, daß in der Klimazone Mitteleuropas die Beziehungen zwischen Radarreflektivität und Niederschlagsintensität aus Bodenmessungen der Tropfenspektren ermittelt werden können. Die Eliminierung von Dämpfungseinflüssen bei 3 cm-Radargeräten gelang mit einer neu entwickelten elektronischen Dämpfungsmeß- und Korrekturereinheit. Die so ermittelte Beziehung von Radarreflektivität Z und Regenintensität R mit $Z = 270 R^{1.34}$ erlaubt im hiesigen Klimabereich Aussagen über Niederschlagshöhen bei mehr als viertelstündiger Regendauer. Weitere Ergebnisse liegen für die Zusammenhänge von Niederschlagsdauer und -menge vor sowie für die theoretischen Meß- und Berechnungsbeziehungen und den Zustandsgrößen

der Atmosphäre. Die Überprüfung der grundlegenden Radargleichung führt zu einer Modifikation.

Entsprechende Arbeiten wurden auch mit einem zweiten Radargerät durchgeführt mit dem Unterschied, daß die Probleme der unerwünschten Dämpfungerscheinungen und der Umsetzung des Radarechos in Niederschlagshöhen auf anderem Wege gelöst wurde (Attmannspacher 1973). Die hierbei gemachten gerätetechnischen Erfahrungen führten zu modifizierten Konstruktionen im 5,3 cm-Bereich und zu einer Automatisierung der Impulsauswertung. Ein sehr engmaschiges Netz von konventionellen und neu entwickelten Niederschlagsmessern sowie Tropfenspektrenmessung gaben die Basis. Die Arbeiten zielen auf eine schnelle Abflußvorhersage hin (Anderl 1975).

Die Überprüfung der grundlegenden Radargleichung führt zu einer Modifikation. Im Anschluß hieran wurde eine vergleichende Untersuchung von Tropfenspektren in verschiedenen Klimazonen und ihres Einflusses auf die Radarparameter durchgeführt (Flohn und Rupprecht 1973).

Insgesamt zeichnet sich die Möglichkeit ab, daß gerade die hydrologisch wirksamen Niederschläge größerer Gebiete in absehbarer Zeit durch Radarstationen quantitativ erfaßbar werden.

An mehreren Stationen in der Bundesrepublik Deutschland (z.B. Hohenpeißenberg) werden die Isotopengehalte (Deuterium, Tritium, Sauerstoff-18) der Niederschläge laufend gemessen, um die notwendigen Inputwerte für Isotopenuntersuchungen an Grund- und Oberflächenwasser zu erhalten.

2.4 Schnee und Eis

Die besondere Form des Niederschlages als Schnee und die hydrologisch besondere Form der Wasserspeicherung als Eis spielen in der Bundesrepublik Deutschland allein aus klimatischen Gründen eine untergeordnete Bedeutung. Dies erklärt, daß auf diesem Gebiet nur wenige, aber intensive Untersuchungen durchgeführt wurden.

Die Erfassung der Schneeverhältnisse in der Bundesrepublik Deutschland nach Dauer und Höhe der Schneebedeckung erfolgt durch die Beobachtungsstellen des Deutschen Wetterdienstes. Ein spezielles Schneebeobachtungsnetz im bayerischen Alpenraum wird vom Lawinenwarndienst beim Bayerischen Staatsministerium des Innern unterhalten (Kern 1971). Weiterhin wird ein umfangreiches Schneemeßprogramm in hessischen Waldgebieten durchgeführt (Brechtel u.a. 1974), um Auswirkungen des Waldes und der Waldbewirtschaftung auf den Schneeanteil am Wasserhaushalt, insbesondere unter dem Gesichtspunkt der möglichen Beeinflussung der schneebedingten Wasserrücklagen durch forstliche Maßnahmen zu studieren. Ziel der Untersuchungen ist es, einen optimalen wasserwirtschaftlichen Effekt, speziell hinsichtlich der Grundwassererneuerung, für die Waldbestände zu gewährleisten.

Intensive schneehydrologische Arbeiten werden in einem kleinen Niederschlagsgebiet am bayerischen Alpennordrand durchgeführt (Herrmann u.a. 1973). Die Schneedeckenentwicklung wird hier in Abhängigkeit von Witterungsverlauf, Höhe und Waldbestandsart genau untersucht. Trotz beträchtlicher Variabilitäten der Schneedeckenparameter konnten Grundmuster der sich ausbildenden Wasserrücklagenverteilung festgestellt werden, die regelhafte Einflüsse von Topographie und Waldbestandsart erkennen lassen und so eine modellmäßige Übertragung der Ergebnisse auf ähnlich geartete Regionen ermöglichen. Besonderes Gewicht liegt auf der Erfassung des Abbaus der Schneedecke als Funktion der mikroklimatologischen Vorgänge. Die Schneeablation wird dabei über die Messung des Abflusses aus der Schneedecke kontrolliert, wobei sich ein merklicher Einfluß der Schneehöhe auf den Schmelzwasserabfluß zeigt.

Auf die von einigen deutschen Wissenschaftlern an Gletschern im Ausland durchgeführten Untersuchungen soll hier näher eingegangen werden.

Schließlich müssen Untersuchungen erwähnt werden, die den Vorgang der Eisbildung auf Fließgewässer aufklären sollen, da die wiederholte Eisbildung auf unseren Binnengewässern wasserwirtschaftlich kein unbedeutender Faktor ist. Die Ergebnisse der Wärmestromuntersuchun-

gen und die Beziehungen zu meteorologischen Faktoren ergaben Grundlagen, die für eine gezielte Gewässererwärmung durch Kraftwerkabwärme genutzt werden können.

2.5 Untersuchung über die Verdunstung

Die Erfassung der Verdunstung über Land- und Wasserflächen stößt auf besonders große Schwierigkeiten, da sie nicht direkt meßbar ist. Um ihre absolute Höhe sowie die örtliche und zeitliche Schwankungsbreite besser erfassen zu können, wurden mehrere längerfristige Projekte durchgeführt, deren Auswertung z.T. noch weitere Zeit in Anspruch nimmt.

Ein Teil der Arbeiten widmet sich der Verdunstungserfassung auf verschiedenen genutzten Landflächen nach Bilanz- oder Lysimetermessungen sowie aus meteorologischen Daten, die die Verdunstung aus dem vertikalen Wasserdampftransport oder aus der Energiebilanz ermitteln lassen. Hierzu wurden Versuchsflächen und vertikale Meßstrecken bis zu 50 m Höhe eingerichtet (Baumgartner 1967). Neben theoretischen Auswertungen der atmosphärischen Turbulenz, die u.a. ein neues mathematisches Modell des Verdunstungsvorganges erbrachten, konnten gut mit Lysimetermessungen übereinstimmende Werte der aktuellen Verdunstung abgeleitet werden. Gleichzeitige Untersuchungen des Wärmehaushaltes von Lysimetern zeigten im Vergleich zum natürlichen Boden einen höheren Energieumsatz, der jedoch keine Veränderung der Verdunstung zur Folge hat. Die Verdunstungswerte stehen in engem Zusammenhang mit Tageswerten der Globalstrahlung, des Sättigungsdefizites und der Sonnenscheindauer, während offensichtlich Niederschlagshöhe, Windgeschwindigkeit und Dampfdruck nur geringen Einfluß nehmen. Bei bewachsener Erdoberfläche zeigt der Grundwasserstand im Mittel einen deutlichen Einfluß auf die Verdunstung, der jedoch durch die Art des Bewuchses erheblich (bis über 30 %) übertroffen wird.

Bei den Untersuchungen verschiedener Böden und unterschiedlichen Bewuchses (Laub- und Nadelwald, mehrere Ackerkulturen) konnte wertvolles Zahlenmaterial für die Landesplanung und -pflege, für die Wasserwirtschaft und die pflanzliche Produktion gewonnen werden (Baumgartner 1967). Die Verdunstungserfassung über meteorologische Daten zeigt den Vorteil, daß Aussagen über kleine Zeiteinheiten und große Flächen möglich sind, ohne daß die Messungen selbst durch Eingriffe in den Boden oder Bestand beeinflusst werden. Dies ist von besonderer Bedeutung, da die gewonnenen Erfahrungen auch zu einer vereinfachten Instrumentierung und Auswertung für praktische Zwecke führten.

Spezielle Untersuchungen galten den Verdunstungsveränderungen von moorigen und anmoorigen Flächen durch Meliorationen und veränderte Nutzungsformen.

Zwischen Evapotranspiration und agrarmeteorologischen Größen bestehen starke korrelative Zusammenhänge, die durch Regressionsgleichungen erfaßt werden könnten (Bornholdt 1969).

Weiterhin wurde die Verwendbarkeit der "Class-A-Verdunstungskessel" untersucht. Sie erfassen offensichtlich nur für längere Mittelwerte die potentielle Verdunstung, wie sie nach der Penman-Formel berechnet werden kann. Die Verdunstungsberechnung nach Penman erwies sich im Vergleich zu Messungen mit einem technisch weiterentwickelten Lysimeter als gut verwendbar. Dabei zeigt das Lysimeter eine offensichtlich gute Eignung für eine Bilanzierung des Niederschlages zur Ermittlung der Speicherung durch Versickerung und Bodenfeuchte. Die weiterlaufenden Messungen werden auf den Zusammenhang mit den wichtigsten Klimaparametern geprüft.

Die Versuche, die Verdunstung der freien Wasserfläche kleinerer Binnengewässer (Baggerseen) über den Wärmehaushalt, den vertikalen Wasserdampfstrom (Austausch) oder ein kombiniertes Verfahren zu erfassen, brachten trotz hohem instrumentellem Aufwand keine ausreichend exakten Ergebnisse, während mit dem Dalton-Ansatz und mit einer technisch vervollkommenen schwimmenden Kesselanlage zufriedenstellende Daten gewonnen werden konnten (Brockamp und Werner 1970). Aus diesen Arbeiten ergab sich jedoch die Konstruktion eines integrierenden kinetischen Verdunstungsmessers in Anlehnung an die Dalton-Gleichung. Die bisher vorliegenden Ergebnisse las-

sen eine gute Brauchbarkeit für wasserwirtschaftliche Zwecke erwarten (Werner 1974).

Auf Untersuchungen, die von deutschen Wissenschaftlern im Ausland, insbesondere in Afrika durchgeführt wurden, soll hier nicht näher eingegangen werden.

2.6 Untersuchungen über die Wärmebelastung der Gewässer

Der durch die starke Zunahme des Energiebedarfs veranlaßte Bau zahlreicher neuer thermischer Kraftwerke, darunter vieler Kernkraftwerke, machte das Problem der Aufwärmung der Gewässer durch Kühlwasser aktuell.

Es wurden Untersuchungen eingeleitet, die über die sich im Fluß unter Einfluß der Wärmeleitungen und der hydrologisch-meteorologischen Faktoren einstellenden Wassertemperaturen Aufschluß geben sollen, wobei den Fragen der Einmischung (Warmwasserfahnenbildung) und dem Sonderfall des Ästuars besondere Aufmerksamkeit gilt. Andere Untersuchungen befassen sich über die Begrenzungen der Temperatur, die mit Rücksicht auf die Folgen für Wasserbeschaffenheit (Sauerstoffhaushalt), Wasserverlust, Trinkwasserversorgung, Klima (Nebelbildung), Fischerei, Korrosion usw. geboten sind.

In besonderen Untersuchungen werden die vielfältigen natürlichen und künstlichen Bilanzglieder des Wärmehaushalts von Flüssen analysiert. Der stochastische Charakter der Flußtemperatur wird dabei besonders herausgestellt. Den Kernpunkt einer Untersuchung bildet die Entwicklung eines integralen Modellsystems für Wärmehaushalts-Simulationen, das aus einem Modell der Datenaufbereitung und einem mathematischen Modell des Wärmehaushalts besteht, mit dem die Folgen künstlicher Eingriffe vorherbestimmt werden.

Neben diesen genannten in der IHD durchgeführten hydrometeorologischen Forschungen haben sich in den letzten Jahren noch zahlreiche andere Hochschulinstitute und sonstige Institutionen diesem Themenkreis zugewandt. Zu erwähnen sind Forschungen im Zusammenhang mit dem Internationalen Biologischen Programm (IBP). Andere Forschungen befaßten sich mit dem Wasserdampftransport in der Atmosphäre oder dem Problem der Nebelbildung. Letztlich soll noch der von Deutschen Wetterdienst in den vergangenen Jahren durchgeführte Ausbau agrarmeteorologischer Stationen genannt sein, denen vom Standpunkt der Hydrologen eine große Bedeutung zukommt.

3. Internationales Hydrologisches Programm

Da nach Abschluß der Internationalen Hydrologischen Dekade noch nicht alle Projekte abgeschlossen waren und sich bei der Bearbeitung neue Frage- und Problemstellungen ergaben, wurde von der UNESCO ein Fortsetzungsprogramm beschlossen, das als Internationales Hydrologisches Programm (IHP) bezeichnet wurde und zeitlich unbefristet ist. Schwerpunkte dieses Programms sind neben Ausbildungs- und Entwicklungshilfeporhaben die Untersuchung des Wasserhaushaltes und des anthropogenen Einflusses. Auch in diesem Rahmen werden eine Reihe hydrometeorologischer Vorhaben unterstützt.

4. Anforderungen der Wasserwirtschaft an die Hydro-meteorologie

Für wasserwirtschaftliche Planungen und andere wasserbauliche Projekte werden von Seiten der Hydrologie die Grunddaten zur Verfügung gestellt. Häufig werden dabei direkt hydrometeorologische Werte angefordert. Sehr häufig stehen aber die für wasserwirtschaftliche Projekte benötigten hydrologischen Daten, z.B. Abflüsse, nicht zur Verfügung und sie müssen, da meist keine Zeit mehr für ein besonderes Meßprogramm vorhanden ist, aus anderen Größen, wie z.B. dem Niederschlag, abgeleitet werden. Da der Niederschlag die Größe ist, die in der Hauptsache das Wasserdargebot bestimmt, kommt ihr von Seiten der Hydrologie in der Praxis eine besondere Bedeutung zu. Daneben spielt der Niederschlag in der Forschung und hier insbesondere als Eingangsgröße in mathematische Modelle eine besondere Rolle.

Niederschlagsangaben werden von Seiten der Hydrologie in der Praxis

für die folgenden Projekte benötigt:

1. Aufstellung von Wasserbilanzen für die regionale Wasserversorgung
2. Planungen von Rückhaltebecken, Talsperren und Dämmen zum Schutz gegen Hochwasser
3. Aktuelle hydrologische Vorhersagen
4. Bewässerung und Entwässerung landwirtschaft genutzter Gebiete und Stadtentwässerung.

Die Hydrologie ist im allgemeinen nicht an dem punktmäßig gemessenen Niederschlag interessiert. Es werden Angaben über den flächenhaften Niederschlag benötigt. Der Deutsche Wetterdienst gibt dankenswerterweise bereits seit vielen Jahren monatliche Gebietsniederschläge heraus. Ferner besteht ein großes Interesse darin, die Niederschlagswerte sowohl aktuell kurzzeitig und langfristig so genau wie möglich zu bekommen. Insbesondere möchte die Hydrologie für Wasserbilanzuntersuchungen den den Boden tatsächlich erreichenden Niederschlag genau kennen. Bekanntlich wird mit dem Hellmann-Regenmesser ein zwischen 4 und 10 % zu geringer Niederschlag gemessen. Dieser Fehler ist umso größer, je größer der Schneeeanteil am Niederschlag und der Windeinfluß ist. In der Sowjetunion führt man z.B. an monatlichen Niederschlagssummen Korrekturen bis zu 100 % durch (Struzer und Golubev 1976). Es wäre wünschenswert, wenn bei uns verstärkt gezielte Untersuchungen diesem Thema gewidmet würden.

Für wasserwirtschaftliche Planungen wie z.B. die Dimensionierung von Speichern, Rückhaltebecken und Stadtentwässerung werden Angaben über extreme oder maximal mögliche Niederschläge (PMP) benötigt. So fehlen u.a. für Mitteleuropa Diagramme über Beziehungen zwischen Niederschlagssumme und überregener Fläche sowie zwischen Niederschlagsintensität und Dauer für verschiedene Auftretenswahrscheinlichkeiten. Hierfür wäre eine intensive Auswertung und Analyse von Niederschlagsregistrierungen erforderlich. Eine solche intensive Auswertung sollte von 10minütigen bis mehrstündlichen Niederschlagssummen reichen.

Besondere Anforderungen an den Niederschlag werden für eine aktuelle Wasserstands- und Abfluvvorhersage gestellt. Hierfür sind Gebietsniederschläge für kurze Zeitspannen von 1-6 Stunden erforderlich, die so kurzfristig wie möglich der Vorhersagezentrale zu übermitteln sind. Da aus dem bestehenden Meßnetz des Deutschen Wetterdienstes solche Daten nicht zur Verfügung stehen und Schwierigkeiten in einer Datenübertragung bestehen, ist eine Vorhersage des Abflusses in kleinen Gebieten unmöglich. In derartigen Gebieten fließen durch extreme Niederschlagsereignisse verursachte Hochwasserwellen innerhalb weniger Stunden nach dem Ereignis ab, so daß eine Hochwasserwarnung selbst bei einem ausreichend dichten Meßnetz wegen der benötigten Übertragungszeit und Zeit für die Berechnung der Vorhersage viel zu spät käme. Nur eine quantitative Niederschlagsvorhersage kann das Problem der Abfluvvorhersage lösen. Für eine Abfluv- und Wasserstandsvorhersage in größeren Flußgebieten wie z.B. dem Rhein sind 6stündliche Niederschläge die Ausgangsbasis der Vorhersageberechnung. Die an den synoptischen Stationen alle 6 Stunden gemessenen Niederschläge reichen hierbei jedoch bei weitem nicht aus, da das Netz viel zu weitmaschig ist. Selbst das normale Niederschlagsmeßnetz ist nicht dicht genug. Der Einsatz einiger weniger abrufbarer Niederschlagsmesser kann hierbei nur einen ersten Behelf darstellen. Da insbesondere bei konvektiven Niederschlägen die räumliche und zeitliche Variation groß ist, wäre die direkte flächenhafte Niederschlagsmessung durch das Niederschlagsradar erstrebenswert. Dabei müßten jedoch auch gleichzeitig die Voraussetzungen für die Digitalisierung der aufgenommenen Radarbilder und Übertragung in die Vorhersagezentrale geschaffen werden. Wegen der nur 2-3tägigen Fließzeit von Basel bis Koblenz ist aufgrund gemessener Niederschlagswerte z.Z. eine Abfluvvorhersage am Mittelrhein nur bis 3 Tage möglich. Die Schifffahrt fordert jedoch eine 6tägige Vorhersage. Um dies zu erreichen, wäre auch hier eine quantitative Niederschlagsvorhersage notwendig.

Ein weiteres für die Hydrologie interessantes Gebiet ist die künstliche Erzeugung von Niederschlägen. Dies ist bei unseren mitteleuropäischen Verhältnissen nur in sehr trockenen Sommern aktuell. In den in den Trockenzonen der Erde gelegenen Ländern wird heute hierauf große Hoffnungen gesetzt.

Forschungen über die Interzeption werden seit vielen Jahren bei forst-

hydrologischen Untersuchungen durchgeführt. Jedoch gelang es bisher noch nicht, einen befriedigenden mathematischen Berechnungsansatz zu finden, der in größere mathematische Modelle einbezogen werden kann.

Der Schnee beeinflußt bei uns das Abfluvverhalten vor allem im Winter in den Mittelgebirgslagen. Da häufig Winterhochwasser durch das Zusammentreffen von Regen mit Schneeschmelze verursacht werden, ist es für die Abfluvvorhersage notwendig, bei uns die Schneehöhe und den Wassergehalt der Schneedecke öfters und engmaschiger zu messen. Für die Steuerung der Talsperren ist es notwendig zu wissen, welche Wassermengen in Form von Schnee gebunden sind, um eine Strategie für den Betrieb aufstellen zu können. Bei den meisten Talsperren handelt es sich um Mehrzweckspeicher, d.h. sie haben mehrere Funktionen zu erfüllen. Sie dienen meist dem Hochwasserschutz, der Energiegewinnung und Wasserversorgung. Während der Hochwasserschutz das Freihalten eines genügend großen Stauraumes erfordert, verlangt die Wasserversorgung einen möglichst großen Wasservorrat, damit auch in Trockenzeiten keine Wasserklemmen auftreten. Voraussetzung für eine Strategie zur optimalen Nutzung der Talsperren ist die genaue Kenntnis des Wasservorrates.

Schwierigkeiten bereitet auch heute noch die mathematische Behandlung der Schneeschmelze. Obwohl einige Verfahren bereits zur Verfügung stehen, wäre es wünschenswert, wenn dieses Gebiet intensiver behandelt würde.

Die Verdunstung gilt allgemein als das Verlustglied in der Wasserbilanz. Daher ist es für Bilanzierungen notwendig, es genau zu kennen. Die direkte Messung der Verdunstung ist auch heute noch ein Problem. Mit Hilfe von Pans (Class-A-Kessel, Wild'sche Waage) oder Evaporimeter (Piche-Rohr) wird die Verdunstung bekanntlich falsch gemessen. Die exaktesten Messungen erfolgen über die Energiebilanz und den Wasserdampftransport. Diese Methoden sind jedoch zu aufwendig und kostspielig, um sie flächendeckend in das Meßprogramm eines Dienstes übernehmen zu können. Das gleiche gilt für die wägbaren Lysimeter. Daher sollten auch in der Zukunft Anstrengungen unternommen werden, das Verdunstungsproblem meßtechnisch besser zu lösen.

Aus den angeführten Gründen bestimmt man heute die Verdunstung meist rechnerisch aus Klimadaten. Hierbei erhält man jedoch meist nur Werte für die potentielle Verdunstung. Für die Bewirtschaftung der Wasservorräte ist die Kenntnis der aktuellen Verdunstung erforderlich. Diese kann meist nur über die Wasserbilanz für eine längere Zeit ermittelt werden. Der zunehmende Wasserbedarf erfordert eine optimale Bewirtschaftung der Vorräte. Dafür ist die Kenntnis der aktuellen Verdunstung von kürzeren Zeitabschnitten wie Einzeljahre, Monate, Dekaden etc. notwendig. Die Verbesserung diesbezüglicher Methoden ist daher ein lohnendes Forschungsobjekt.

In dem Bereich der Hydrometeorologie gehört noch das Problem der Gewässererwärmung durch die entlang der größeren Flüsse installierten Wärmekraftwerke. Nachdem die mögliche Aufwärmspanne der meisten Flüsse durch Kraftwerke mit Durchlaufkühlung ausgenutzt ist, gehen jetzt die Kraftwerke auf die Kreislaufkühlung über. Dabei muß bei den Kernkraftwerken mit Verdunstungsverlusten von 0,6–0,8 m³/s je 1000 MWe installierter elektrischer Leistung gerechnet werden. Im Rheingebiet sollen bis zum Jahre 2000 bis zu 100.000 MWe installiert werden. Dies ergibt einen Wasserverlust für den Rhein von etwa 60 m³/s. Dies sind etwa 10 % des mittleren Niedrigwasserabflusses am Niederrhein. Diese Wasserverluste werden für die Binnenschifffahrt zu Niedrigwasserzeiten empfindliche Beschränkungen der Abladetiefen verursachen. Die zukünftige Alternative wird daher die Trockenkühlung darstellen.

Heute befassen sich bei uns bereits zahlreiche Institutionen mit den mit der Gewässererwärmung zusammenhängenden Problemen. Die hierbei auftretenden Schwierigkeiten liegen darin, daß sich an den Gewässern keine Klimastationen befinden und somit auch keine Klimawerte gemessen wurden. Das Netz der Klimastationen des Deutschen Wetterdienstes wurde nach anderen Gesichtspunkten angelegt. Für Berechnungen des Wärmehaushaltes der Fließgewässer mußte daher in den vergangenen Jahren erst einmal die Datengrundlage geschaffen werden.

Der Wasserbedarf ist in der gesamten Erde im Steigen begriffen

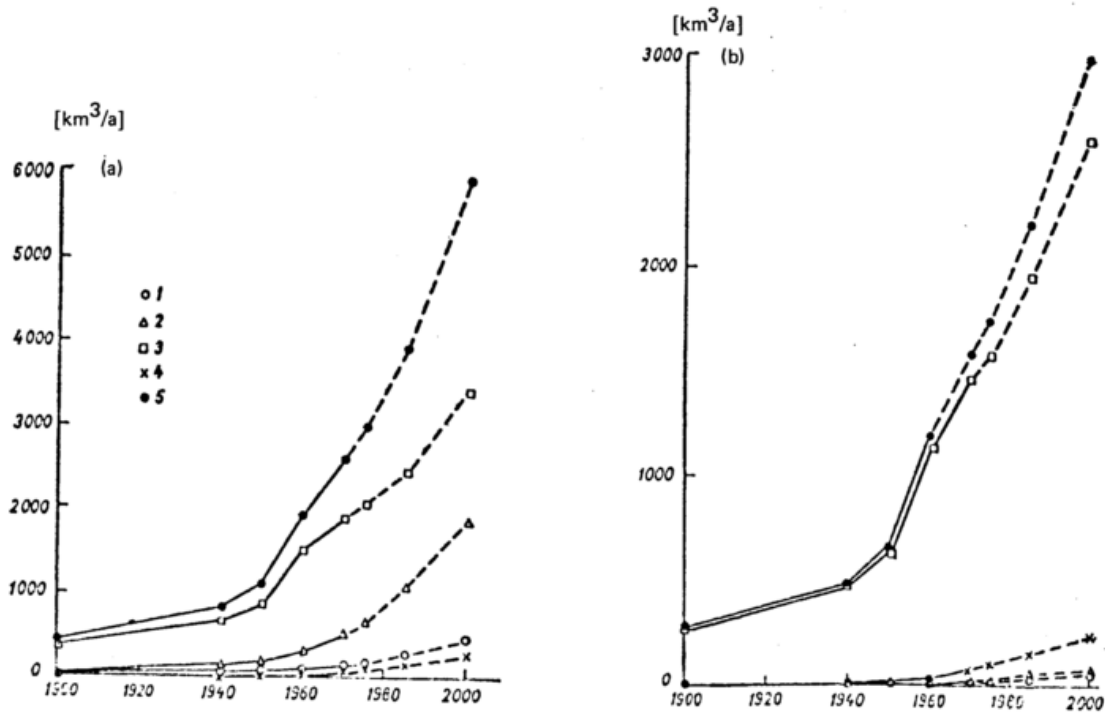


Abb. 1: Entwicklung des Wasserbedarfes (a) und des Wasserverbrauchs (b) in der Welt
(aus: Korzun, V.I. et al.: Mirovoj vodnyj balans i vodnye resursy zemli. Gidrometeorol. Leningrad 1974, S. 596)
1 - Kommunale Wirtschaft; 2 - Industrie; 3 - Landwirtschaft; 4 - Energiewirtschaft; 5 - insgesamt

(Abb. 1). Während bei den Industriestaaten der Schwerpunkt des Wasserbedarfes bei der Industrie, den Haushalten und der Energiewirtschaft liegt, sind hier auch die größten Steigerungsraten zu finden. In den meisten der übrigen Länder, insbesondere den in den Trockenzonen gelegenen Ländern weist der Wasserbedarf der Landwirtschaft für die Bewässerung die größten Steigerungen auf. Um diesen zukünftigen Wasserbedarf zu decken, müssen zum Teil neue Technologien entwickelt werden. Dabei wird die Meerwasserentsalzung und die Wasserüberleitung über große Strecken eine Rolle spielen. Die zunehmende Nutzbarmachung zusätzlicher landwirtschaftlicher Flächen und den damit verbundenen Änderung der Albedo und anderer Parameter sowie der Eingriff in den Wasserhaushalt großer Flußgebiete durch Überleitung von Wasser wird nicht ohne Auswirkungen auf den Energiehaushalt und Wasserhaushalt bleiben. Im Hinblick auf die Sicherung der Wasserversorgung in der Zukunft ist es daher auch notwendig, hydrometeorologische Untersuchungen verstärkt durchzuführen und zu fördern.

Literatur

Anderl, B.: Vorhersage von Hochwasserganglinien aus radargemessenem Regen. Mitteilungen des Institutes für Wasserbau III der TU Karlsruhe (1975), Nr. 7

Attmannspacher, W.: Grundsätzliche Probleme und Möglichkeiten der quantitativen Flächenniederschlagsmessung mit einem X-Band-Radar. Annalen der Meteorologie (N.F.), 6 (1973), S. 282-288

Attmannspacher, W., Aniol, R., Riedl, J.: Arbeiten zur Verbesserung der Niederschlagsmessung. Veröffentlichungen der Meteorologischen Gesellschaft München, Nr. 1 (1970), S. 7-24

Attmannspacher, W., Aniol, R.: Erste Versuche einen quantitativen Niederschlagsmessung mittels Radar am Hohenpeißenberg. Annalen der Meteorologie 5 (1971), S. 221-223

Balazs, A., Liebscher, H.-J., Wagenhoff, A.: Fortlich-hydrologische Untersuchungen in bewaldeten Versuchsgebieten im Oberharz. Aus dem Walde, 1974, H. 22, Mitteilungen der Niedersächsischen Fortverwaltung.

Baumgartner, A.: Ermittlung der tatsächlichen Verdunstung aus Messungen des vertikalen Wasserdampfaustausches und der Energiebilanz. Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen (1967), Sonderheft, S. 192-196

Baumgartner, A., Reichel, E.: Die Weltwasserbilanz. R. Oldenbourg-Verlag, München, Wien (1975)

Bornholdt, A.: Evaporation und Evapotranspiration - Korrelationsuntersuchungen in einem Bewässerungsgebiet. Mitteilungen des Leichtweiß-Institutes für Wasserbau der TU Braunschweig, Nr. 23 (1969)

Brechtel, H.: Zur Bedeutung der gebietshydrologischen Forschung für die Landschaftsplanung. Landschaft und Stadt, Bd. 3 (1971), H. 3, S. 97-109

Brechtel, H., Döring, K., Schlag, J.: Ziele und Organisation des Forstlichen Schneemeßdienstes im Land Hessen. Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen, 18 (1974), S. 137-146

Brockamp, B., Werner, J.: Ein weiterentwickeltes Verdunstungsmeßgerät für Kleingewässer. Meteorologische Rundschau 23 (1970), H.2, S. 53-56

Clodius, S.: Die Wasserversorgung im Bundesgebiet im Jahre 1967. Gas- und Wasserfach 109 (1961), H. 52, S. 1459-1462

Deutsche Forschungsgemeinschaft: Internationale Hydrologische Dekade. Deutscher Beitrag in den Jahren 1965-1963. Bonn (1969)

Deutsche Forschungsgemeinschaft: Internationale Hydrologische Dekade 1965-1974. Bonn (1974)

Diem, M.: Zur Struktur der Niederschläge. I Die Genauigkeit von Regenmessungen, Arch. Meteor. Geophys. Biokl., B 15 (1967), S.39-51

Fachnormenausschuß Wasserwesen im Deutschen Normenausschuß: Gewässerkunde - Fachausdrücke und Begriffsbestimmungen, DIN 4049. Berlin (1954)

Flohn, H., Rupprecht, E.: Beitrag zu einer Klimatologie der Niederschlagsstruktur. Meteorologische Rundschau 26 (1973), S. 48-51

- Flohn, H.: Instabilität und anthropogene Modifikation des Klimas. *Annalen der Meteorologie (N.F.)* 9 (1974), S. 26-31
- Friedrich, W.: Zum Beginn des Internationalen Zehnjahresplanes der Gewässerkunde (der Internationalen Hydrologischen Dekade - IHD). *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen*, 8 (1964), H. 6, S. 123-125
- Gärtner, E., Brechtel, H.: The Krofendorf Forest Hydrology Research Project. aus: *Exemple for Motivation of Research Workers. XVI. IUFRO World-Congress, Oslo* (1976)
- Herrmann, A., Priesmeier, K., Wilhelm, F.: Wasserhaushaltsuntersuchungen im Niederschlagsgebiet des Lainbaches bei Benediktbeuren/Oberbayern. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 17 (1973), H. 3, S. 65-73
- Herrmann, A.: Ablation einer temperierten alpinen Schneedecke unter besonderer Berücksichtigung des Schmelzwasserabflusses. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 18 (1974), H. 6, S. 146-155 und *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 19 (1975), H. 6, S. 158-167
- Johannsen, H.H.: Schauerniederschläge. *Die Wasserwirtschaft*, 60 (1970), H. 1/2
- Keller, R.: Das Schema des Wasserkreislaufes - berechnet für das Deutsche Bundesgebiet. *Geographisches Taschenbuch 1951/1952*, S. 203-205
- Keller, R.: Wasserbilanz der Bundesrepublik Deutschland. *Umschau* 1971, H. 3, S. 73-78
- Keller, R., Luft, G., Morgenschweiß, G.: Das Hydrologische Versuchsgebiet Ostkaiserstuhl - Studien zum Wasserhaushalt 1970-1972. *Freiburger Geogr. Mitteilungen* (1973), H. 1, S. 171-180
- Keller, R.: Der Hydrologische Atlas der Bundesrepublik Deutschland. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 19 (1975), H. 4, S. 99-103
- Kern, H.: Wasserhaushaltsuntersuchungen mit großen Schneewaagen in der Winterschneedecke am bayerischen Alpenrand. *Schriftenreihe der Bayerischen Landesstelle für Gewässerkunde* Nr. 7 (1971), 20 S.
- Kille, K., Rudolph, R.: Abflußverhalten und Wasserhaushalt eines buchenbestandenen Buntsandsteingebietes. *Allg. Forst Zeitschrift (Sonderheft Wald und Wasser 74)*, 49 (1974), S. 1095-1098
- Korzun, V.I., Sokolov, A. A., Budyko, M.I.: Atlas mirovogo vodnogo balans. Glavnoe upravlenie gidrometeorologiceskoj sluzby pri sovete ministrov SSSR, *Gidrometeoizdat, Moskva - Leningrad* 1974
- Kutschke, J.: Das Deutsche Hydrologische Dekade-Jahrbuch 1965. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 11 (1967), H. 1, S. 1-3
- Lauruschkat, B.: Bemessungsniederschläge für Wasserbauten in Nordwestdeutschland. *Mitteilungen des Leichtweiß-Institutes für Wasserbau der TU Braunschweig* Nr. 34 (1972)
- Liebscher, H.-J.: Eine neue wägbare und registrierende Lysimeteranlage in Niedermendig. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen*, 14 (1970), H. 1, S. 10-13
- Liebscher, H.-J.: Wasserhaushaltsuntersuchungen in den Oberharzer Versuchsgebieten. *Beiträge zur Hydrologie* (1976) H. 3, S. 1-34
- Liebscher, H.-J.: Waterbalance of the Federal Republic of Germany. *UNESCO-WMO-Workshop on the Water Balance of Europe. Varna/Bulgarien* (1976)
- National Committee for Geodesy und Geophysics of the Federal Republic of German: *National Report on Hydrological Research 1967-1974. Koblenz* (1975)
- Rupprecht, E., Breuer, K., Scheidtman, E.: Vergleichende Untersuchung der in Bonn gemessenen Radarreflektivitäten, Regenintensitäten und Tropfensprekren. *Annalen der Meteorologie (N.F.)* 6 (1972)
- Schendel, U.: Messungen mit Grundwasserlysimetern über den Wasserverbrauch aus oberflächennahem Grundwasser. *Zeitschrift für Kulturtechnik und Flurbereinigung* 9 (1968), H. 5, S. 314-326
- Schroeder, M.: Grundsätzliches zum Einsatz von Lysimetern - Erfahrungen aus Nordrhein-Westfalen. *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen* 20 (1976), H. 1, S. 8-13
- Sektion für wissenschaftliche Hydrologie des Nationalkomitees für Geodäsie und Geophysik der Bundesrepublik Deutschland: *Hydrologische Bibliographie (erschienen für die Jahre bis 1972), Koblenz*
- Sturzer, L.R., Golubev, G.: *Methods of the Correction of the Measured Sums of Precipitation for Water Balance Computations. Report for the UNESCO/WMO International Workshop on Water Balance of Europe. Varna/Bulgarien* 1976
- UNESCO-WMO: *International Glossary of Hydrology. Second draft of Definitions in English. Genf* (1970)
- Vahl, H.: Erforderliche Stationsdichte von Niederschlagsmeßstationen für wasserwirtschaftliche Planungen bei Verwendung neuerer Berechnungsverfahren. *Mitteilungen des Leichtweiß-Institutes für Wasserbau der TU Braunschweig*, Nr. 29 (1970)
- Werner, J.: Läßt sich die Verdunstung freier Wasserflächen noch mit anderen als den bisher üblichen Instrumentarien messen? *Deutsche Gewässerkundliche Mitteilung* 18 (1974), S. 53-63
- WMO: *Radar Measurement of Precipitation for Hydrological Purposes Report No. 5 on WMO/IHD projects* (1968)
- WMO: *Atmospheric vapour Flux Computations for Hydrological Purposes. Report No. 20 on WMO/IHD-Projects* (1973)
- Yevdjevich, V.: *Terminology used for various aspects or subdivision of hydrology. Fort Collins* (1966)

KLIMATOLOGISCHE WASSERBILANZ VON DEUTSCHLAND

I.Henning und D.Henning

Institut für Geographie der Universität Münster
Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Die klimatologische Wasserbilanz ist die Differenz zwischen Niederschlag und potentieller Verdunstung, und zwar der Landverdunstung, wenn man wie hier Landflächen betrachtet. Die Karten 1 - 4 zeigen die Jahresbilanz, die Monate mit Defizit und die Bilanzsummen aller Monate mit Defizit bzw. Überschuß. Karten zur klimatologischen Wasserbilanz von Europa haben bereits MOHRMANN und KESSLER veröffentlicht, doch mußten sie datenbedingt die Verdunstung nach TURC berechnen, und von Deutschland gingen nur 30 Stationen ein. Die Erarbeitung eines hydrologischen Atlases der Bundesrepublik Deutschland war Anlaß, daß der Deutsche Wetterdienst von 194 Stationen Klimadaten der Reihe 1951-1965 in einem Umfang erstellte, der die Bestimmung der potentiellen Landverdunstung nach PENMAN ermöglichte; die Nettostrahlung wurde allerdings nach ALBRECHT berechnet und zusätzlich wurden Boden- und Schmelzwärmestrom berücksichtigt. Zur Darstellung des Rechengangs siehe HENNING. Die Homogenität des Datenmaterials endet an den Grenzen der BRD. Für das Gebiet der DDR wurden aus der Reihe 1891-1930 Daten von 53 Stationen benutzt. Daten unterschiedlicher Reihen von zudem vergleichsweise wenigen Stationen standen von den Nachbarstaaten zur Verfügung; sie wurden herangezogen, um die Flächendeckung der Karte zu erreichen. Die Vogesen wurden behelfsweise analysiert, auf die Herausarbeitung der trockeneren Alpentäler ist jedoch verzichtet worden.

Die feuchteste Station Deutschlands ist die Zugspitze mit 1776 mm Jahreswasserbilanz, im außeralpinen Raum gefolgt vom Brocken mit 1309 mm. Beide Stationen haben nur Monate mit positiver Bilanz (humide Monate), Jahresbilanz und Überschußsumme sind dementsprechend identisch. Halle und Alzey sind die trockensten Stationen mit -189 mm bzw. -141 mm. In diesen Ge-

bieten treten bis zu 7 Monate mit negativer Bilanz (aride Monate) auf, und zwar von März (April) bis September. Die Defizitsummen betragen -271 mm bzw. -257 mm, die winterlichen Überschußbeiträge von 82 mm bzw. 116 mm können diese Defizite nicht mehr decken, selbst wenn sie verlustlos im Boden gespeichert werden.

Danksagung

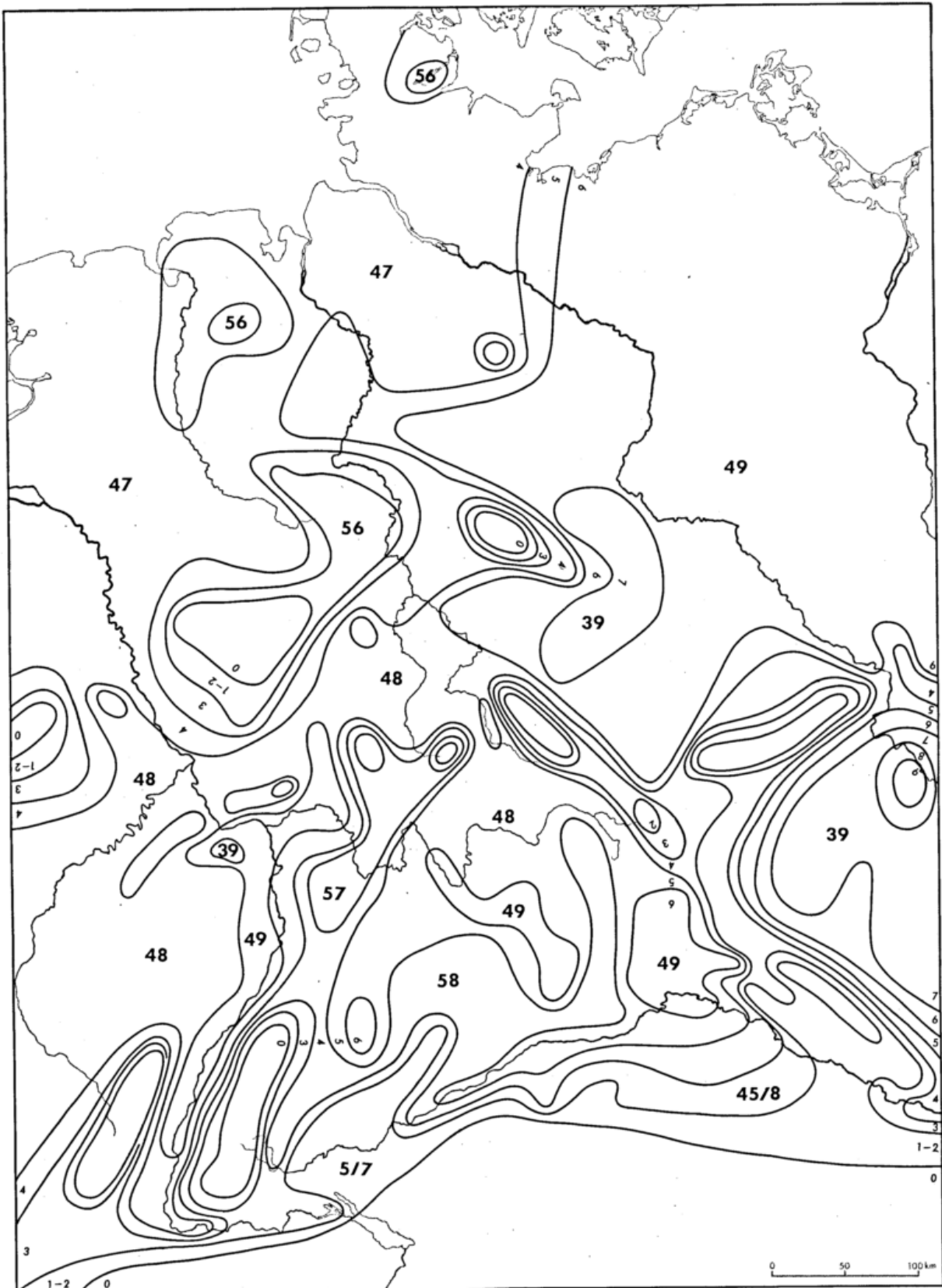
Dem Deutschen Wetterdienst gebührt Dank für die Bereitstellung der vollständigen Klimadaten von den hier aus dem Bereich der Bundesrepublik Deutschland verwendeten Stationen.

Literatur

- Albrecht, F.: Die Berechnung der natürlichen Verdunstung (Evapotranspiration) der Erdoberfläche aus klimatologischen Daten. Ber.Dt.Wetterd. Nr.83 (1962).
- : Untersuchungen des Wärme- und Wasserhaushalts der südlichen Kontinente. Ber.Dt.Wetterd. Nr. 99 (1965).
- Henning, I.; Henning, D.: Die klimatologische Trockengrenze. Meteorol. Rdsch. 29 (1976) H.5, S.142-151.
- : Klimatologische Wasserbilanz von Nordamerika. 2 Teile. Arch.Met. Geoph.Biokl., Ser.B (im Druck).
- Korte, W.: Klimatische Wasserbilanz. Landbauforsch.Völkenrode 8 (1958), S.90-91.
- Mohrmann, J.C.J.; Kessler, J.: Waterdeficiencies in European Agriculture. A Climatological Survey. Intern. Inst.Land Reclamation and Improvement Publ.5 (1959). Wageningen.
- Penman, H.L.: Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil and Grass. Proc. Roy.Soc.London, Ser.A, Math. Phys.Sci.193 No. A 1032 (1948).
- : Estimating Evaporation. Trans. Amer.Geophys.Union 3 (1956), S. 43-46.

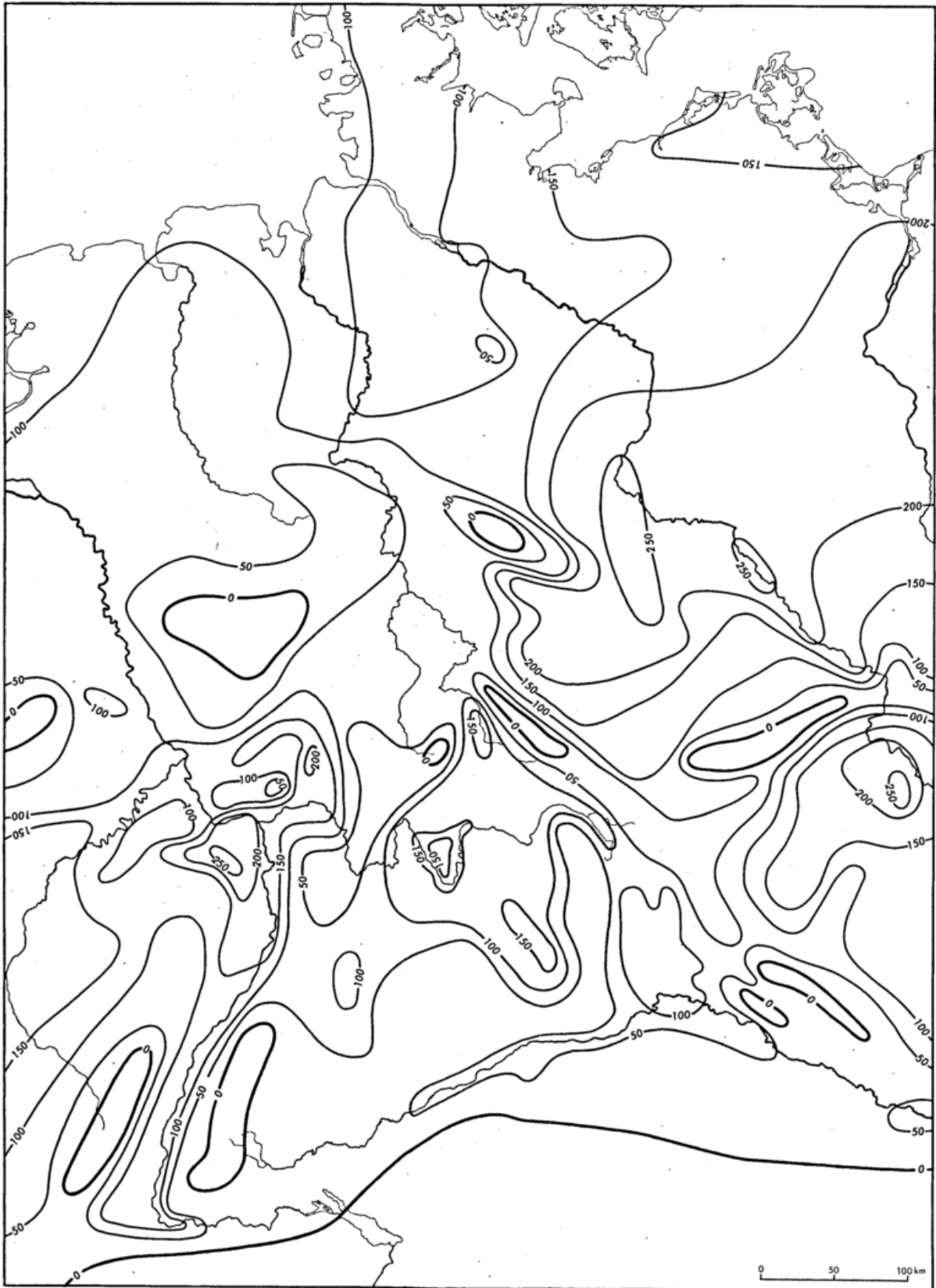


Karte 1: Mittlere klimatologische Jahreswasserbilanz
 (dargestellt sind die Isolinien -200, -100, 0, 100, 200, 300, 500, 700, 900 mm)

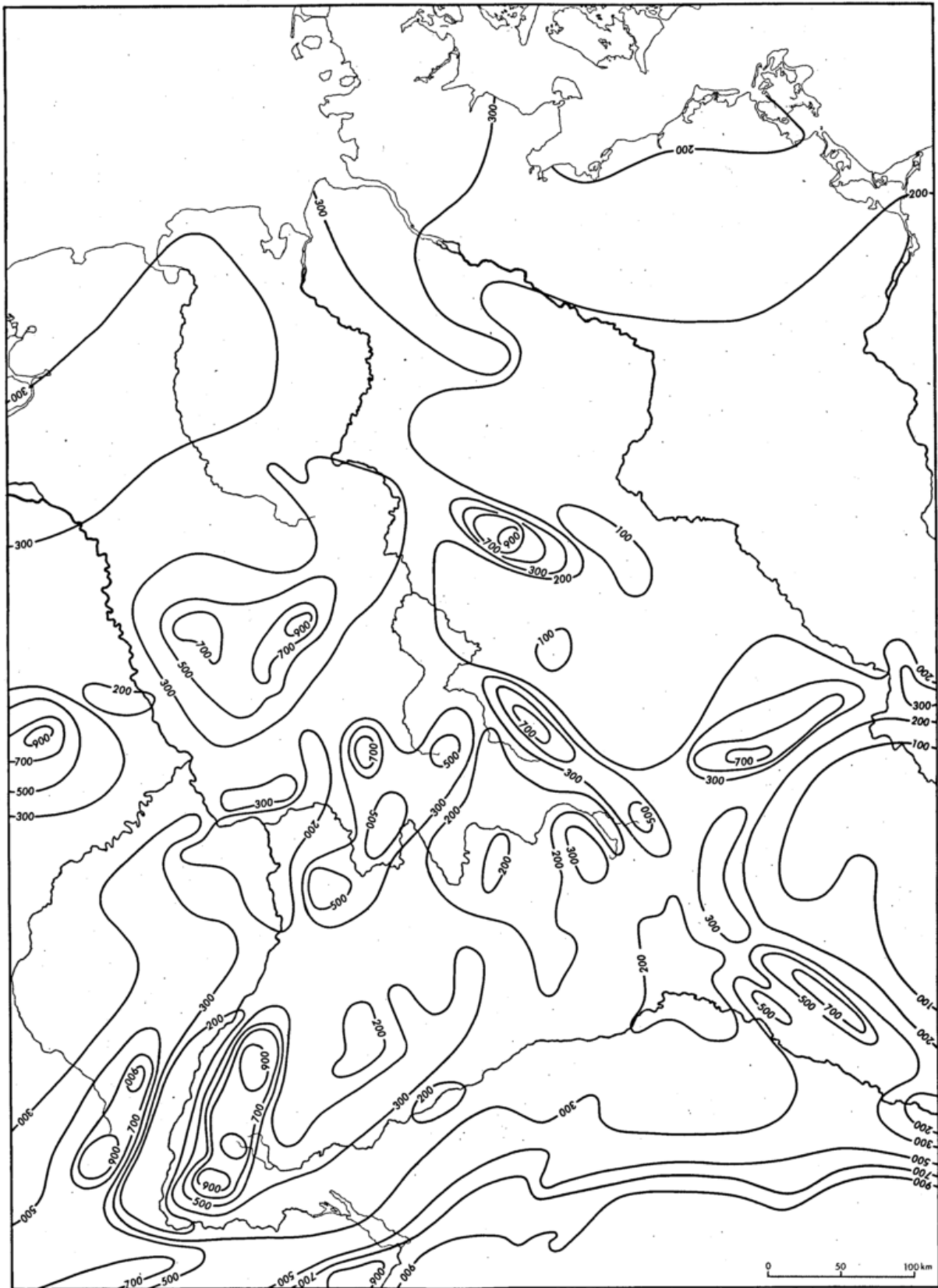


Karte 2: Monate mit klimatologischem Wasserdefizit

mittlere Anzahl (Isolinien) und mittlere Zeit des Auftretens (z.B. 47 = April bis Juli einschließlich; 5/7 = Mai und Juli)



Karte 3: Mittlere Jahressummen des klimatologischen Wasserdefizits(mm)



Karte 4: Mittlere Jahressummen des klimatologischen Wasserüberschusses
 (mm, Abstand der Isolinien wie Karte 1)

METEOROLOGIE IM OPERATIONELLEN HYDROLOGISCHEN PROGRAMM

Hans Hinnerk Johannsen

Deutscher Wetterdienst

Das in der WMO-Kommission für Hydrologie empfohlene Integrierte Operationelle Hydrologische System stellt einen hydrologischen Vorhersage- und Beratungsdienst dar. Der meteorologische Beitrag besteht in der Bereitstellung zweckentsprechend aufbereiteter Klimadaten der für Wasserkreislauf und Wasserbilanz maßgebenden meteorologischen Zustandsgrößen, laufende Meldung der aktuellen Meßergebnisse und schließlich auch der Vorhersage dieser Zustandsgrößen.

Die Fortschritte einiger Geowissenschaften als Ergebnis des Internationalen Geophysikalischen Jahres hatten die Internationale Hydrologische Dekade (IHD) von 1965 bis 1974 angeregt. Dieses Programm erforderte im überwiegenden Teil der Erde zunächst die Ausbildung von Beobachtern, Technikern und Wissenschaftlern. Deshalb war es naheliegend, der UNESCO die Organisation dieses Vorhabens und die Koordinierung der Beiträge der einzelnen Länder zu übertragen. Aber auch andere Organisationen wie die Internationale Assoziation für hydrologische Wissenschaften (IAHS) und vor allem die Weltorganisation für Meteorologie (WMO) haben entscheidend zum Erfolg beigetragen.

Schon nach Ablauf der halben Dekade zeigte sich die Notwendigkeit, die internationale Zusammenarbeit mit Ende der Dekade nicht abreißen zu lassen und sie mit zwei unbefristeten Programmen fortzuführen:

1. Ein Internationales Hydrologisches Programm (IHP), das in erster Linie der Förderung wissenschaftlicher Arbeiten und dem Austausch der Ergebnisse aber auch der Ausbildung von Fachpersonal in den Entwicklungsländern dienen soll. Die Koordinierung übernahm wiederum die UNESCO.

2. Ein Operationelles Hydrologisches Programm (OHP), das hauptsächlich der Entwicklung und Anwendung von Methoden, Modellen und ganzen Systemen, zur Erschließung, Bewirtschaftung und Erhaltung nutzbarer Wasservorräte dienen soll. Seine Koordinierung hat die WMO übernommen, die zu diesem Zweck jedoch ihre Konvention ändern mußte, weil die bis dahin gültige keine hydrologische Tätigkeit vorsah.

Die 1976 in Kraft getretene Konventionsänderung hat zwar nicht alle Wünsche der Hydrologen erfüllt, denn die WMO ist trotz ihrer Zuständigkeit für die Operationelle Hydrologie eine hauptsächlich meteorologische Organisation geblieben. Trotzdem wird dieses neue Aufgabengebiet innerhalb der WMO sehr schnell an Bedeutung gewinnen, und es wird

sich zeigen, daß es in der Operationellen Hydrologie kaum Aufgaben gibt, bei denen nicht auch meteorologische Fragen zu lösen sind. Noch ist die künftige Entwicklung der Operationellen Hydrologie nur in Umrissen erkennbar. Die WMO-Kommission für Hydrologie (CHy) hat auf ihrer V. Sitzung im Juli 1976 die Entwicklung eines Integrierten Operationellen Hydrologischen Systems (IOHS) empfohlen, das praktisch jeden nutzbaren Wassertropfen erfassen und das eine rationelle Bewirtschaftung des Wassers ermöglichen soll. Mit diesem System muß eine laufende Übersicht über die vorhandenen Wasservorräte und den in nächster und weiterer Zeit auftretenden Wasserbedarf erarbeitet werden. Es umfaßt aktuelle und historische Beobachtungen, Datenübertragung, Modellaufstellung, Prozeßrechnung und hydrologische Vorhersagen, und es ist nicht nur die Quantität, sondern auch die Wasserqualität (Wassertemperatur, Sauerstoffgehalt, PH-Wert und Verunreinigung usw.) zu erfassen. Es wird also - dieser Vergleich mit dem entsprechenden Zweig der Meteorologie drängt sich auf - ein "Wasserdienst" sein, der laufend die "Wasserlage" analysiert und kurz- mittel- und langfristige Vorhersagen für die Beratung der Wasserwirtschaft aber auch der Allgemeinheit herausgibt.

Dabei treten dann - zum Teil noch verstärkt - ähnliche Probleme wie beim Wetterdienst auf: Ein erheblicher Teil, der für den Wasserkreislauf maßgebenden Zustandsgrößen ist überhaupt nicht meßbar, bei anderen ist das Meßnetz nicht dicht genug, oder die erforderliche Meßgenauigkeit läßt sich mit vertretbarem Aufwand nicht erreichen, und schließlich gibt es auch - wie in der Meteorologie - exakt gemessene Werte für den Meßpunkt, der jedoch nicht repräsentativ für den umgebenden Raum ist.

Der Beitrag der Meteorologie oder des Wetterdienstes zum IOHS oder besser zu den einzelnen Systemen für das jeweilige Einzugsgebiet ist vielfältig und umfangreich. Der wichtigste Teil läßt sich in 3 Punkte zusammenfassen:

1. Bereitstellung zweckentsprechend aufbereiteter, längerer Beobachtungsreihen meteorologischer Zustandsgrößen oder kürzerer Meßreihen bei bestimmten historischen Ereignissen. Sie dienen zur Eichung der Modelle, mit denen die Wasserbewegungen innerhalb eines Einzugsgebietes simuliert werden.

2. Laufende Messung der entsprechenden Größen und Übertragung dieser Daten an die hydrologischen Analysen- und Vorhersagezentralen, wo sie zusammen mit hydrologischen und sonstigen Daten in den Rechner eingespeist werden.

3. Den Anforderungen des IOHS angepaßte Vorhersagen.

Beispiele für die Bereitstellung meteorologischer Meßergebnisse zur Eichung der Modelle werden in den folgenden Vorträgen gebracht.

Für die hydrologischen Modellrechnungen kommen in erster Linie folgende meteorologischen Zustandsgrößen in Frage: Niederschlag, Lufttemperatur, Luftfeuchte, Wind, Globalstrahlung, Schneedeckenhöhe und Wasseräquivalent der Schneedecke. Die Messungen werden an hauptamtlichen Stationen schon jetzt regelmäßig und meist auch mit der notwendigen Häufigkeit gemacht. Aber nicht für alle Größen ist das hauptamtliche Meldernetz dicht genug. Ausreichend ist es sicherlich für die Lufttemperatur und wahrscheinlich auch für Luftfeuchte und Wind. Für Niederschlag und Globalstrahlung sind dagegen noch zusätzlich Meßstellen notwendig. Da anfangs nur mit Niederschlags-Abfluß-Modellen gearbeitet wird, ist die Verdichtung des Niederschlagsnetzes dringend.

Im Rahmen des Vorhabens "Hochwasserschutz am Rhein" werden z.Zt. im deutschen Teil des Rheineinzugsgebietes bis unterhalb der Mainmündung 13 fernmeldende Niederschlagsmesser eingerichtet. Damit wird die Zahl der Meßstellen, von denen die erforderlichen 3-stündlichen Meldungen kommen, etwa verdoppelt. Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß diese Netzverdichtung ausreichen wird. Aber erstens zwingen die hohen Kosten für den Aufbau und vor allem für den Betrieb eines solchen Netzes zu einem Versuch mit einem dünneren Netz, und zweitens kommt die Lösung des Problems möglicherweise von einer anderen Seite. Die Radar-Niederschlagsmeßtechnik ist nämlich inzwischen soweit, daß sie im Rahmen eines IOHS nutzbringend eingesetzt werden kann. Es ist zwar nicht zu erwarten, daß die Radar-Technik die herkömmliche Auffang-Technik ersetzen kann, aber die Verdichtung eines Netzes von Auffanggeräten durch einige, an besonders geeigneten Stellen eingesetzte Radargeräte, führt vermutlich zu einem optimalen Nutzen/Kostenverhältnis.

Später wird man auch das Schmelzwasser in die Modelle einbeziehen. Dazu muß eine Möglichkeit gefunden werden, aus den täglich eingehenden Meldungen näherungsweise

Abschmelzraten zu berechnen. Die Berücksichtigung der Höhenabhängigkeit der entsprechenden Zustandsgrößen, Schneedeckenhöhe, Wasseräquivalent und Lufttemperatur, und ihre Übertragung auf die Fläche von Einzugsgebieten, ist mit Rechenautomaten zwar leicht zu lösen, die Dichte der Meßstellen und ihre Repräsentativität ist jedoch so gering, daß nur wenig befriedigende Ergebnisse zu erwarten sind. Aber oft ist ein ungenaues Ergebnis viel nützlicher als überhaupt keine Angabe.

Im Laufe der weiteren Entwicklung wird auch die Verdunstung oder die Evapotranspiration zu berücksichtigen sein. Sie gehört zu den Zustandsgrößen, die praktisch nicht meßbar sind. Sie muß deshalb aus Meßergebnissen berechnet werden, die regelmäßig gemeldet werden können, z.B. Lufttemperatur, Luftfeuchte, Wind und Globalstrahlung. Sofern man das Meßnetz für die Globalstrahlung nicht ausreichend verdichtet, muß teilweise auf Sonnenscheindauer und Bewölkungsschätzungen ausgewichen werden.

Die Meldetermine werden beim IOHS größeren Abstand haben können als beim Wetterdienst, wenn auch einzelne Zustandsgrößen im gleichen oder dichteren Abstand gemessen werden müssen, Niederschlag z.B. dreistündlich. Normalerweise genügt täglich eine Meldung. Nur bei Gefahr, etwa bei Hochwasser, sind Zwischenmeldungen notwendig.

Leider sind viele Einzugsgebiete so klein, daß z.B. bei Hochwasser, die aufgrund von Meßdaten herausgegebene Wasserstandsvorhersage erst später kommen kann als die vorherzusagende Hochwasserwelle. Es muß deshalb versucht werden, hydrologische Vorhersagen mit vorhergesagten Eingangsdaten zu erarbeiten. Dazu werden vom Wetterdienst entsprechende Vorhersagen der jeweiligen Zustandsgrößen erwartet. Vereinzelt werden quantitative Niederschlagsvorhersagen versuchsweise schon gegeben und die Treffsicherheit wird mit der Zeit besser werden. Trotzdem werden die präzisen Werte, die für die Modellrechnungen gebraucht werden, verhältnismäßig unsicher bleiben. Es sind aber die besten Eingangsdaten, die für diesen Zweck zu haben sind.

Damit ist nur der wichtigste Teil des meteorologischen Beitrags zur Operationellen Hydrologie in den nächsten Jahren umrissen. Vieles ist unerwähnt geblieben und manches wird sich erst im Laufe der Entwicklung herausstellen. Es liegt viel Arbeit vor uns, und der Zustand der mitteleuropäischen Gewässer zwingt zu großer Eile.

United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization / World Meteorological Organization:
Records of the International Conference on the Results of the International Hydrological Decade and on Future Programmes in Hydrology. Paris 1974

World Meteorological Organization: Commission for Hydrology, Abridged Final Report of the fifth Session. WMO-No. 453 (1976).

METEOROLOGISCHE PROBLEME BEI DER
AUFSTELLUNG EINES NIEDERSCHLAGS-
ABFLUSS-MODELLES IM LECH-WERTACH-GEBIET

Hans-Eckard Deisenhofer
Bayer. Landesamt für Wasserwirtschaft

KURZFASSUNG

Zur Hochwasservorhersage im Lech- und Wertachgebiet wurde beim Bayerischen Landesamt für Wasserwirtschaft ein mathematisches Niederschlags-Abfluß-Modell aufgestellt. Zur Anwendung des Modells wurde mit dem Aufbau eines fernübertragenden Niederschlagsmeßnetzes begonnen. Die Überlegungen hinsichtlich der Auswahl eines geeigneten Meßwertaufnehmers, Dichte des Stationsnetzes und Netzkonfiguration werden beschrieben. Abschließend sind die gewählten Verfahren zur Berechnung des Gebietsniederschlags erläutert.

1 DAS NIEDERSCHLAGS-ABFLUSS-MODELL

Infolge der fortschreitenden Zivilisation wird die Wasserwirtschaft zunehmend mit dem Problem der Wasserknappheit einerseits und erhöhter Schädigungen bei Hochwasser andererseits konfrontiert. In der operationellen Hydrologie gewinnen somit für die Bewirtschaftung wasserwirtschaftlicher Anlagen sowie bei der Gefahrenabwehr für Leib und Leben Abflußvorhersagen immer mehr an Bedeutung.

Beim Bayer. Landesamt für Wasserwirtschaft wird derzeit der praktische Einsatz eines mathematischen Niederschlags-Abfluß-Modells (N-A-Modell) für die Hochwasservorhersage an Lech und Wertach vorbereitet. Im Modell ist der natürliche Niederschlags-Abfluß-Vorgang in die drei Bausteine Abflußbildung, Abflußkonzentration und Wellenablauf gegliedert (Rosemann). In der Phase der Abflußbildung geht es um die Berechnung des Gebietsniederschlags und dessen Aufspaltung in den direkt zum Abfluß kommenden Niederschlagsanteil und die sog. Verluste. Eingangsgrößen sind daher u.a. die gemessenen Niederschläge. Damit stellt sich die Aufgabe für das in eine Reihe von Teileinzugsgebieten gegliederte Modellgebiet die Niederschlagsdaten in Form von Gebietsniederschlägen für den Echtzeitbetrieb bereitzustellen.

2 DATENERFASSUNG UND -ÜBERTRAGUNG

Das vorhandene Niederschlagsmeßnetz des Deutschen Wetterdienstes bzw. des hydrographischen Dienstes von Tirol ist zwar relativ dicht und zur Ermittlung

der Übertragungsfunktion zwischen Niederschlag und Abfluß unerlässlich, zum Betrieb von N-A-Modellen aber doch weitgehend unbrauchbar. Erforderlich sind Meßwertgeber, die den Niederschlag in Zeitintervallen von der Größenordnung eine Stunde automatisch erfassen und abspeichern können. Damit erhebt sich die Notwendigkeit, ein Sondermeßnetz mit Geräten der o.g. Eigenschaften aufzubauen. Zudem sind Geräte besonders vorteilhaft, die den Meßwerte bereits digital erfassen, so daß eine Analog-Digitalwandlung, wie etwa beim Meßverfahren nach dem Schwimmerprinzip, entfallen kann. Die genannten Forderungen erfüllen Geräte nach dem Tropfer- und/oder Wippenprinzip. Beim Bayer. Landesamt für Wasserwirtschaft fiel von den in Deutschland verfügbaren Geräten die Wahl auf das Ombrometer "Hohenpeißenberg" (Attmannspacher, 1973) mit Tropfer und Wippe, da es aufgrund seiner Meßgenauigkeit in einem sehr weiten Meßbereich auch diejenigen Starkniederschläge erfaßt, die bei fachgerechter Auswertung wichtige Unterlagen für wasserwirtschaftliche Planungen liefern.

Die vom Meßwertgeber kommenden Impulse werden bei der Meßstelle in einem Datenoperator gezählt und als Fünfminutensumme abgespeichert. Der Speicher ist so ausgelegt, daß er die Meßwerte von mindestens 30 Stunden aufnimmt. Die Fernübertragung der Meßwerte zu der mit einer EDV-Anlage ausgestatteten Zentrale erfolgt über Fernsprechwahlleitungen der Deutschen Bundespost mittels des Modems D 20 P.

3. NETZDICHTE - NETZKONFIGURATION

Bei der Planung des Meßnetzes ist von vorneherein klar, daß nur ein vernünftiger Kompromiß zwischen erwünschter Bestimmungsgenauigkeit des Gebietsniederschlags und den einmaligen und laufenden Kosten für das Meßnetz angestrebt werden kann. Dichte und räumliche Verteilung der Niederschlagsstationen hängen unter der Voraussetzung, daß an jedem Punkt des Gewässernetzes die gleiche Genauigkeit der Abfluvorhersage erreicht wird, von zahlreichen Faktoren, wie Größe des Einzugsgebietes, räumliche Variabilität der Niederschläge, Charakteristiken des Einzugsgebietes, z.B. Bodenart, topographische Faktoren u.ä. ab. Da sich diese z.T. sehr komplexen Größen einer quantitativen Betrachtung entziehen, wurden beim US National Weather Service in Fortführung bereits vorhandener Arbeiten (WMO 1969) die Zusammenhänge zwischen Größe des Einzugsgebietes, Gewitterhäufigkeit und mittlerer jährlicher Abflußhöhe einerseits und Anzahl der erforderlichen Niederschlagsstationen andererseits untersucht. Die Ergebnisse sind in Form eines Diagrammes veröffentlicht (Kohler, 1973). Dabei wird davon ausgegangen, daß ein mittlerer Fehler von 15 % bei der Berechnung des Gebietsniederschlags für einen Hochwasserregen im Hinblick auf die Kosten des Meßnetzes vertretbar ist. Dies vor allem auch deswegen, weil die o.g. Untersuchung auch gezeigt hat, daß die mittlere Standardabweichung des berechneten Gebietsniederschlags bei Hochwasserregen etwa umgekehrt proportional der Wurzel aus der Stationszahl angenommen werden kann, also die Kosten sehr stark auf das Fehlerkriterium ansprechen. Die Abschätzung der Anzahl von erforderlichen Meßstationen für das in Teileinzugsgebiete gegliederte Lech- und Wertachgebiet ergibt, bei ebenfalls 15 % zugelassener Standardabweichung im Gebietsniederschlag, eine Zahl von rund 20 Niederschlagsmeßstationen.

Zur genauen Festlegung der Stationszahl und der Verteilung der Meßstellen in den Teileinzugsgebieten von Lech und Wertach ließen sich objektive Maßstäbe nicht heranziehen, vielmehr mußten hier bisher nicht berücksichtigte Aspekte einfließen. Zunächst wurden aus Wirtschaftlichkeitsgründen eine Anzahl von Meßstellen so festgelegt, daß sie mit anderen Meßstellen, meist Pegeln, gemeinsam an die Fernübertragung angeschlossen werden konnten. Bei der Standortwahl weiterer Stationen war einerseits eine etwa gleichmäßige Verteilung über das Gesamtgebiet zu berücksichtigen, andererseits sollte der im Alpenrandbereich bei Hochwasser starken Überregnung, sowie der vom Modell herrührenden Gliederung in Teileinzugsgebiete und der Höhenstaffelung dieser Gebiete Rechnung getragen werden. Bei der Suche nach hoch gelegenen Standorten zeigte

sich einmal mehr die Schwierigkeit repräsentativ gelegene, mit Strom und Telefon erschlossene, Höhenstationen auszuwählen.

So sind letztlich in dem Gesamtnetz von 22 Meßstellen die Hochlagen oberhalb 1500 m nicht repräsentiert. Da aber in diesen Höhen ohnehin wegen des vermehrten Schneeanteils zusammen mit der erhöhten Windwirkung z.T. erhebliche Meßfehler zu erwarten sind (Larson 1974), ist derzeit ein Ausbau des Meßnetzes in Hochlagen nicht vorgesehen.

4 DATENAUSWERTUNG

Während der Abfluß bereits ein Gebietsmittel repräsentiert, ist der Gebietsniederschlag aus punktförmigen Niederschlagsmessungen zu berechnen. Dies gilt jedenfalls immer dann, wenn keine flächenhafte Erfassung des Niederschlags mit Radar erfolgt.

Von den einschlägigen Verfahren zur Bestimmung des Gebietsniederschlags scheidet die Isohyetenmethode wegen des zu großen Zeitaufwandes für die aktuelle Vorhersage aus. Auch die Verwendung des arithmetischen Mittels kommt aufgrund der zu großen Ungenauigkeit bei der gegebenen Netzdichte nicht in Frage. Geeignet sind die Polygonmethode (Thiessen 1911) und die Gitternetzmethode (NOAA 1972). Neben dem Nachteil beider Verfahren - sie tragen ohne zusätzliche Vorkehrungen der Orographie nicht Rechnung - kommt bei der Polygonmethode ihre Inflexibilität hinzu. Jeder Stationswechsel oder -ausfall erfordert jeweils die Neuberechnung der Flächengewichte. Um den großen Aufwand zu vermeiden, den die Programmierung des Verfahrens zur Bestimmung der Flächengewichte benötigt, hilft man sich in der Praxis dadurch, daß man immer von den einmal planimetrierten Flächen ausgeht und fehlende Stationsmeldungen durch Abschätzungen aus Nachbarstationen ersetzt.

Weite Anwendungsmöglichkeiten hat die bisher wenig verwendete Gitternetzmethode. Das Verfahren ist sehr ähnlich der Methode, die bei der Analyse meteorologischer Felder in der numerischen Wettervorhersage Verwendung findet. Das Einzugsgebiet wird mit einem orthogonalen Gitternetz mit Ost-West und Nord-Süd orientierten Achsen überzogen. An jedem Gitterpunkt im Gebiet wird der Niederschlag dann derart bestimmt, daß aus jedem der sich ergebenden Quadranten jeweils die Meßwerte der nächstgelegenen Station herangezogen und mit dem reziproken Wert des Entfernungsquadrates gewichtet werden. Der Gebietsniederschlag errechnet sich dann aus der Mittelung der Gitterwerte oder aus nach dem obigen Verfahren ermittelten Stationsgewichten.

Sensitivitätsanalysen haben gezeigt, daß bei Anwendung dieser Methode etwa 50 -

100 Gitterpunkte im betrachteten Gebiet liegen sollten (NOAA 1972).

Bei Verwendung eines Gitternetzes lassen sich im übrigen auch die Flächen-gewichte der Polygonmethode leicht durch Abzählen bestimmen, wenn man sich vor Augen hält, daß das einer Station zuzuordnende Polygon die Begrenzung aller Punkte darstellt, die dieser Station näher als jeder anderen Meßstelle liegen.

Die statistische Auswertung der anfallenden Niederschlagsdaten ist nach dem im Guide To Hydrometeorological Practices (WMO 1970) vorgeschlagenen Muster vorgesehen. Hiernach werden täglich die Stundensummen und die Maximalwerte des Niederschlages für 5, 10, 15, 30, 60, 120 Minuten festgehalten und in Monatslisten zusammengefaßt.

5 STAND UND ENTWICKLUNGSTENDENZEN

Das Meßnetz besteht derzeit im Wertachgebiet aus sieben Meßstellen und wird 1977 auf das Lechgebiet erweitert. Die Fernübertragung der Niederschlagsdaten zeigt bisher im Probetrieb befriedigende Ergebnisse. Eine aktuelle Hochwassersituation wurde bisher nicht bearbeitet.

Es wird sich also noch zeigen, ob das geschilderte Konzept voll befriedigende Eingaben für das Modell liefert, oder ob etwa durch zusätzliche Einführung von Stationscharakteristiken oder "dummy stations" (NOAA 1972) der Gebietsniederschlag besser abgeschätzt werden muß. Letztlich kann auch eine Verdichtung des Meßnetzes notwendig werden.

Sollte mit der Weiterentwicklung des mathematischen Modells auch die Schneeschmelze einbezogen werden, so werden, je nach Modellansatz, noch weitere meteorologische Parameter wie Lufttemperatur, Strahlung, Wind, Wasseräquivalent der Schneedecke etc. erforderlich.

LITERATUR

- ATTMANNSPACHER, W., RIEDL, J.: Ein Om-brometer im Baukastenprinzip zur Erfassung und digitalen Ausgabe der Niederschlagsdauer und -menge. Ber. d. DWD (1973), Nr. 131
- KOHLER, M.A.: Reporting Network For Forecast And Warning Purposes: A Case Report On Planning In The USA (Interner Bericht des National Weather Service, NOAA) 1973
- LARSON, L.W., PECK, E.L.: Accuracy Of Precipitation Measurements for Hydrologic Modeling. Water Res. Res. Vol 10, No. 4, 1974
- NOAA: Technical Memorandum NWS - HYDRO-14, 1972, S 3/1 - 3/14
- ROSEMANN, H.J.: Die Hochwasservorhersage auf der Grundlage eines mathematischen Niederschlag-Abfluß-Modells für räumlich gegliederte Einzugsgebiete. Veröffentl. in Vorbereitung.
- THIESSEN, A.H.: Precipitation of Large Areas, Monthly Weather Rev., Vol. 39, 1911, S. 1082 - 1084
- WMO: Hydrological Network Design-Needs, Problems and Approaches. Reports on WMO/IHD Projects, Report No. 12
- WMO: Guide To Hydrometeorological Practices, WMO - No. 168, TP. 82 S. IV/3.

KURZFRISTIGE GEBIETSNIEDERSCHLÄGE FÜR HYDROLOGISCHE VORHERSAGEN

Karl Hoffmann

Deutscher Wetterdienst

- Zentralamt -

Abteilung Klimatologie

1 KURZFASSUNG

Zur Eichung von Niederschlags-Abfluß-Modellen werden 3-stündige Gebietsniederschläge von kleineren Einzugsgebieten ausgewählter Rhein Nebenflüsse als Eingangsdaten verwendet. Das Regenschreibermeßnetz des Deutschen Wetterdienstes (DWD) ist zur Berechnung der Gebietsniederschläge zu weitmaschig. Deshalb müssen Tagesniederschlagshöhen von etwa 100 Niederschlagsmeßstationen aus diesen Gebieten mit Hilfe von Registrierungen an 24 Stationen in 3-stündige Niederschlagshöhen umgerechnet werden. Für den operationellen Betrieb wird zur Ergänzung der synoptischen und der automatischen Wetterstationen ein Meßnetz mit 13 fernmeldenden Niederschlagsmessern aufgebaut.

2 EINLEITUNG

Die Bundesanstalt für Gewässerkunde in Koblenz (BfG) erarbeitet ein mathematisches Modell zur kontinuierlichen Hochwasservorhersage für den Rhein. Mit diesem deterministischen Modell sollen Durchgangszeit, Höhe des Hochwasserscheitels und des Wasserstandes am Mittel- und Unterlauf des Rheins mit der notwendigen Genauigkeit vorhergesagt werden. Am Anfang wird für jedes ausgewählte Teileinzugsgebiet des Rheins (Abb. 1) ein eigenes Niederschlags-Abfluß-Modell erstellt. Diese Teilmodelle werden mit einem der bekannten Flood-Routing-Verfahren zu einem Gesamtmodell zusammengefaßt. Die Teileinzugsgebiete haben eine maximale Größe von 1000 km². Bei größerer Fläche werden die Unsicherheiten zu groß. Verschiedene meteorologische und hydrologische Parameter, z.B. 3-stündige Gebietsniederschläge, Querprofile von Flußläufen in Abständen von mindestens 1000 m, gehen in jedes Teilmodell ein. Als Ergebnis erhält man Abflüsse an verschiedenen Stellen des Rheins zwischen Basel und der holländischen Grenze.

3 BERECHNUNG DES 3-STÜNDIGEN NIEDERSCHLAGS

In der ersten Phase werden 3-stündige Gebietsniederschläge für 10 Teileinzugsgebiete des Rheins (Abb. 1) für 15 ausgesuchte Hochwasserperioden von 1960 bis 1972 (Tab. 1) berechnet. Wegen der nur geringen Anzahl von Niederschlagsschreibern in der Umgebung der Einzugsgebiete sollen beim Deutschen Wetterdienst die täglichen Niederschlagshöhen von 100 Stationen mit Hilfe der Registrierungen an 24 Stationen auf 3-stündige Niederschlagshöhen umgerechnet werden. Die 3-Stundenwerte von den Niederschlagsregistrierstreifen aus den Hochwas-

serperioden wurden abgelocht und die täglichen Niederschlagshöhen aus vorliegenden Tabellen auf Band gebracht. Die Lücken in den Registrierungen werden teilweise mit Hilfe umliegender Stationen und den Aufzeichnungen der Beobachter, fehlende Tageswerte aus umliegenden Stationen ergänzt.

Die 3-stündigen Niederschlagswerte (RREG_i, i = 1,8 = 8 Werte pro Tag) des klimatischen Tages, also von 6⁰⁰ bis 6⁰⁰ MEZ des nächsten Tages, werden in Prozent der

Abb. 1

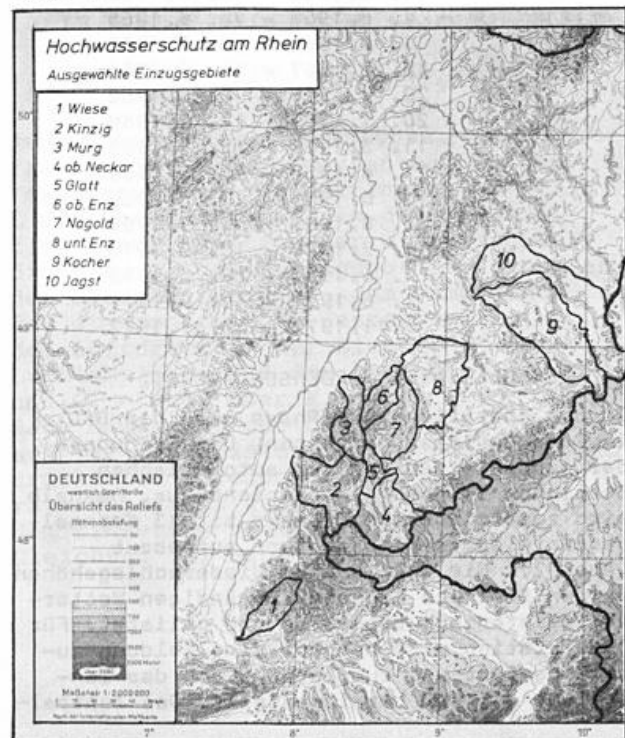
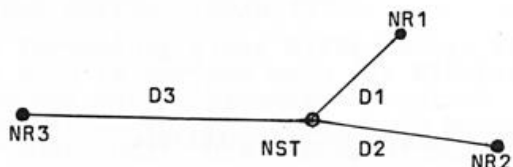


Abb. 3



Tageshöhe (RPROZ_i, i = 1,8) umgerechnet. Für jede Station mit täglicher Messung (NST) werden die 3 nächstgelegenen Niederschlagsregistrierstationen (NR1, NR2, NR3) gesucht und die Entfernung (D1, D2, D3) zu NST bestimmt (Abb. 3).

Aus den reziproken Abständen werden die Gewichte W, V, U berechnet und der jeweiligen Registrierstation zugeordnet. Der 3-stündige prozentuale Niederschlag (BERPROZ_i) bei NST wird berechnet aus:

$$\text{BERPROZ}_i = \frac{W \cdot \text{RPROZ}(\text{NR1})_i + V \cdot \text{RPROZ}(\text{NR2})_i + U \cdot \text{RPROZ}(\text{NR3})_i}{100} (\%) \quad i=1,8$$

Aus der Tagesniederschlagshöhe (RTAG) an der Station mit täglicher Messung und den berechneten Prozentwerten (BERPROZ_i) wird der 3-stündige Niederschlag (RBER_i, i=1,8) berechnet:

$$\text{RBER}_i = \frac{\text{BERPROZ}_i}{100} \cdot \text{RTAG} (\text{mm}) \quad i=1,8$$

Die für 100 Stationen berechnete 3-stündige Niederschlagswerte werden an Hand von Klimaaufzeichnungen geprüft und Fehler korrigiert. Die BfG erhält die korrigierten Daten zur weiteren Verarbeitung.

Tab. 1 Ausgewählte Hochwasserperioden am Rhein

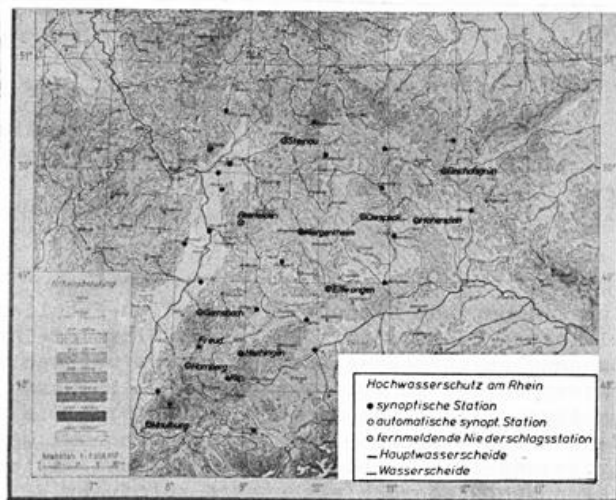
1. 8.1960 - 5. 9.1960
11. 3.1965 - 10. 4.1965
1. 6.1965 - 25. 6.1965
1. 2.1966 - 28. 2.1966
15.12.1967 - 15. 2.1968
20. 9.1968 - 5.10.1968
20. 1.1969 - 10. 2.1969
11. 3.1969 - 5. 4.1969
21. 4.1969 - 15. 5.1969
5. 6.1969 - 26. 6.1969
27. 8.1969 - 5. 9.1969
1. 2.1970 - 10. 3.1970
1. 5.1970 - 28. 5.1970
1. 6.1971 - 10. 9.1971
5.11.1972 - 30.11.1972

4 FERNMELDENDES NIEDERSCHLAGSNETZ

In der operationellen Phase wird die BfG laufend Abflüsse berechnen. Die Meldungen der synoptischen und der automatischen Stationen reichen jedoch nicht aus. Deshalb wird zusätzlich ein Meßnetz mit 13 fernmeldenden Niederschlagsmessern aufgebaut (Abb. 2). Die 3-stündigen Niederschlagshöhen werden 8mal pro Tag vom zuständigen Wetteramt telefonisch abgerufen und gelistet. Für jede Station wird morgens eine Meldung zusammengefaßt und zum Abruf durch das Zentralamt des DWD bereitgestellt. Das Zentral-

amt ruft die Meldungen von den Wetterämtern per Fernschreiber ab und bereitet ein neues Bulletin von allen Stationen vor, das der BfG per Telex übermittelt wird. Bei prekären Hochwassersituationen bekommt die BfG zweimal täglich die Niederschlagsmeldungen.

Abb. 2



5 AUSSICHTEN

Das gesamte Rheingebiet wird mit kleineren Teileinzugsgebieten abgedeckt, für die jeweils ein spezielles Modell erstellt wird. Um in der operationellen Phase die Vorhersage zu verbessern, wird die Anzahl der fernmeldenden Niederschlagsmeßstationen noch zu erhöhen sein. Flächenniederschlagsbestimmungen durch Radarmessungen werden noch eine weitere Verbesserung für die Eingabe von Gebietsniederschlägen in das Modell bringen.

6 LITERATUR

- Cembrowski, G.; Hahn, H.; Plate, E.; Schultz G.: Mathematische Flußgebietsmodelle, BMI, Bonn, 1975
- DFG: Internationale hydrologische Dekade, Bonn-Bad Godesberg, Heft 1, 1971.
- DFG: Internationale hydrologische Dekade Bonn-Bad Godesberg, Heft 2, 1975.
- Finke, W.: Zur Simulation von Monatssummen des Niederschlags, Acta hydrophysica, Berlin, 19 (1974), S. 49-63.
- Kelway, P.S.; Herbert, S.I.: Short-term rainfall analysis. Weather, 24, 9 (1969), S. 342-354.
- Schumann, D.: Einige Ergebnisse hydrometeorologischer Forschung in den Versuchsgebieten des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik. Zeitschrift für Meteorologie, Band 25, Heft 1 (1975), S. 25-32.
- Schumann, D.: Zur Kurzzeitanalyse des Niederschlags. Zeitschrift für Meteorologie, Band 26, Heft 2 (1976), S. 59-66.

WASSERHAUSHALTSKOMPONENTEN VON ZWEI INLANDSSEEN IN TROCKENER UMGEBUNG

C. Tetzlaff, K.A. Eggers, R. Roth

Institut für Meteorologie und Klimatologie der TU Hannover

Nahe dem Zentrum des afrikanischen und des australischen Kontinents befindet sich je ein abflußloses Becken, das des Tschad-Sees und das des Lake Eyre. Während das letztere nur gelegentlich mit Wasser gefüllt ist, befindet sich im afrikanischen stets Wasser, wenn auch der Wasserstand starken Schwankungen unterworfen ist (Chouret, 1974). Beiden Seen gemeinsam ist der Hauptzufluß aus dem äquatorwärtigen Niederschlagsregime. Die jährliche Niederschlagsmenge im Einzugsgebiet des Tschad-Sees beträgt etwa 1200 mm/a, während über dem des Lake Eyre etwa 400 mm/a fallen. Diese Differenz verursacht denn auch die unterschiedlichen Erscheinungsformen der beiden Seebecken. Der Tschad-See hat eine mittlere Oberfläche von 25 000 km², wovon jedoch nur etwa 16 000 km² freie Wasserfläche sind, und liegt in einer Breite von etwa 14°N. Die mittlere Tiefe, die zu 6 m angegeben werden kann, ist ebenso wie die Größe der Oberfläche großen jährlichen und längerperiodischen Schwankungen unterworfen. Zur Berechnung der Verdunstung stößt die Verwendung der Wasserbilanz wegen unzureichender Kenntnis der Grundwasserströme auf gewisse Probleme. Daher wurde die Energiebilanz der Seeoberfläche zur Verdunstungsbestimmung verwendet, ebenso wie die Oberflächentemperaturmessungen des Satelliten NIMBUS 4, der im großen atmosphärischen Fenster mißt. Fernerhin wurden, soweit verfügbar, die synoptischen Daten der Lufttemperatur, Taupunkt und Windgeschwindigkeit vom Seeufer (Bol) und entlang einer Trajektorie nach Nordosten ins Landesinnere hinein verwendet (Mao, Faya Largeau) (ORSTOM, 1974). Um die Oberflächentemperaturmeßwerte, die ja nur in 12-stündigen Abständen zur Verfügung stehen, brauchen zu können, wurde ein Modell zur

Beschreibung der Oberflächentemperatur des Sees verwendet, das zu seiner Ableitung die sog. Gleichgewichtstemperatur benutzt, bei der die Seetemperatur sich nicht ändert (Edinger et al., 1968; Keijman, 1974). Ausgangspunkt ist die Energiebilanz der Seeoberfläche H_N .

$$H_N = (H_S + H_A - H_{SR} - H_{AR}) - (R - C - LE) \quad (1)$$

Dabei ist H_S die Globalstrahlung, H_{SR} deren reflektierter Anteil, C der Strom fühlbarer Wärme, H_A die Gegenstrahlung der Atmosphäre, H_{AR} deren reflektierter Anteil, LE der Verdunstungswärmestrom und R die langwellige Ausstrahlung der Oberfläche. Zur Lösung müssen die einzelnen Größen bekannt sein oder bestimmt werden. Es gelten die folgenden Gleichungen:

$$R = \epsilon \sigma (T_S + \Delta)^4 \quad (2)$$

$$LE = -L_g f(u) (e_s - e_d) 0.623/p \quad (3)$$

$$B = C/LE = C_1 (T_S - T_A) / (e_s - e_d) \quad (4)$$

mit ϵ dem Emissionsvermögen, σ der Stefan - Boltzmann - Konstanten, T_S der Temperatur der Seeoberfläche, $\Delta_S = 273K$, L der Verdampfungswärme des Wassers, f(u) einer Funktion der Windgeschwindigkeit, e_s dem Sättigungsdampfdruck an der Seeoberfläche, e_d dem Dampfdruck des atmosphärischen Wasserdampfes, p dem Luftdruck, ρ der Dichte, T_A der Lufttemperatur, B dem Bowenverhältnis und $C_1 = 0.65$ mbar/K. Nach Anwendung der binomischen Formel auf (2), der Linearisierung der Dampfdruckkurve in einem begrenzten Temperaturintervall $(e_s - e_d) = \sigma (T_S - T_d)$ und dem Einsetzen von (2), (3) und (4) in Gleichung (1) erhält man:

$$H_N = H_R - \epsilon \epsilon \Delta^4 - 4 \epsilon \epsilon \Delta^3 T_S - 6 \epsilon \epsilon \Delta^2 T_S^2 + L g c \bar{u} (C_1 T_a + \delta_s T_d) 0.623/p - L g c \bar{u} T_s (C_1 + \delta_s) 0.623/p \quad (5)$$

mit c als Transportkoeffizient für Impuls. Bei der Gleichgewichtstemperatur T_e wird H_N null. Setzt man $T_e = T_s$ und $\delta_s = \delta_e$, so kann man die entstehende Gleichung von (5) subtrahieren und erhält:

$$H_N = M (T_e - T_s) \quad (6)$$

mit $M = 4 \epsilon \epsilon \Delta^3 + L g c \bar{u} (C_1 + \delta_s) 0.623/p$ als thermischer Transportkoeffizient. Unter Verwendung der Temperaturänderung des Sees als Maß für die Wärmespeicherung ergibt sich:

$$g c h \partial T_s / \partial t = M (T_e - T_s) \quad (7)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß der See der Tiefe h wohldurchmischt ist und der Transportkoeffizient nicht zeitabhängig ist.

$$T_e(t) = T_s(t) + (h c g / M) \partial T_s / \partial t \quad (8)$$

Die Lösung wird dadurch bestimmt, daß die Temperaturen T_e und T_s sinusförmig angesetzt werden. Mit Hilfe von Gleichung (8) lassen sich dann die Beziehungen zwischen den beiden Wellen herstellen. Der Tagesgang der Wassertemperatur läßt sich damit berechnen. Ein Vergleich der berechneten Oberflächentemperaturen mit den Meßwerten des Satelliten ergab gute Übereinstimmung (Tabelle 1), (Eggers, 1976).

Tabelle 1

Berechnete (T_s) und beobachtete (T_{Sat}) Oberflächentemperaturen

Datum	T_s °C	T_{Sat} °C
15.12.70	14.0	15.3
10 ¹⁵		
27.12.70	14.6	15.6
10 ⁰⁰		
2. 2.71	16.3	17.2
10 ¹⁵		
7. 2.71	11.9	18.6
10 ⁰⁰		

Anders als im Tschadseegebiet ist die Passatströmung über dem australischen Kontinent nicht so ausgeprägt, und wechselnde Windrichtungen und große Entfernung der Beobachtungsstationen vom Seebecken verbieten die Anwendung der eben beschriebenen Methode. Lake Eyre liegt in 38°S einige Meter unterhalb des Meeresspiegels im Lake Eyre - Becken. Bei einer Nord-Süd-Erstreckung von 130km und einer Ost-West-Erstreckung von 65 km hat die Wasserfläche nach der letzten Flutung, die in den ersten Monaten des Jahres 1974 stattfand, eine Oberfläche von etwa 9000 km². Die Wasserhaushaltskomponenten wurden anhand der Wasserhaushaltsgleichung bestimmt:

$$\Delta V = RR - E + I \quad (9)$$

worin ΔV die Änderung des Wasservolumens, RR der Niederschlag auf die Oberfläche, E der Verlust durch Verdunstung und I der Netto - Einfluß von Grund- und Oberflächenwasser ist. ΔV wurde aus Messungen des Wasserpegels an einigen Plätzen bestimmt. Der Niederschlag über dem See konnte nicht gemessen werden, sondern er wurde aus den monatlichen Daten des südaustralischen Niederschlagsmeßnetzes interpoliert. Beim Vergleich dieser Werte mit denen, die an vom See entfernten Stationen gemessen wurden, konnte festgestellt werden, daß in den Jahren, in denen der See vollständig gefüllt war, über dem See relativ mehr Niederschlag als in der Umgebung fiel. Um diesen Effekt auf seine Signifikanz hin zu untersuchen, wurde für nahezu alle Stationen des Beobachtungsnetzes die jährliche Niederschlagssumme RR_{NN} (Stationsname NN) und der Mittelwert \bar{RR}_{NN} davon (von 1887 an) berechnet. Dann ist die Abweichung vom Mittelwert in % ΔRR_{NN} .

$$\Delta RR_{NN} = (RR_{NN} / \bar{RR}_{NN}) 100 - 100 \quad (10)$$

Es wurde gefunden, daß über dem See etwas weniger als 100 mm/a an zusätzlichem Niederschlag fallen. Der Vergleich der Zeitreihen von jeweils zwei Stationen (N und M) für die Größe ΔRR_{NN} und ΔRR_{MM} ergab die Größe $\Delta \Delta_{NM}$:

$$\Delta \Delta_{NM} = \Delta RR_{NN} - \Delta RR_{MM} \quad (11)$$

Mit mehr als 99.9% Wahrscheinlichkeit ist die vom See erzeugte zusätzliche Niederschlagsmenge signifikant. (Tetzlaff, 1977).

Die Verdunstung des Sees konnte für einige zuflußfreie Zeitintervalle aus Gleichung (9) bestimmt werden (Tetzlaff;Bye, 1977). Diese Werte wurden mit Verdunstungsangaben von einigen WMO - class-A-Pfannen in der weiteren Umgebung des Sees korreliert und auch für die nicht zuflußfreie Zeit verwendet. Der Reduktionsfaktor von Pfannen- zu Seeverdunstung beträgt im ganzen Jahr mit geringen Schwankungen 0.667. Die Zuflußangaben waren aus technischen Gründen ungenau und z.T. auch unvollständig. Daher wurde der Zufluß nicht aus den Meßwerten sondern als Restglied der Gleichung (9) berechnet. In Abb.1 sind die Zuflußdaten für einen Teil des untersuchten Zeitraumes (Februar 1975 bis Mai 1976) dargestellt. Im Jahr 1974 wurden mit Zuflußraten von z.B. $17,7 \times 10^9 \text{ m}^3$ im Januar und $12,2 \times 10^9 \text{ m}^3$ im Februar wesentlich höhere Werte erreicht. Die negativen Werte geben einen Eindruck vom Fehler der Werte, der etwa 0.2 Einheiten beträgt.

Literatur:

- Chouret,A.: Les effets de la sécheresse actuelle en Afrique sur le niveau du Lac Tchad. Cah. ORSTOM, sér. Hydrol. 11(1974) Nr.1, S.35 - 45.
- Edinger,J.E.;Duttweiler,D.W.;Geyer, J.C.:The Response of Water Temperatures to Meteorological Conditions. Water Resources Research 4(1968)Nr.5, S.1137 - 1143.
- Eggers,K.A.:Berechnungen zum Tagesgang der Oberflächentemperatur des Tschad-Sees. Unveröffentlichte Diplomarbeit, TU Hannover, Institut für Meteorologie und Klimatologie(1976).
- Keijman,J.O.:The Estimation of the Energy Balance of a Lake from Simple Weather Data.Boundary Layer Met. 7(1974) S.399 - 407.
- ORSTOM:Données Climatologiques Mensuelles 1964 - 1973. N'djamena (1974).
- Tetzlaff,G.:The Precipitation Pattern around and including Lake Eyre. Im Druck Proc. Roy. Soc. S.Austr.
- Tetzlaff,G.;Bye,J.A.T.:The Water Balance of Lake Eyre for the flooded period between January 1974 and June 1976.Im Druck Proc. Roy. Soc. S.Austr.

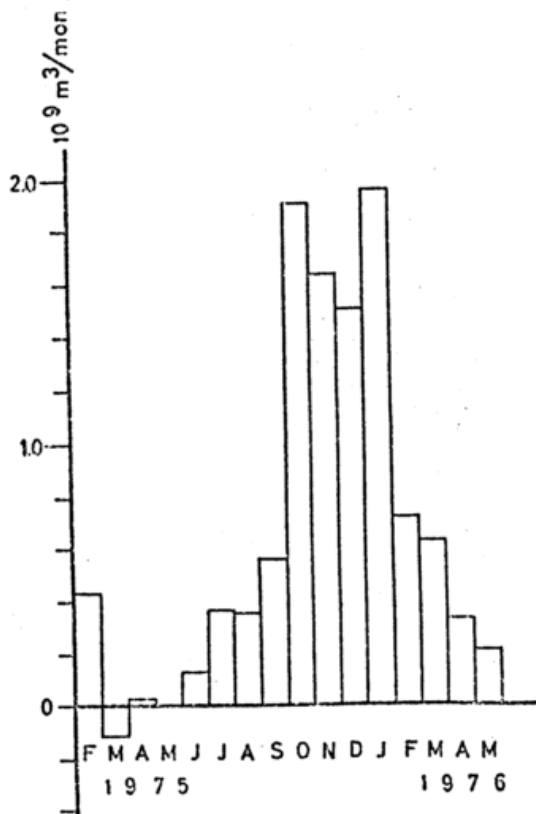


Abb.1 Monatliche Zuflusswerte für Lake Eyre

EIN EINFACHES MODELL ZUR ABSCHÄTZUNG DER ENERGIEBILANZ EINES WASSERRESERVOIRS

K. Fraedrich und A. Behlau

Institut für Meteorologie
Freie Universität Berlin

Ein einfaches Modell zur Simulation der Energieflüsse eines Wasserreservoirs wird dargestellt, das auf den atmosphärisch-strahlungsbedingten und hydrologischen Einfluß reagiert. Diese beiden Prozesse werden durch zwei charakteristische Temperaturen und Zeitskalen parameterisiert, die den Antrieb und die energetische Resonanz des Reservoirs beschreiben. Dadurch erhält man eine gewöhnliche Differentialgleichung für die Wassertemperatur und kann die gesamte Energiebilanz des Reservoirs berechnen. Eine Anwendung auf durchmischte Reservoirs mit besonderer Berücksichtigung der Verdunstungsprozesse (und deren Parameterisierungen) zeigt recht gute Übereinstimmung mit Beobachtungen.

1 EINLEITUNG

Die Energiebilanz eines Wasserreservoirs enthält die Energieflüsse durch die Oberfläche sowie die Speicherung. Dabei können die Energieflüsse in zwei Teile getrennt werden: (i) die atmosphärisch-strahlungsbedingten Prozesse, die nicht mit einem Fluß von Wassersubstanz gekoppelt sind, (ii) die hydrologischen Prozesse, gekoppelt an den Fluß von Wassersubstanz. Basierend auf dieser Separation wird im folgenden ein einfaches Modell entwickelt, wonach die Energiebilanz eines Wasserreservoirs bestimmt werden kann in Abhängigkeit von bekannten meteorologischen und hydrologischen Informationen.

2 ENERGIEBILANZ DES WASSERRESERVOIRS

Das Energiebudget eines wohldurchmischten Reservoirs der Temperatur T_0

$$c \left(\frac{\partial M T_0}{\partial t} - m_i T_i + m_o T_o \right) = \Delta S \quad (2.1)$$

enthält die Speicherung, die balanciert wird durch die meteorologischen Prozesse ΔS (Abschnitt 3) und die hydrologischen Vorgänge. Der Abfluß (pro Flächeneinheit) $m_o = R_0 + L^{-1} E$ besteht

aus dem Oberflächenabfluß R_0 und der Verdunstung E . Der Zufluß m_i setzt sich zusammen aus Oberflächenzufluß, Niederschlag, etc. sowie aus der dazugehörigen (m_i -gewichteten) Temperatur T_i .

Mit dem Massenbudget des Reservoirs (pro Flächeneinheit)

$$\frac{dM}{dt} = m_i - m_o \quad (2.2)$$

wobei $M = \rho_w h$, (ρ_w : Wasserdichte, h : Tiefe des Reservoirs) erhält man:

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} + \frac{T_0 - T_i}{\tau_h} = \frac{\Delta S}{cM} \quad (2.3)$$

wobei die hydrologische Zeitskala

$$\tau_h = \frac{cM}{cm_i} = \frac{M}{m_i} \quad (2.4)$$

die "Dynamik" des durchmischten Reservoirs kennzeichnet als eine mittlere Verweilzeit des Wassermoleküls im Reservoir.

3 METEOROLOGISCHE PROZESSE

Die Wärmequelle ΔS für das Wasserreservoir durch die atmosphärischen strahlungsbedingten Prozesse ergibt sich aus der Energiebilanz an der Wasseroberfläche

$$\Delta S = N - (E + H) \quad (3.1)$$

Dabei setzt sich Strahlungsbilanz $N = R - Q_L$ zusammen aus der netto einfallenden Strahlung $R - R$ ist vorgegeben durch die solare und langwellige atmosphärische Strahlung abzüglich der entsprechenden reflektierten Anteile - und der langwelligen Emission Q_L

$$Q_L = \epsilon \sigma T_O^4 = \epsilon \sigma T^4 + 4 \epsilon \sigma T^3 (T_O - T) + \dots (3.2)$$

die in eine abgebrochene Taylor-Reihe um die Lufttemperatur T entwickelt wird.

Der sensible und latente turbulente Wärmestrom wird durch "bulk"-Formeln parameterisiert

$$E = L \alpha (q_O - q) \quad , \quad H = c_p \alpha (T_O - T) \quad (3.3)$$

so daß folgende Verdunstungsformeln hergeleitet werden können:

(1) Penman (1949):

$$E_1 = \frac{N - \Delta S}{1 + B_1} + \frac{\alpha L (q_s - q)}{1 + B_1^{-1}} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } B_1 = \left(\frac{L}{c_p} \frac{dq_s}{dT} \right)_T^{-1}$$

(2) Priestley-Taylor (1972):

$$E_2 = \frac{N - \Delta S}{1 + B_2} \quad \text{mit } B_2 = \frac{1}{a} (B_1 + 1 - a) \quad (3.5)$$

Beide Verdunstungsformeln sind unabhängig von der Wassertemperatur T_O (vergl. Hofmann, 1956), da die Sättigungsfuchte $q_O(T_O)$ in (3.3) in eine Taylor-Reihe um die Lufttemperatur T entwickelt worden ist, so daß nur das Sättigungsdefizit der Luft erscheint, und zwar im Ventilationsterm (3.4). In (3.5) entfällt auch dieser Term; er wird berücksichtigt durch den Faktor $a = 1.26$, der hier in das Bowen-Ver-

hältnis B_2 einbezogen wurde (Oaseneffekt, wenn $B_2 < 0$).

Die Kombination der Verdunstungsformeln (3.4, 3.5) mit (3.1, 3.2, 3.3) liefert die Wärmequelle ΔS für das Reservoir:

$$\Delta S = F - (T_O - T) \frac{cM}{\tau_a} \quad (3.6)$$

$$\text{mit } F_1 = R - \epsilon \sigma T^4 - L \alpha (q_s - q)$$

$$\text{bzw } F_2 = R - \epsilon \sigma T^4$$

wobei F_1, F_2 meteorologische Antriebsfunktionen (entsprechend E_1, E_2) darstellen. Die Reaktion des Reservoirs auf diesen Antrieb wird charakterisiert durch die Zeitskala τ_a

$$\tau_a = \frac{cM}{c_p \alpha (1 + B^{-1}) + 4 \epsilon \sigma T^3} \quad (3.7)$$

Damit kann eine Gleichgewichtstemperatur T_e eingeführt werden (Edinger, et al, 1968), die nur abhängig ist von atmosphärischen Parametern:

$$T_e = T + F \frac{\tau_a}{cM} \quad (3.8)$$

und die das Wasserreservoir bei verschwindender Energiequelle ($\Delta S = 0$) annähme. Wird die Antriebsfunktion F in (3.6) durch (3.8) ersetzt, so ergibt sich eine einfache Interpretation der durch τ_a und T_e parameterisierten Energiequelle:

$$\frac{\Delta S}{cM} = \frac{T_e - T_O}{\tau_a} \quad (3.9)$$

Die Gleichgewichtstemperatur T_e repräsentiert den meteorologischen Antrieb, auf den das Reservoir mit der Zeitskala τ_a reagiert.

Kombination von (3.9) und (2.3) liefert die vollständige Energiebilanz für das Reservoir

$$\frac{\partial T_O}{\partial t} = \frac{T_i - T_O}{\tau_h} + \frac{T_e - T_O}{\tau_a}$$

in der die beiden Temperaturen T_i, T_e den Antrieb darstellen, auf den das Reservoir mit den entsprechenden Zeitskalen τ_h, τ_a reagiert.

4 EINE ANWENDUNG: SALTON SEA

Zur praktischen Berechnung der vollständigen Energiebilanz eines Reservoirs müssen folgende Parameter als Zeitreihe vorliegen: Temperatur T und Feuchte q der Luft, die einkommende Strahlung R , der Übergangskoeffizient $\alpha = c_t \rho u$, die Masse M des Reservoirs und der Zufluß m mit der zugehörigen Temperatur T_1 . Damit können τ_a, τ_e, τ_h bestimmt werden sowie die Wassertemperatur T_0 als Anfangswertproblem.

Eine solche Simulation ist mit den Messungen von Hughes (1967) für den Salton Sea (80 m unter Meeressniveau, 800 km² groß, 8 m tief), Kalifornien durchgeführt worden, wobei die Ergebnisse in Fig. 1 und 2 dargestellt sind. Die Gleichgewichtstemperatur T_e tritt als Antrieb klar hervor: größer (kleiner) als die Wassertemperatur in Frühjahr und Sommer (Herbst und Winter). Die Jahresmittel von Wasser-, Luft- und Gleichgewichtstemperatur stimmen ungefähr überein: $T_0 = T_e = T = 295.5 \text{ }^\circ\text{K}$.

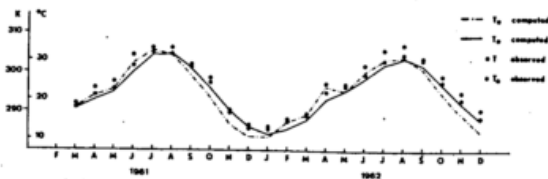
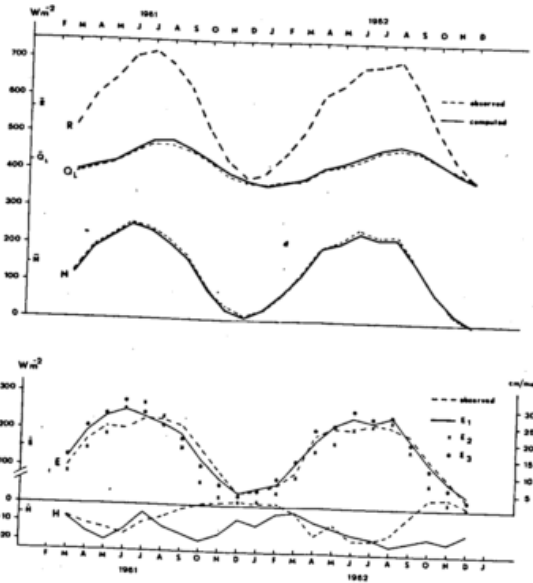


Fig. 1: Salton Sea Temperaturen: berechnet: T_e (---); T_0 (—); beobachtet: T (o); T_0 (•).

Die Energieflüsse (Fig. 2) basieren auf der Penman-Verdunstung E_1 . Die Formulierung für E_2 , die auch ihre Energiebudgets produziert, ist hier nicht dargestellt. Die Jahresmittel für die Verdunstung (Watt m⁻²): $E_1 = 156.0$ und $E_2 = 126.4$ können gut mit den Messungen $E = 150.9$ verglichen werden, wobei die Penman-Verdunstung, auch was die Simulation des Jahresganges anbelangt, repräsentativer ist.

Fig. 2: Energiebilanz: Strahlungsantrieb R , Emission Q_L , Strahlungsbilanz N , Verdunstung E , sensibler Wärmestrom H , Verdunstung E_3 berechnet nach Fraedrich (1972); (berechnet —, beobachtet ---)



5 SCHLUSS

In diesem einfachen hydrometeorologischen Modell werden die Energieflüsse eines Wasserreservoirs durch zwei charakteristische Temperaturen und Zeitskalen parameterisiert, die die hydrologischen und meteorologischen Prozesse kennzeichnen. Solch eine Vereinfachung erlaubt physikalischen Einblick in die tatsächlichen Vorgänge. Außerdem ist eine direkte Anwendung mit einfachen meteorologischen (und wenn nötig hydrologischen) Daten möglich.

SYMBOLLISTE

- R Einkommende Strahlung
- Q_L Langwellige Emission
- N Strahlungsbilanz
- ϵ Emissionsvermögen
- σ Stefan Boltzmann Konstante
- E, H Latenter, sensibler Wärmestrom
- L, c_p Verdampfungswärme, spez. Wärme von Luft und Wasser
- $\alpha =$ Transfer-Koeffizient
- $\rho c_t u$
- B Bowen-Verhältnis
- AS Energiequelle des Reservoirs
- F Antriebsfunktion
- τ_a, τ_h Zeitskalen des Reservoirs
- M, m Masse, Massenfluß pro Flächeneinheit
- RO Oberflächenabfluß pro Flächeneinheit
- T, T_e Lufttemperatur, Gleichgewichtstemperatur, spez. Feuchte
- q

INDIZES

- 1,2, Approximationen der Verdunstungs-
3 prozesse
o, i Wasserreservoir bzw. Abfluß, Zu-
fluß

6 LITERATURHINWEISE

Edinger, J.E.; Duttweiler, D.W.; Geyer, J.C.: The response of water temperatures to meteorological conditions. Water Resources Research (1968) 4, 1137-1143.

Fraedrich, K.: On the evaporation from a lake in warm and dry environment. Tellus (1972) 24, 116-121.

Hofmann, G.: Verdunstung und Tau als Glieder des Wärmehaushalts. Planta (1956) 47, 303-322.

Hughes, G.H.: Analysis of techniques used to measure evaporation from Salton Sea, California. Geological Survey Professional Paper (1967) 272-H, 151-176.

Penman, H.L.: A general survey of meteorology in agriculture and an account of the physics of irrigation control. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. (1949) 75, 293.

Priestley, C.H.B.; Taylor, R.J.: On the assessment of surface heat flux and evaporation using large scale parameters. Mon. Weath. Rev. (1972) 100, 81-92.

EINFLÜSSE DER SEEWINDZIRKULATION AUF DIE KONVEKTIVE NIEDERSCHLAGSTÄTIGKEIT IN FLORIDA

Christian Zick

Hochschulfilmreferat und Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin

Rechnungen mit einem engmaschigen dreidimensionalen hydrostatischen Mehrschichtenmodell von R. A. PIELKE (1973) erlauben die Darstellung der zeitlichen und räumlichen Veränderungen von mesoskaligen Seewindkonvergenzen und -divergenzen im Tagesverlauf, so wie sie sich infolge unterschiedlicher Erwärmung der Halbinsel Florida und des umgebenden Wassers ergeben. Die Ergebnisse zeigen, daß die Verteilung der konvektiven sommerlichen Niederschläge im wesentlichen durch die Struktur der Seewindkonvergenz bestimmt wird, die ihrerseits durch Stärke und Richtung der großräumigen Strömung sowie durch den Küstenverlauf bestimmt ist. Eine Fallstudie unter Verwendung von Zeitrafferfilmszenen aus ATS-III-Wolkenfotos bestätigt die numerischen Ergebnisse. (Mit Vorführung eines 16-mm-Farb-Ton-Filmes)

1973 hat R. A. PIELKE ein dreidimensionales numerisches Modell vorgestellt, mit dem nicht nur der Einfluß von großräumigen Strömungen auf die räumliche und zeitliche Entwicklung der durch die Seewindzirkulation regierten konvektiven Niederschläge berechnet werden konnte, sondern auch der Einfluß des Küstenverlaufs sowie von Interaktionen zwischen verschiedenen Seewindkonvergenzen, die bei bestimmten Küstenformen und Land-Wasser-Verteilungen aufeinandertreffen können. Es wurde zum ersten Mal nicht ein nur einfaches Land-Wasser-Schema, sondern die tatsächliche, nur leicht geglättete Land-Wasser-Verteilung des Südtails von Florida in das Modell eingearbeitet, so daß ein Vergleich mit der Wirklichkeit vorgenommen werden konnte. PIELKE's Rechenmodell hat acht Schichten, die am Boden enge, mit zunehmender Höhe weitere Abstände haben. Jede Schicht hat 1188 Gitter-Punkte; der horizontale Gitterpunktabstand beträgt elf Kilometer. Die großräumige, synoptische Strömungsgeschwindigkeit, die im stationären Fall durch Druckgradient, Corioliskraft und Turbulenzreibungskraft bestimmt wird, kann beliebig vorgegeben werden. Das Modell ist großräumig und im Anfangsstadium barotrop. PIELKE gab nun als Anfangsbedingungen die Winddaten verschiedener reeller Wetterlagen vor (Pielke 1973, 1973). Auf diese Weise konnte er seine Modellergebnisse sehr gut mit Radaraufnahmen und einzelnen Satellitenbildern der betreffenden Tage vergleichen, wobei bereits von ihm selbst sehr gute Übereinstimmungen gefunden wurden. Mit Hilfe eines Computer-Bildschirm-Systems war es PIELKE möglich, die Ergebnisse seiner Berechnungen grafisch darzustellen und in Filmszenen umzusetzen. Ein Einzelbild ist in Abb. 1 wiedergegeben. Die Windgeschwindig-

keiten und -richtungen an den Gitterpunkten sind mit in Richtung und Länge veränderlichen Pfeilen dargestellt. Die Umrisse von Süd-Florida sind eingezeichnet.

Als Anfangsdaten für die großräumige Strömung wurde in dieser Modellrechnung im gesamten Raum ein gleichmäßiger Wind aus Ost-südost (110°) mit 2,5 m/sec angenommen. Die Abb. 1 zeigt die Entwicklung der Strömungsfelder um 14.00 MOZ. In den entsprechenden Filmszenen wird die Entwicklung der Strömungsfelder von 8 Uhr bis 21 Uhr dargestellt. Der Konvergenzliniencharakter der Seewindfront kommt hier sehr klar durch die dargestellten konvergierenden Windpfeile zum Ausdruck. An der West- bzw. Ostküste entwickeln sich die Konvergenzen gemäß der großräumig auf- bzw. ablandigen Strömung verschieden stark und dringen auch verschieden weit ins Landinnere vor. Dieses Verhalten wurde auch schon von ESTOQUE (1962) im Detail beschrieben.

Der Einfluß des Küstenverlaufs zeigt sich besonders deutlich um 14.00 MOZ an der West- und Südküste (Abb. 1): hinter konvex gekrümmtem Küstenverlauf gibt es eine verstärkte Konvergenz, hinter konkavem eine abgeschwächte Konvergenz oder sogar eine Divergenz. Mit dem weiteren Landeinwärtswandern der Konvergenzen werden diese durch den Küstenverlauf geprägten Charakteristika wieder verwischt. Die besonders starke Konvergenz an der Südspitze Floridas bleibt jedoch erhalten, denn hier treffen die Seewindkonvergenzen von der West- und der Ostküste zusammen. Einen sehr ausgeprägten Einfluß auf die Bildung von Konvergenzen und Divergenzen hat der Okeechobee-See, der auch eine eigene "See"windkonvergenz ausbildet. Im Laufe des Nachmittags treffen die vom See aus nach Osten wan-

HORIZONTAL VELOCITY

HOURLY = 6.00

USYNOP = 2.5M/SEC ANGLE = 110.

LEVEL = 0.05KM

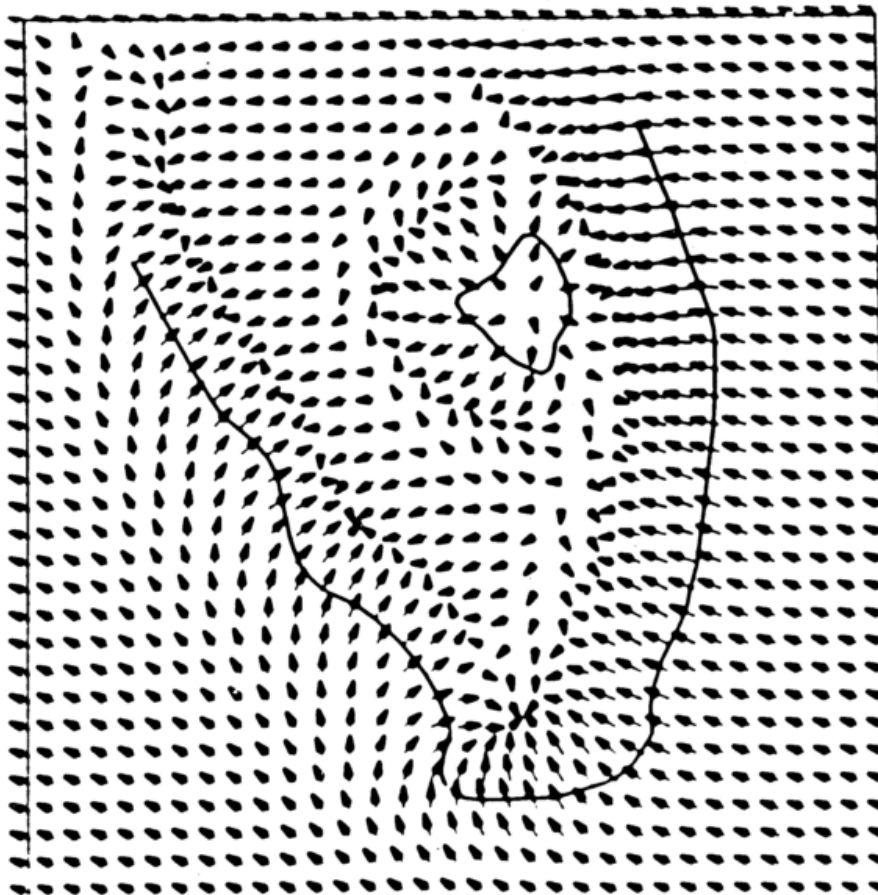


Abb. 1

Horizontale Konvergenzen und Divergenzen bei Seewind-Verhältnissen über Süd-Florida, 14.00 MOZ.

Großräumige Strömung: 110°, 2,5 m/sec (nach PIELKE)

dernde und die von der Ostküste nach Westen wandernde Konvergenz zusammen und verursachen so eine deutlich stärkere Konvergenz an der sonst gleichmäßigen Ostküsten-See-windkonvergenz, die im übrigen ziemlich schwach ist, da hier eine großräumig auflandige Strömung herrscht. Am späten Nachmittag jedoch zieht die Seewindkonvergenz von der Ostküste über den See hinweg und verbindet sich nördlich und südlich des Sees mit der Front, die der See vorher ringförmig um sich selbst durch seine eigene Seewindzirkulation verursacht hat. Als Folge sehen wir am Abend daher starke Konvergenzen nördlich und südlich des Sees, während sich die Divergenzzone über dem See mit der Divergenzzone (Absinkzone) der Ostküste verbunden hat. Neben dieser Darstellung der Strömungsfelder konnte PIELKE mit seinem Modell auch Trajektorien unter Vorgabe beliebiger großräumiger Strömungen berechnen. Die Auswertung eines Falles mit Südwestwind (120°, 4,3 m/sec) zeigt Abb. 2. Eine um 7 Uhr morgens geradlinige, senkrecht zur Windrichtung liegende "Partikelfront" driftet auf die Halbinsel zu und wird bis 21 Uhr abends durch die unterschiedliche Erwärmung von Land und Wasser konvergent und divergent verformt. Der Rückschluß auf die Niederschlagsverteilung in diesem Fall

über Süd-Florida, aber in Analogie ebenso über anderen Land-Wasser-Verteilungen, fällt mit dieser Darstellung besonders leicht: an Landspitzen kommt es infolge der Seewindzirkulation zu besonders starken Konvergenzen, damit zu Aufwärtsbewegungen in der Atmosphäre und damit zu erheblich verstärkten nachmittäglichen Schauern und Gewittern. Der Okeechobee-See im Süden Floridas dagegen wirkt wie eine "Kälte-Insel" (in Analogie zu der Vorstellung von der Stadt als "Wärme-Insel"). Im Lee größerer Seen ist also bei konvektiven Wetterlagen mit Niederschlagsminima zu rechnen, die durch die horizontal stark divergierenden Bewegungen verursacht werden.

Es lag für PIELKE auf der Hand, seine Ergebnisse mit Satellitenfotos und Radarecho-Aufnahmen zu vergleichen. Er fand dabei mit der Wirklichkeit sehr gute Übereinstimmungen, so daß er folgern konnte, daß das Modell sehr gut geeignet sei, die durch die Seewindzirkulation verursachte, geordnete Schauertätigkeit über Florida zu modellieren und vorherzusagen. PIELKE benutzte zur Überprüfung seiner Ergebnisse auch ATS-III-Wolkenfotos, jedoch nur als Einzelbilder. Aus vielen Fotosequenzen dieses geostationären Satelliten lassen sich aber sehr gute Zeitrafferwolkenzenen

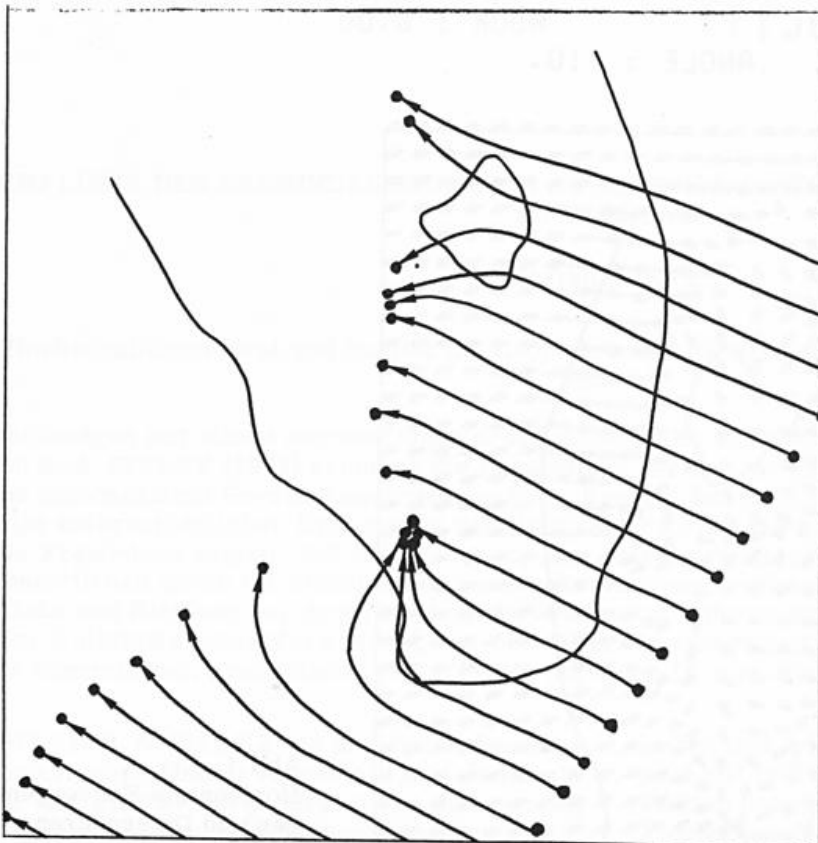


Abb.2 Trajektorien einer "Partikelfront".
Großräumige Strömung:
120°, 4,3 m/sec

herstellen, mit deren Hilfe man das raumzeitliche Verhalten der Seewindkonvergenz und der damit verbundenen Niederschlagsverteilung, so wie es von PIELKE durch seine Computer-Filmszenen beschrieben wurde, überprüfen kann, und es sollte auch als Ergänzung zu dem PIELKE'schen Trickfilm zu Lehrzwecken ein Wolkenzeitrafferfilm hergestellt werden. Hieraus entstand die folgende Fallstudie, die die von PIELKE auf numerischem Wege gewonnenen Ergebnisse bestätigte. Das Ausgangsmaterial besteht aus 22 ATS-III-Fotos vom 15. Mai 1969. Die Filmszene überdeckt einen Zeitraum von 09.44 MOZ bis 16.28 MOZ; die Bilder ausserhalb dieses Zeitraums konnten wegen technischer Schwierigkeiten oder geringer Qualität nicht in die Szene einbezogen werden. Abb. 3 bis 5 zeigen Einzelbilder aus der Sequenz.

Am 15. Mai 1969 ist der gesamte Südosten der USA im Einflußbereich einer Störung von kompakten Wolkenfeldern bedeckt; Florida aber bleibt frei von den Wolkenfeldern dieses Wettersystems. Die Seewindzirkulation über Florida entwickelt sich an diesem Tag unter dem Einfluß einer großräumig westlichen bis südwestlichen Strömung.

Bereits im ersten Bild der Szene, um 9.44 MOZ, ist an der Lee-Küste, der Ostküste, deutlich eine sich an der Küste entlangziehende Kette von Quellwolken, die die Seewindkonvergenz markieren, zu erkennen. Über dem See muß sich schon ein Divergenzgebiet entwickelt haben, denn er ist völlig wolkenfrei. An der Luvküste, der Westküste, ist die Seewindfront zu diesem Zeitpunkt noch nicht zu erken-

nen, entwickelt sich aber wenig später ebenso deutlich wie die Leeküstenfront und zeigt gegen 13.17 MOZ sehr genau die Verstärkungen der Front, die eine konvex gekrümmte Küstenlinie verursacht, und Abschwächungen der Front, die eine konkav gekrümmte Küstenlinie verursacht. (Niederschläge infolge der Seewindkonvergenz sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht zu erwarten). Die Erscheinungen sind beinahe deckungsgleich mit den Konvergenzformen um 14.00 MOZ in dem PIELKE'schen Film (vgl. Abb. 1), und ebenso wie dort kann man in der Szene aus ATS-III-Fotos beobachten, wie sich der Einfluß der Küstenform auf die Intensität der Seewindfront mit der weiteren Landeinwärtsbewegung wieder verwischt. Um 11.47 MOZ kann man sehr gut ein nach Osten wanderndes Seewindfront-Wolkenband östlich des Okeechobee-Sees von dem Seewindfront-Wolkenband unterscheiden, das von der östlichen Meeresküste nach Westen landeinwärts wandert. Diese beiden Fronten treffen gegen 12.40 MOZ aufeinander und verursachen erheblich verstärkte Quellwolken, die gegen 14.50 MOZ auf der ganzen östlichen Seite des Sees zu einem heftigen Cirrus-Ausströmen führen. Unter diesen Cumulonimben, die sich aus der Interferenz von "See"windkonvergenz des Okeechobee-Sees und Seewindkonvergenz der Küste ergeben haben, sind zum ersten Mal Niederschläge zu erwarten. Mit der weiteren Westwärtsverlagerung kommt die Front über den See und damit in dessen Divergenz-(Absink-)bereich, so daß diese Cumulonimben bald wieder verschwinden. Gegen 15.33 MOZ hat sich der Divergenzbereich über dem See mit der Divergenzzone

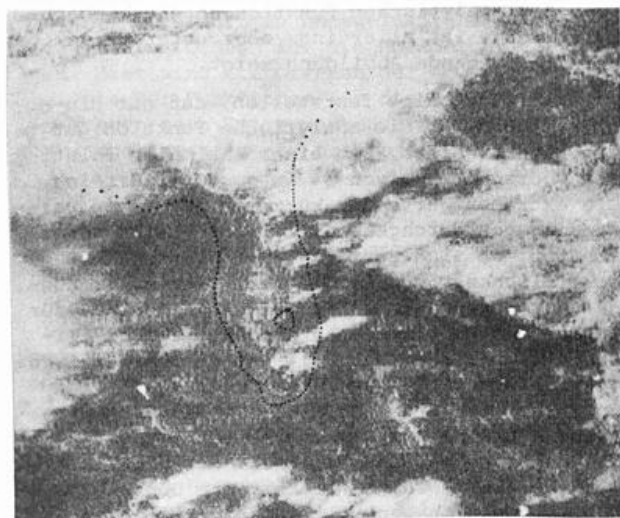
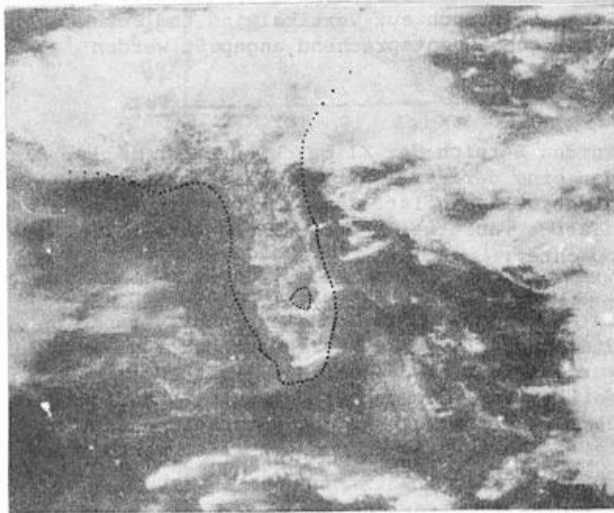
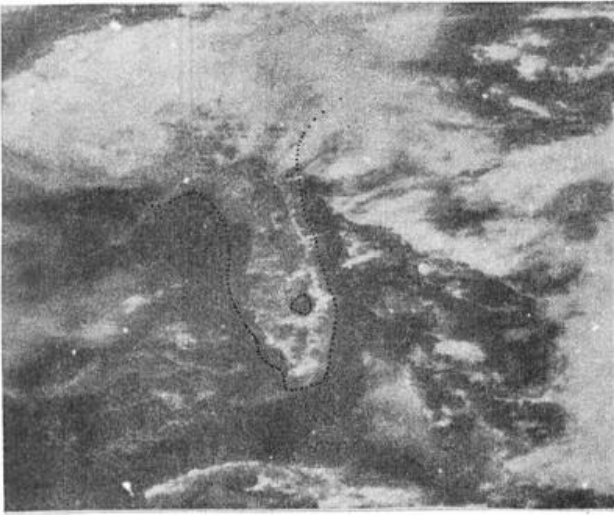


Abb. 3-5: Die Entwicklung der Seewindkonvergenzen am 15. 5. 1969 über Florida: 13. 32, 14. 02, 16. 28 MOZ. Foto: ATS-III, NASA

über der Ostküste der Halbinsel verbunden und starke Cumulonimben sind nur noch nördlich und südlich vom See zu erkennen, wo die Seewindfront von der Meeresküste mit der Seewindfront vom Okæchobee-See zusammentrifft. Ganz genau so stellen sich die Vorgänge im PIELKE'schen Film dar. Als markantestes Teilphänomen der Seewind-verursachten Konvergenzen über Florida sei zuletzt noch erwähnt, daß die Konvergenz am stärksten an der Südspitze ausgeprägt ist, wo die Front der Westküste mit der Front der Ostküste zusammentrifft. Die PIELKE'schen Szenen zeigen hier die weitaus stärkste Konvergenz von Windpfeilen gegen 18.00 MOZ, die ATS-III-Szene eine sehr starke Zusammenballung von Wolken, aus der ab 13. 32 MOZ ein heftiger Cirrus-Ausfluß zu beobachten ist, der sich in die starke West-Südwest-Strömung der oberen Troposphäre einordnet.

Bei diesem Realfall handelt es sich um eine Großwetterlage mit westlichen Winden, bei dem im Film dargestellten PIELKE'schen Beispiel um eine Ost-Südost-Windlage. Unter Berücksichtigung dieser veränderten großräumigen Windrichtung - was ja einen Einfluß auf Intensität und Landeinwärtsbewegung der Front hat - lassen sich in beiden Filmszenen in sehr ähnlicher Weise sämtliche entscheidenden Charakteristika der Seewindzirkulation über Florida wiederfinden. Beide Szenen zeigen deutlich und in Übereinstimmung, wie die Schauertätigkeit über Florida durch die Seewindzirkulation regiert wird. Diese wiederum wird durch die großräumige Strömung, durch Interferenzerscheinungen und durch den Küstenverlauf strukturiert.

LITERATURHINWEISE

Estoque, M. A. : The Sea Breeze as a Function of the prevailing synoptic Situation. Journ. Atm. Sc. , Vol. 19, 3 (1962), S. 244-250

Pielke, R. A. : A Three-Dimensional Numerical Model aof the Sea Breeze over South Florida. NOAA TM ERL WMPO-2, Boulder, Colorado, 1973

Pielke, R. A. : An Observational Study of Cumulus Convection Patterns in Relation to the Sea Breeze over South Florida. NOAA TM ERL OD-16, Boulder, Colorado, 1973.

Zick, Chr. : Seewindzirkulation an den Küsten von Florida. (16mm-Farb-Ton-Film). Hochschulfilmreferat der Freien Universität Berlin, 1976.

Zick, Chr. : Die Seewindzirkulation (Filmbeigleitmaterial). Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin, 1976.

KLIMATOLOGISCHE BEZIEHUNG ZWISCHEN NIEDERSCHLAGSGENESE UND
INTENSITÄTSVERTEILUNG

Christa Korff⁺) und Hans Clausen Korff

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Kurzfassung: Die Frage nach der Wiederkehr extremer Niederschlagsereignisse wird gewöhnlich mit Hilfe von Extremwertverteilungen gelöst, die aber in unserem Klima nur für Monatswerte gute Ergebnisse liefern. In der vorliegenden Arbeit wird daher ein Verfahren angegeben, das aus Stundenintensitäten und deren Erhaltungsneigung durch Monte-Carlo-Methode für alle Zeitintervalle gleich gute Abschätzungen ermöglicht. Dabei läßt sich die Intensität noch auf Vertikalwind und Feuchte in der Atmosphäre zurückführen, die geänderten Klimabedingungen entsprechend angepaßt werden können.

1 EINLEITUNG

Zu den Fragen, die seitens Wirtschaft und Technik an die Meteorologie gestellt werden, gehört auch die nach den Extremwerten des Niederschlages. Dabei wird weniger an die maximal möglichen Intensitäten gedacht, wie sie von Paulhus (1965) und Marx (1969) zusammengestellt worden sind, sondern an die Wahrscheinlichkeit der Wiederholung des Auftretens einer sehr großen Regenmenge pro Zeiteinheit. Was dabei unter "sehr groß" verstanden wird, ist von Fall zu Fall verschieden.

2 BEOBACHTETE VERTEILUNGEN UND EXTREMWERT-STATISTIK

Zur Beantwortung werden in der Literatur dazu die Methoden der Extremwertstatistik herangezogen. Sie gehen aus von den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Niederschlagsintensitäten, so z.B. von den relativen Häufigkeiten der Monatssummen des Niederschlages, und nähern diese durch eine analytische Funktion an. Die allgemeine Lösung für dieses Problem ist die Umkehrung der charakteristischen Funktion, die aus den Momenten der empirischen Verteilung gewonnen wird. Bei Anwendung dieses Verfahrens auf die Monatswerte von Bonn erhielten wir als jene analytische Gleichung die unvollständige Gammafunktion. Sie wurde auch von Thom (1966) für Monatswerte des Niederschlages eingesetzt. Ihr Verlauf läßt die Wahrscheinlichkeiten mit zunehmender Intensität zunächst rasch abnehmen, dann aber - bei Werten unter 2% - allmählich gegen Null gehen. Daß dieser Wert streng genommen erst im Unendlichen erreicht wird, beeinträchtigt die Aussage der Extremwertstatistik nicht, da die Wiederkehr eines Ereignisses in einem Zeitraum von 500 Jahren und mehr bereits

in den Bereich der Klimaschwankungen fällt, für den eine derartige Extrapolation prinzipiell nicht zulässig ist. Intensitäten hingegen, die häufiger auftreten, werden auch tatsächlich beobachtet.

Die oben beschriebenen Bedingungen erfüllt im Prinzip auch die Doppelsexponentialfunktion, die ebenfalls von mehreren Autoren angewandt wurde, wie z.B. Hashemi (1969) und Huff und Neill (1959). Gegenüber der unvollständigen Gammafunktion hat sie den entscheidenden Vorteil, daß ihre Anwendung erheblich weniger Rechenaufwand erfordert.

Unsere weitere Untersuchung zeigt, daß sich die Doppelsexponentialfunktion grundsätzlich auf alle Zeitintervalle anwenden läßt, die zwischen Stunden und Monaten liegen. Die Güte der Annäherung der analytischen Funktion an die beobachteten Werte ist allerdings sehr unterschiedlich, wie die folgende Abbildung zeigt.

Hier läßt sich feststellen, daß nur die Monatswerte durch die analytische Funktion gut angenähert werden, bei einer maximalen relativen Überschätzung von 3% im gesamten Bereich. Die extremen Werte der kürzeren Zeiträume werden dagegen durchgehend, z.T. erheblich unterschätzt. So sind zwar für eine Wiederkehrwahrscheinlichkeit von 1% die relativen Abweichungen für Stunden- und Dekadenwerten gering, für Tages- und Pentadenwerte liegen sie aber zwischen 10 und 20%. Bei 0.1% ist die theoretische Stundenintensität gegenüber der beobachteten sogar um 60% zu gering, für die längeren Summationszeiträume bis hin zum Monatswert werden die Unterschiede dann kleiner. Für die Verteilung der Jahressummen liefert die Doppelsexponentialfunktion generell keine brauchbaren Schätzungen; hier wird in der Literatur gewöhnlich die Normalverteilung zur Annäherung verwendet.

Entsprechende Ergebnisse erhielten wir für die Innertropen (Kolumbien), wo die Nieder-

⁺) jetzt: Deutscher Wetterdienst, Offenbach

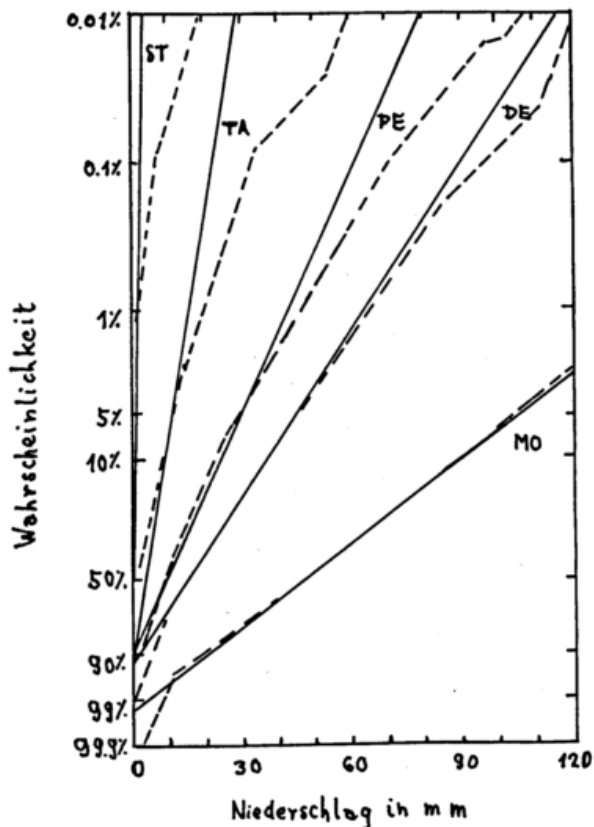


Abb.: Wahrscheinlichkeit des Auftretens extremer Niederschlagsintensitäten (—) berechnet mit Doppel exponentialfunktion und (---) beobachtet für Bonn für folgende Zeiteinheiten: ST = Stunden, TA = Tage, PE = Pentaden, DE = Dekaden und MO = Monate. (nach Muster, 1975)
 Beispiel: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Tagessumme von 28mm berechnet mit Doppel exponentialfunktion: 0.01% $\hat{=}$ 30 Jahre, beobachtet: 0.3% $\hat{=}$ 1 Jahr.

schlagsverteilungen ähnliche Struktur haben wie bei uns. Für Trockengebiete (Lybien) hingegen ist dieses Verfahren nicht zu verwenden, da die Niederschläge dort zu unregelmäßig sind, um repräsentative Größen für die Normierung zu liefern. Hier sind die Grenzen der Anwendbarkeit analytischer Funktionen für die Beantwortung von Fragen nach Extremwerten erreicht und statistische Aussagen nur noch bedingt möglich.

3 SIMULATION VON NIEDERSCHLAGSMESZREIHEN MIT MONTE-CARLO-METHODE

Für die anfangs genannten Gebiete soll jedoch versucht werden, ein flexibleres Verfahren zu finden, mit dem die Häufigkeiten der Wiederkehr von Niederschlagsmengen für alle Zeiteinheiten gleich gut abgeschätzt werden können. Bei Anwendung der Extremwertstatistik unterstellt man, daß die Wahrscheinlichkeitsdichte der Niederschlagsintensität wie die Ableitung der Doppel exponentialfunktion verteilt ist. Da diese durch die ersten beiden Momente bestimmt wird, welche wiederum aus dem Mittelwert \bar{x} und $s^2 = \frac{N}{N-1} (\overline{x^2} - \bar{x}^2)$ einer kurzen Meßreihe

aus N Werten erwartungstreu geschätzt werden könnten, gewänne man so bereits nach wenigen Beobachtungsjahren die endgültige Verteilung. Dadurch erhielte man auch Aussagen über Intensitäten, die wegen der Kürze der Zeit noch nicht aufgetreten sind. Die in der Abbildung gezeigten Abweichungen lassen dieses Konzept allerdings fraglich erscheinen.

Wir gehen daher von der Überlegung aus, daß Niederschlag ein mesoskalärer Prozeß mit einer charakteristischen Zeit im Bereich von Stunden ist, die im Folgenden unsere Basiseinheit darstellt. Für sie leiteten wir die Intensitätsverteilung und Erhaltungsneigung des Niederschlages ab. Dabei liefert ein Zeitraum von 12 Jahren bereits mehr als 10^5 Werte. Dieser Datenumfang reicht nach unseren Erfahrungen, die wir aus den Bonner Niederschlagswerten gewonnen haben, aus, um die Struktur genau genug darzustellen. Durch die zuvor bestimmte Intensitätsverteilung und Erhaltungsneigung kann nun die ursprüngliche Niederschlagsreihe mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode so oft reproduziert werden, bis auch für Monatswerte ein Kollektiv mit der geforderten Größe vorliegt. Ereignisse mit einer Wiederkehr von mehreren 100 Jahren können so entsprechend gut belegt werden. Damit wird es möglich, die gewünschte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion durch Auszählung der Häufigkeiten für alle Zeiträume gleich gut zu erhalten.

4 EINFACHES MODELL ZUR SIMULATION GEÄNDERTER KLIMAFAKTOREN

War es bei dem bisherigen Verfahren nur möglich, extreme Werte unter der Bedingung zu berechnen, daß die Klimafaktoren konstant blieben, so können sie hier durch eine einfache Erweiterung auch für den Fall angegeben werden, daß sich die klimatischen Verhältnisse ändern. Dazu gehen wir von der einfachen Beziehung aus, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Niederschlagsintensitäten gleich dem Produkt aus Aufwind- und Feuchteverteilung ist. Man muß hier berücksichtigen, daß die beiden letztgenannten Größen miteinander korreliert sind.

Da der Aufwind die eigentliche Unbekannte in dieser Beziehung ist, lösen wir die Gleichung so auf, daß er sich aus den bekannten Größen Niederschlag und Feuchte mit der Monte-Carlo-Methode und wiederum unter Berücksichtigung der Korrelation berechnen läßt. Feuchtwerte entnimmt man - wenn möglich - Radiosondaufstiegen von dem Ort, an dem auch der Niederschlag gemessen wurde. Liegen entsprechende Aufstiege nicht vor, so muß man eines der bekannten Schätzverfahren anwenden (Karalis, 1974). Die so berechnete Windverteilung ist nicht notwendig mit der tatsächlichen identisch, da diese möglicherweise durch mikrophysikalische Prozesse in und Verdunstung unterhalb der Wolke deformiert wird.

Diese Rechnungen, durchgeführt für den Niederschlag von Bonn und Feuchte aus Radiosondaufstiegen von Wahn, ergaben eine Aufwindverteilung mit Häufigkeiten von 80% im Bereich von 0 - 49 mm s^{-1} , 12% zwischen 50 und 99 mm s^{-1} usw. bis 0.005% zwischen 550 und 599 mm s^{-1} , die

für Sommer und Winter gleich ist. Die erheblich höherer beobachteten Niederschläge im Sommer erklären sich teils aus dem größeren Feuchtegehalt, teils aus der zwischen den Elementen bestehenden Korrelation von ca. +0.4, die im Winter nicht vorhanden ist.

Muß man annehmen, daß sich durch natürliche oder künstliche Einflüsse Feuchte- oder Windverteilung ändern, so besteht die Möglichkeit, eine der Verteilungen - oder auch beide - in entsprechender Weise zu modifizieren. Daraus folgt dann eine geänderte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Niederschlagsintensitäten, die sich wiederum in das unter 3 angegebene Rechenschema einsetzen läßt, um so schließlich Wiederholungswahrscheinlichkeiten für Extremwerte unter den neuen Bedingungen zu liefern.

5 LITERATUR

Hashemi, F.: A statistical analysis of the Annual, Monthly and Daily Precipitation of Tehran. Research Branch of the Iranian Met. Dept., 1969.

Huff, F.A.; Neill, J.C.: Comparison of several methods for rainfall frequency analysis. Journ. Geophys. Res. 64 (1959), S. 541 - 547.

Karalis, J.D.: Precipitable Water and Its Relationship to Surface Dew Point and Vapor Pressure in Athens. Journ. Appl. Meteor. 13 (1974), S. 760 - 766.

Marx, S.: Über die extremsten Niederschlagsmengen auf der Erde. Zeitschr. f. Meteor. 21(1969/70), S. 118 - 119.

Muster, Ch.: Meteorologische Analyse von statistischen Niederschlagsparametern. Diss. Meteor. Inst. Bonn, 1975

Paulhus, J.L.H.: Indian Ocean and Taiwan rainfalls set new records. Mon. Wea. Rev. 93(1965), S. 331 - 335.

Thom, H.C.S.: Some Methods of Climatological Analysis. WMO Techn. Note Nr.81 (1966).

STRUKTURANALYSEN UND STATISTIK DES NIEDERSCHLAGES AUF KURZZEITBASIS MIT 5-JÄHRIGEN
DISTROMETERMESSUNGEN

R.K.Kreuels und L.J.Breuer

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Kurzfassung: Anhand eines selbst erstellten Datengutes von 158 000 kontinuierlich erfaßten Tropfenspektren werden die Möglichkeiten zeitgemäßer Regenmessung und -forschung diskutiert. Es werden Kurzauszüge aus Statistiken der Spektrenverteilungen im Jahresverlauf verschiedener meteorologischer Konstellationen und Statistiken der Regenintensität und ihrer Extremwerte vorgestellt und mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Ferner werden die Niederschlagsdauer und das Problem ihrer Definition behandelt.

1 MESSMETHODIK UND ZEITBASIS

Die herkömmliche Art, Niederschlag zu messen, ist ein sekundäres Verfahren. Der Regen wird zunächst in einem genormten Auffanggefäß gesammelt und anschließend einer mehr oder minder tauglichen Meßeinrichtung zugeführt. Wenn es darum geht, Feinstrukturen des Regenvorganges zu erforschen, ist dieses Verfahren wegen der Verdunstungs- und Zeitverluste unzureichend.

Die derzeit einzige langfristig kontinuierlich und vollautomatisch wartungsfrei einsetzbare Primär-Meßmethode ist die direkte Erfassung jedes einzelnen fallenden Regentropfens und sofortige Messung seiner Masse mit Hilfe der elektrodynamischen Pulsmessung. Sie wurde 1967 von Joss und Waldvogel für Intervalle bis zu minimal 30 Sekunden vorgestellt und von uns bis zu einer statistisch gleich gut gesicherten Zeitauflösung von 5 Sekunden weiterentwickelt, indem die Auffangfläche von ursprünglich 50 cm² durch Vervielfachung des elektronischen Aufwandes auf den deutschen Normwert von 200 cm² vergrößert wurde (Breuer und Kreuels, 1977 a, b).

Die nachfolgend beschriebenen Messungen, die bereits 1971 begannen, wurden mit der groben Zeitauflösung von einer Minute durchgeführt. Daß hierbei wolkenphysikalisch begründete Feinstrukturen unterdrückt werden und sich beispielsweise die Spitzenwerte von Intensitätsstatistiken um mehr als die Hälfte verringern können, zeigt Abb.1. Hier ist aus der Fülle gleichartigen Materials als Beispiel der sehr schnelle Durchzug eines Regengebietes aus mehreren Schauerzellen während einer winterlichen Kaltfront im 5-Sekunden und im 1-Minuten Raster dargestellt. Ähnlich sehen die Diagramme aller konvektiven Niederschläge aus. Nur die zeitliche Aufeinanderfolge und Dauer der jeweiligen Extrema ist weitgehend eine Funktion der Wolkenzuggeschwindigkeit. Starken Schwankungen unterliegen auch die Tropfengrößenverteilungen, da sie funktional mit den je nach Gewicht variierenden Fallgeschwindigkeiten verbunden sind. In reiner Form ist das aber nur zu Beginn und Ende eines Regendurchzuges bzw. Passieren einzelner Zellen erkennbar, da zwischen durch natürlich die Tropfenpopulationen aller

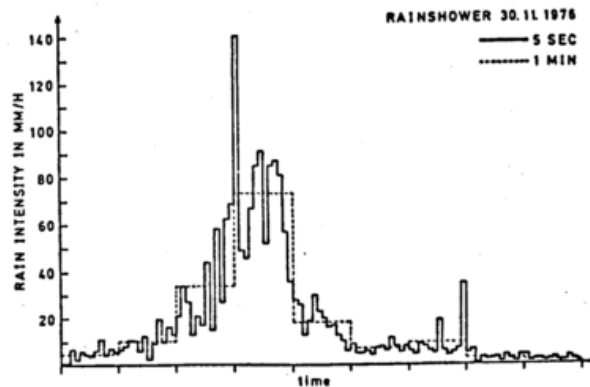


Abb.1: Zeitlicher Verlauf der Regenintensität eines Schauers vom 30.11.76 im 1-Minuten (gestrichelt) und 5-Sekunden Raster (ausgezogen).

nacheinander über den Meßort ziehenden Stadien von Zellenentwicklungen bunt gemischt am Boden ankommen.

Für den mit der Entwicklung von Kleinfunkanlagen für militärischen und zivilen Satellitenverkehr und Flugkörpersteuerungen betrauten Ingenieur ist es sehr wichtig, Abschätzungen über die Häufigkeit und die wirkliche Stärke von kurzfristigen Regenintensitäten und wegen der Abhängigkeit der Effekte vom Tropfendurchmesser auch die Kurzzeitspektren zu kennen, da bereits Sekunden-Dropouts eine kompakte Informationsübermittlung und Steuerbefehle untragbar stören und die technische, finanzielle und bei Mobilgeräten gewichtsmäßige Auslegung entsprechend dimensioniert werden muß.

Dennoch war bisher dem Regenforscher bei einer zeitlichen Auflösung von einer Minute die apparative Grenze gesetzt, und so wurden denn auch unsere eigenen Messungen von 1971-1976 auf dieser Zeitbasis durchgeführt.

Seit Ende 1976 arbeitet die neue Meßanlage mit 5-Sekunden Auflösung parallel zum 1-Minuten Spektrographen, sodaß in Kürze längere Vergleichsreihen vorliegen dürften.

2 STATISTIKEN MIT EINMINÜTIGEN TROPFENSPEKTREN

Die hier vorgestellten Ergebnisse basieren auf rund 158 000 Minutenspektren, die sich wie folgt auf die Jahreszeiten verteilen:

Winter (D,J,F) : 35 467 Spektren
Frühj. (M,A,M) : 48 840 Spektren
Sommer (J,J,A) : 46 906 Spektren
Herbst (S,O,N) : 26 830 Spektren

Mittelt man die gemessenen Tropfenspektren über die Jahreszeiten, so erhält man den in Abb.2 dargestellten Verlauf. Hierbei ist auf der Ordinate die allgemein übliche Darstellung von N in $m^{-3}min^{-1}$ gewählt; auf der Abszisse ist der Tropfendurchmesser D in mm angegeben. Das Winterspektrum ist eng und steil, mit sehr vielen Tropfen in der unteren Größenklasse und wenigen großen Tropfen. In den Sommermonaten sind kleine Tropfen seltener als im Winter, es werden jedoch größere Tropfendurchmesser erreicht. Das mittlere Spektrum ist insgesamt flacher und breiter. Die Spektren der Übergangsjahreszeiten liegen zwischen diesen Extrema, wobei das des Herbstes dem des Sommers ähnlich ist, wohingegen die Verteilung im Frühjahr mehr der im Winter gleicht, ja sogar über einen gewissen Größenbereich fast mit ihr identisch ist.

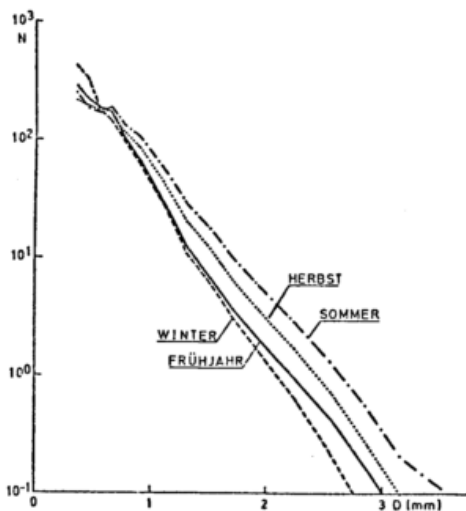


Abb.2: Mittlere Tropfenspektren für die verschiedenen Jahreszeiten im Einheitsvolumen.

Zur Klassifizierung und Standardisierung der in weiten Bereichen exponentiell auftretenden Tropfenverteilungen boten Marshall und Palmer (1948) die Beziehung $N = N_0 \exp(-\Lambda D)$ an. Deren Anwendung und Vergleich mit unseren Ergebnissen zeigt Abb.3, wobei für Λ die ursprüngliche Beziehung $\Lambda = 41 R^{-0.21}$ verwendet wurde. Der mittlere Teil der Kurve ist meist gut wiedergegeben, Abweichungen aber treten bei den extrem kleinen und den extrem großen Tropfen auf; kleine Tropfen werden überschätzt, große werden unterschätzt, ein Ergebnis, das auch von anderen Autoren beschrieben wird. Dieser Verlauf gilt für alle Jahreszeiten bis auf den Winter, wo der umgekehrte Fall eintritt. Ein möglicher Grund für die Abweichungen im Frühjahr, Sommer und Herbst mag sein, daß Λ durch die Bestimmungsgleichung nicht gut angenähert wird. Anhand der Bonner Daten wurde deshalb für Λ eine neue Beziehung zur Regeninten-

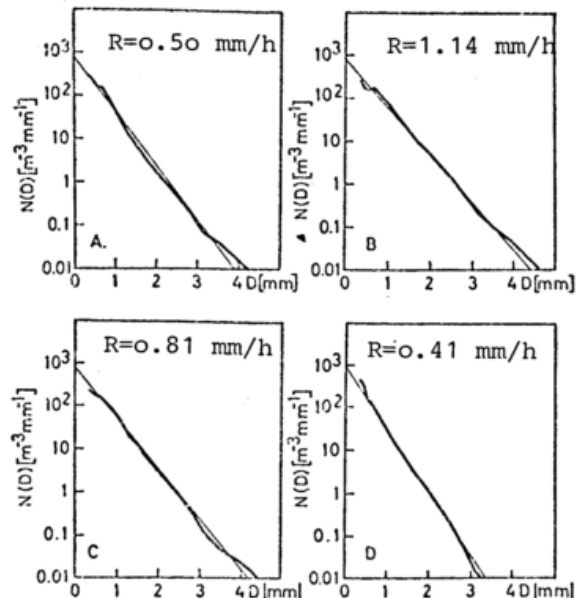


Abb.3: Mittlere jahreszeitliche Tropfenverteilung für Frühjahr (A), Sommer (B), Herbst (C) und Winter (D) mit zugehöriger Marshall-Palmer Verteilung (dünne Gerade).

sität R festgestellt. Die Gleichung lautet nun $\Lambda = 47 R^{-0.12}$. Diese neue Beziehung bewirkt eine geringere Steigung der MP-Geraden, d.h. man erhält für eine definierte Regenintensität mehr große und weniger kleine Tropfen.

Von einer Konstanzhaltung des N_0 , wie von Marshall-Palmer vorgeschlagen ($N_0 = 8000 m^{-3}mm^{-1}$) hat man schon lange Abstand genommen. Aus dem bearbeiteten Material ergeben sich für N_0 nach Jahreszeiten aufgeteilt folgende Mittelwerte:

Winter 4810 $m^{-3}mm^{-1}$
Frühj. 6277 $m^{-3}mm^{-1}$
Sommer 4199 $m^{-3}mm^{-1}$
Herbst 4048 $m^{-3}mm^{-1}$

Eine direkte Abhängigkeit von der Regenintensität ergibt sich in Übereinstimmung mit Geotis (1968) und entgegen dem Vorschlag von Czerwinski und Pfisterer (1972) sowie einem Modellansatz von List und Gillespie (1976) bei einer detaillierten Untersuchung nicht.

3 WETTERLAGENABHÄNGIGKEIT DER TROPFENSPEKTREN

An einem Unterkollektiv, den Spektren der Sommermonate von 1971 und 1972, wurden wetterlagenabhängige Unterschiede untersucht. Die erste Unterteilung erfolgte nach der Entstehungshöhe des Niederschlages ohne Berücksichtigung der Entstehungsart. Bei 16 912 Spektren reichen die regenerzeugenden Schichten bis in mittlere und größere Höhen (H), bei 14 998 Spektren liegen sie in niedrigeren Höhen (N). Die Ergebnisse sind in Abb.4 dargestellt.

Eine Beeinflussung der Spektrenbreite durch eine unterschiedliche Regenintensität ist in diesem Falle unwesentlich. Die mittlere Regenintensität für das Spektrum N beträgt $R=0.95$ mm/h, die des Spektrums H $R=1.11$ mm/h. Diese Intensitätsdifferenz erscheint zu gering, um eine derartige Verbreiterung des Spektrums zu bewirken. Eine mögliche Erklärung bietet sich in den Modellergebnissen von List und Gillespie

(1976). Man kann im Mittel davon ausgehen, daß die zu den Spektren H gehörenden Wolken sehr mächtig sind und somit oberhalb der 0° - Grenze für die Eiskristalle genügend Zeit ist, zu großen Schneeflocken zusammenzuwachsen. Da eine Schneeflocke aus größenordnungsmäßig 10-100 Eiskristallen zusammengesetzt ist, wird die Konzentration der Partikel in der gleichen Größenordnung verringert, sodaß nach dem Schmelzvorgang die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstöße mit anschließendem Auseinanderbrechen entsprechend gering ist. So können große Tropfen den Boden erreichen.

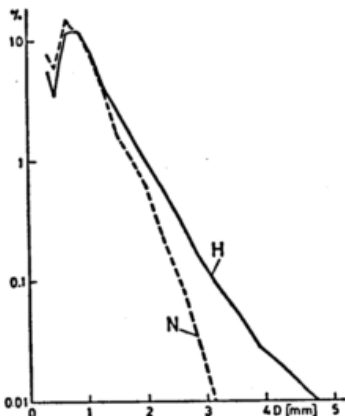


Abb. 4: Prozent. Verteilung der Tropfengrößen aus mittleren und großen Höhen (H) und aus niedrigeren Höhen (N).

Anders verhält es sich bei Niederschlägen aus niedrigeren Schichten. Sie werden zwar ebenfalls über die Eisphase gebildet, doch da die Mächtigkeit der Wolken gering ist, werden die Eiskristalle nur zu kleinen Schneeflocken oder Graupelkörnern zusammenwachsen können. Die Konzentration ist entsprechend hoch, und so werden die Hydrometeore - nachdem sie die 0° - Grenze passiert haben - relativ oft koagulieren und durch die Kollision sofort wieder auseinanderbrechen, sodaß keine großen Tropfen den Erdboden erreichen.

Solche wolkenphysikalischen Prozesse haben einen größeren Einfluß auf die Form des Spektrums als die synoptische Entstehungsart, wie Abb. 5 zeigt. In dieser Abbildung wurde eingeteilt in Warmfront- (5 061 Spektren), Kaltfrontniederschläge (14 360 Spektren) und Regen aus Konvergenzzonen (10 528 Spektren). Kaltfronten und Konvergenzzonen zeigen ein fast identisches Tropfenspektrum. Das mittlere Spek-

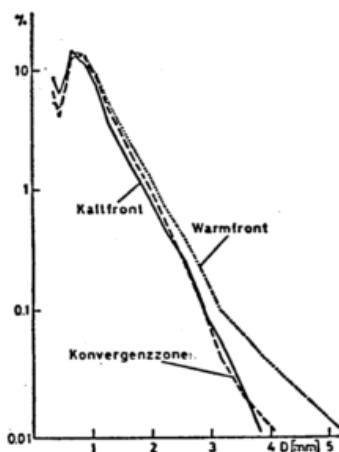


Abb. 5: Prozent. Verteilung der Tropfengrößen von Kaltfronten, Warmfronten und Konvergenzzonen.

trum der Warmfronten deckt sich bis etwa 2.5 mm Durchmesser mit den beiden anderen, weist dann aber mehr große Tropfen auf als diese.

Ein funktionaler Zusammenhang mit der Regenintensität kann auch hier ausgeschlossen werden, da kaum ein Unterschied besteht. Das Verhalten des Warmfrontspektrums im großtropfigen Bereich ist bemerkenswert aber auch verständlich, wenn man die regenerierenden Vorgänge betrachtet. Aktive Warmfronten sind dadurch charakterisiert, daß eine wärmere Luftmasse sich stetig und relativ ruhig einer kälteren überlagert. In der Höhe entstehen Eiskristalle, die sich beim Fall in tiefere Schichten zu immer größeren Flocken vereinigen. Nach dem Passieren der 0° - Grenze schmelzen sie zu relativ großen Tropfen, welche in entsprechend verminderter Konzentration weiter fallen, sodaß ein Zerbrecen durch Zusammenstoß selten stattfindet. Wegen der allgemein geringen Turbulenz unter Nimbostratus werden verhältnismäßig viele große Tropfen beim Fall auch nicht zerrissen.

Ganz im Gegensatz hierzu ist die Turbulenz in und unter Cb-Wolken groß, was zu vermehrtem Zerspritzen von geschmolzenen Hydrometeoren führt. Dadurch entstehen viele verschieden große Tropfen, die durch ihre unterschiedlichen Fallgeschwindigkeiten zum Zusammenstoß und Auseinanderbrechen gebracht werden. Deshalb dürfen im Mittel bei Kaltfrontniederschlägen relativ weniger große Tropfen erwartet werden als bei Warmfronten aus dem gleichen Höhenbereich.

4 STATISTIK DER REGENINTENSITÄTEN

Aus den gemessenen Tropfenspektren wurden die Regenintensitäten R in mm/h berechnet. In 60.78 % aller winterlichen und in 41.18 % aller Sommerniederschläge beträgt die Intensität weniger als 0.1 mm/h. Intensitäten über 50 mm/h wurden im Winter bisher nicht beobachtet, im Sommer treten sie in 0.04 % der Niederschlagszeit auf, ihr Anteil in den Übergangsjahreszeiten ist geringer. In Abb. 6 ist die Verteilung der Regenintensität im Wahrscheinlichkeitsnetz dargestellt. Jede der Jahreszeiten ist durch eine Kurve, nicht durch eine Gerade, repräsentiert, was bedeutet, daß bei dieser Zeitauflösung der Niederschlag nicht mehr halbseitig log-normalverteilt ist. Das Diagramm ergibt unmittelbar den Anteil jeder definierten Intensitätsschwelle an der Gesamtniederschlagszeit.

Neben unseren eigenen Messungen sind noch bekannt zwei Verteilungen, die mit anderen Meßgeräten auf gleicher Zeitbasis ermittelt wurden, Abb. 7. Die Messungen in Berlin wurden 1974 mit

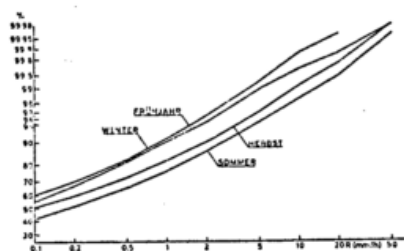


Abb. 6: Häufigkeitssummen der Niederschlagsintensität R in % der Gesamtzahl für die Jahreszeiten.

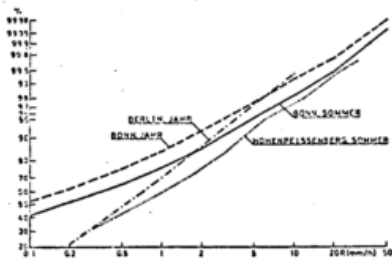


Abb.7: Vergleich der Häufigkeitssummen der Niederschlagsintensität R in % der Gesamtzahl zwischen Bonn und Berlin (Jahr) und Bonn und Hohenpeißenberg (Sommer).

einer elektrostatischen Tropfenmeßapparatur durchgeführt (Albrecht, 1976). Die aus dem Sommer 1971 vom Observatorium Hohenpeißenberg veröffentlichten Messungen erfolgten mit einem Ombrometer (Attmannspacher und Riedl, 1976). Wie sich aus der Darstellung ergibt, spielt die Definition des Meßbeginns, also des unteren Grenzwertes eine große Rolle für die Intensitätsverteilung. Bei dem am Hohenpeißenberg verwendeten Ombrometer liegt die Meßschwelle höher als bei einem Tropfengrößemeßgerät. Bei den Berliner Messungen wurden regenschwache Ereignisse, die in Bonn bereits als Niederschlag galten, nicht in die Intensitätsstatistik aufgenommen. Die Statistiken sind, trotz gleicher Zeitbasis, nicht problemlos vergleichbar. Hier zeigt sich, daß es im Hinblick auf die in den letzten Jahren eröffneten Meßmöglichkeiten geringerer Intensitäten und kürzerer Dauer unumgänglich ist, eine - auch mit Rücksicht auf die neuen Anwendungsgebiete (Telekommunikation etc.) - allgemein verbindliche Definition für Grenzen und Mindestintensität des Regenereignisses neu zu erstellen.

5 VERGLEICH VON ABSCHÄTZUNGEN FÜR EXTREMWERTE DER REGENINTENSITÄT

Vom DWD (Johannsen, 1974) wurden Summenhäufigkeitsverteilungen für Hamburg, Hannover, Frankfurt, München und Freiburg für eine 1-min-Zeitbasis abgeschätzt. Vergleicht man diese Abschätzungen mit den vorliegenden Messungen aus Bonn und Berlin (Abb.8), so ergibt sich zunächst die überraschend gute Bestätigung, daß für alle Orte, unabhängig von ihrer geographi-

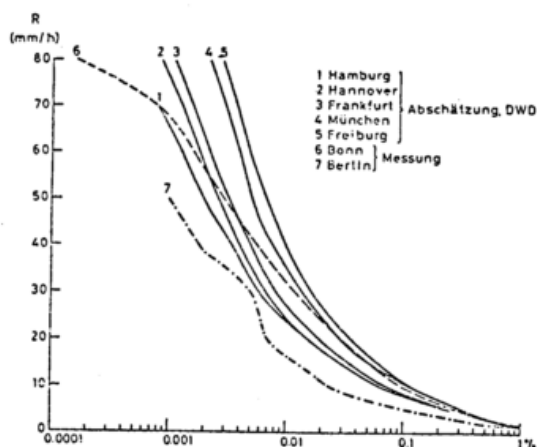


Abb.8: Relative Überschreitungshäufigkeit hoher Intensitäten für Deutschland in % der Gesamtzeit nach Abschätzungen und Messungen.

schen Lage, in nur 1 % der Gesamtzeit Niederschlagsintensitäten von mehr als 2-3 mm/h zu erwarten sind. Erst bei höheren Intensitäten machen sich regionale Unterschiede bemerkbar. Bei der Einordnung der klimatischen Lage Bonns in das Schema des DWD ergibt sich bis zu 50mm/h eine geringfügige Unterschätzung der Überschreitungshäufigkeit, auffälliger ist jedoch eine deutliche Überschätzung von hohen Regenraten größer als 50 mm/h.

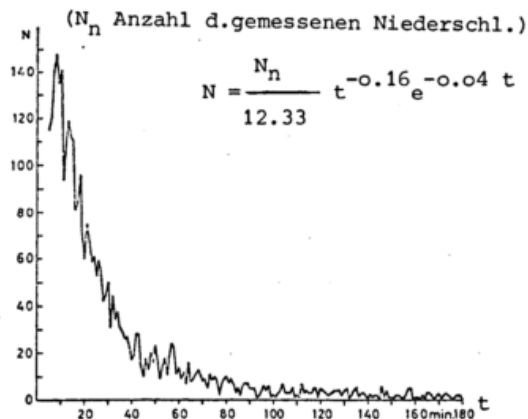


Abb.9: Verteilung der Niederschlagsdauer von 3 Minuten bis 180 Minuten.

6 DAUER VON NIEDERSCHLÄGEN

Trägt man die Häufigkeit der Dauer der 3705 gemessenen Niederschläge auf, so kommt man näherungsweise zu der exponentiell abfallenden Verteilungsfunktion in Abb.9. Die Niederschlagsdauer ist nicht halbseitig normalverteilt. Allgemein läßt sich sagen, daß bei den kurzen Niederschlägen hauptsächlich die Sommerregen vertreten sind, die langandauernden Niederschläge finden vorzugsweise in den Winter- und Übergangsmoaten statt.

LITERATUR

- Albrecht, W., 1976: Persönliche Mitteilung.
 Attmannspacher, W. und Riedl, J., 1976: Meteorol. Rdsch. 29, 121-127.
 Breuer, L.J. und Kreuels, R.K., 1977 a: Zur Feinstruktur von Niederschlagsintensitäten. Kleinheubacher Ber. Band 20, FTZ, Darmstadt.
 Breuer, L.J. und Kreuels, R.K., 1977 b: Rainfall fine structure investigations on different time bases. URSI Conf. Propagation in non-ionized media, La Baule.
 Czerwinski, N. und Pfisterer, W., 1972: Meteorol. Rdsch. 25, 3, 88-94.
 Geotis, S.G., 1968: Proc. 13. Weather Radar Conf. AMS, Boston, 154-157.
 Johannsen, H.H., 1974: Unveröff. Mitt. aus Abel, N., 1976: DB, FTZ, FI, 455 Techn. Ber. 57.
 Joss, J. und Waldvogel, A., 1967: Pure and Appl. Geophys. 68, 240-246.
 Kreuels, R.K., 1977: Strukturanalysen und Statistik des Niederschlages auf einminütiger Kurzzeitmeßbasis und das Problem der indirekten Niederschlagsbestimmung mittels Radar. Dissertation, Bonn.
 List, R. und Gillespie, J.R., 1976: J. Atm. Sci., Vol 33, No 10, 2007 - 2013.
 Marshall, J.S. und Palmer, W.Mc K., 1948: Journ. of Meteorol. 5, 165-166.

VERGLEICH VON REGENTROPFENSPEKTREN GLEICHER NIEDERSCHLAGSINTENSITÄT ÜBER DEM TROPISCHEN ATLANTIK
(GATE) UND WESTDEUTSCHLAND (BONN).

L.J.Breuer und R.K.Kreuels

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Kurzfassung: Aus 873 Minutenspektren (WFS Planet, Gate 1.9.-17.9.74) über dem tropischen Atlantik und rund 190 000 Minutenspektren aus Westdeutschland (Meckenheim bei Bonn) wurden jeweils gleiche Mengen von Tropfenspektren mit gleicher minütlicher Regenintensität verglichen. Es zeigen sich die nach verschiedenen teilweise gegensätzlich argumentierenden wolkenphysikalischen Hypothesen zu erwartenden Ergebnisse sichtlich gemischt. Schwache und mittelstarke Regenfälle haben in den Tropen weniger und größere Tropfen, stärkere Niederschläge dagegen mehr und kleinere Tropfen als in Westdeutschland.

Abstract: During Gate 1974 we got 873 raindrop spectra on the one minute time basis. For each of this rainfall minutes we calculate the rainfall rate and compare it to an interval of same intensity in Bonn. The results show, that on the tropical atlantic weak and medium rainfall rates have lower numbers and bigger size of drops but heavy storms have more and smaller drops than in Western Germany.

Während des atlantischen "Gate"-Experiments 1974 wurden im Rahmen der DFG-Forschungsprojekte Br 419/5, 5a und 7 neben den Radarregistrierungen der Niederschlagsbedeckung auch Tropfenspektrogramme aufgezeichnet. Als Apparatur wurde ein in das Gehäuse eines Hellmann Regenbandschreibers eingebautes elektrodynamisches Distrometer, welches von Joss und Waldvogel (1967) und Breuer (1976, 1977) mehrfach beschrieben wurde, mit analoger Magnetbandaufzeichnung benutzt. Das, wie langjährige Meßreihen in Meckenheim bei Bonn erwiesen, normalerweise sehr störfreie und robuste Gerät hatte beim Expeditionseinsatz, bedingt durch einen sporadisch auftretenden Kontaktfehler in einem Zuleitungskabel, Teilausfälle, die vom technisch leider nicht begabten Expeditionspersonal unbemerkt bzw. unberücksichtigt blieben. Da die Begleitprotokolle lückenhaft waren, ist es trotz aufwendiger Detektivarbeit nicht gelungen, die verbleibenden meßtechnisch korrekten 873 Minutenspektren der internationalen Datenbank zuzuführen, denn sie sind zeitlich nicht genau einzuordnen.

Wenn auch die Einordnung ins gesamte Expeditionsgeschehen nicht möglich war, so ist das Datengut dennoch ein wissenschaftlicher Schatz, da es bisher aus diesem Teil der Welt (Ankerstation des WFS Planet vom 1.9.-17.9.74 auf 9° 15' N und 23° 05' W) keine kontinuierlichen Tropfenspektren-Aufzeichnungen von längeren Regenabschnitten auf Minutenbasis gibt. Für wolkenphysikalische Überlegungen ist neben der direkten Betrachtung der tropischen Spektren selbst besonders ein Vergleich mit Spektren aus anderen Klimazonen von Bedeutung, was nachfolgend beschrieben werden soll.

Eine solche Untersuchung ist allerdings nicht sehr aussagekräftig, wenn man, wie es allgemein üblich ist, entweder irgendwelche

Teilspektren oder die Summenspektren aus Stunden-, Tages-, Monats- oder jahreszeitlichen Mittelwerten von Tropfenverteilungen, - eventuell noch getrennt nach Niederschlagstypen, - der verschiedenen Klimazonen miteinander vergleicht, da in diesem Falle den zu ermittelnden regionalen Unterschieden vielfältige statistische und strukturelle Phänomene überlagert sind. So gibt es in allen Bereichen starke und schwache, kurze und lange, hochaufreichende und flache, konvektive und gleitschichtige Niederschläge bunt gemischt, wenn auch regional verschieden verteilt, was dann natürlich letztlich doch zu unterschiedlichen Statistiken und Vergleichsmitteln führt. Voraussetzung dafür ist aber ein statistisch genügend großes Material.

Will man mit dem relativ kleinen Expeditionsmaterial von 873 Minutenspektren aus nur 38 Niederschlägen zu repräsentativen Ergebnissen kommen, dann muß man Ordnungskriterien finden, welche den unmittelbaren direkten Vergleich von einzelnen Regenminuten in den Tropen und, - in unserem Falle, - Westdeutschland zulassen.

Ein solches Kriterium für den direkten Vergleich ist beispielsweise die minütliche Regenintensität (in mm/h), da sie als funktioneller regional unterschiedlicher Parameter die Verteilung mitbestimmt. Sie wurde von uns bei den nachfolgend beschriebenen und dargestellten Vergleichsuntersuchungen als unabhängiges Kriterium für die Spektren aus beiden Klimazonen benutzt.

Im Bonner Raum stand uns als Datengut unser Gesamtkollektiv von rund 190 000 einminütigen Tropfenspektren zur Verfügung, welche seit 1972 kontinuierlich ohne Unterbrechung das ganze Jahr hindurch registriert werden. Für die nachfolgenden Arbeiten wurde aber nur ein Unterkollektiv von 65 000 Sommerspektren der Monate Juni bis September eingesetzt.

Als mittlere Regenintensität für die Bonner Sommerspektren ergab sich der Wert $R = 1.14 \text{ mm/h}$ und für Gate $R = 4.63 \text{ mm/h}$, was beweist, daß ein einfaches Nebeneinanderstellen dieser mittleren Kurven nicht viel aussagt, zumal das Gate Kollektiv zwangsläufig sehr unvollständig ist. Wenn man jedoch das Material nach Unterkollektiven aus Spektren gleicher Regenintensität neu gruppiert, werden die Spektren aussagekräftig miteinander vergleichbar.

Bei der Auswertung wurde wie folgt vorgegangen: Für jedes einzelne Gate-Minutenspektrum wurde die auf zwei Dezimalen genaue Minutenintensität berechnet. Dann wurden aus dem Bonner Datengut alle Minuten herausgesucht, welche auf die Dezimale genau die gleiche Intensität aufwiesen und aus diesen wiederum nach Zufallskriterien eine einzelne Minute ausgelost, welche mit der Gate-Minute ein Paar bildete.

Auf diese Weise wurden 873 Vergleichspaare gebildet. Sämtliche Paare wurden dann, um zu neuen statistischen Kollektiven zu gelangen, zu 11 nach ansteigender Intensität gestaffelten Intensitäts-Intervallstufen gruppiert und danach die für die jeweiligen Intensitätsstufen typischen mittleren Spektren für Gate und Bonn errechnet und graphisch gegenübergestellt.

Das Ergebnis sind die Abbildungen 1 - 11. Dabei sind die Gate-Spektren (G) gestrichelt, die Bonner Referenzspektren (B) ausgezogen gezeichnet. Auf der Ordinate ist dabei jeweils der Prozentanteil der Tropfengröße in 0.1 mm Durchmesserschritten an der Gesamtzahl der Tropfen dargestellt. Die Abszisse gibt den Tropfendurchmesser D in mm an.

Die Darstellungen zeigen, daß zwischen den Tropfenspektren gleicher Regenintensität aus Westdeutschland und aus dem tropischen Atlantik systematische Unterschiede bestehen. Auffallend ist die Verschiebung der Gate-Spektren zu größeren Tropfendurchmessern hin. (Das gilt für alle Intensitäten kleiner als 30 mm/h .) Kleine Tropfen fehlen dagegen total. Tropfen mit einem Durchmesser unter 0.5 mm wurden nicht gemessen, bei 13 Regen befinden sich die kleinsten Tropfen erst in der Klasse von $0.7-0.8 \text{ mm}$ Durchmesser. Dieses Ergebnis wird bestätigt durch die von Attmannspacher und Riedl (1976) veröffentlichten Tropfenspektren, die ebenfalls im Rahmen des Gate-Projektes 1973 und 1974 auf den weiter nördlich gelegenen Kap Verden gemessen wurden.

In der Abb.1 ($0-0.1 \text{ mm/h}$) erreichen im Gate-Spektrum wesentlich mehr Tropfen Durchmesser über 1 mm als in Bonn. Abb.2 zeigt das mittlere Spektrum der Minuten mit Intensitäten zwischen 0.1 und 0.2 mm/h . Bei dieser Intensität ähneln sich die Spektren im oberen Größenbereich am meisten, obwohl auch hier noch erhebliche Unterschiede zu finden sind, wie der Vergleich der Medianwerte DM der Tropfendurchmesser beweist: Spektrum Bonn $DM = 0.71 \text{ mm}$ und Spektrum Gate $DM = 1.05 \text{ mm}$. Bei den folgenden Abb.3 ($0.2-0.5 \text{ mm/h}$), Abb.4 ($0.5-1.0 \text{ mm/h}$) und Abb.5 ($1.0-2.0 \text{ mm/h}$) zeigt sich deutlich wieder die Verschiebung der Gate Spektren zu größeren Durchmessern hin. Bis zu Intensitäten von 2 mm/h treten bei gleicher Intensität die extrem größten Tropfen jeweils in den tropischen Spektren auf.

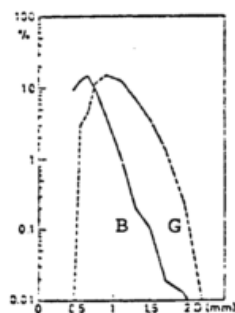


Abb.1: 238 Spektren,
 $R = 0 - 0.1 \text{ mm/h}$.

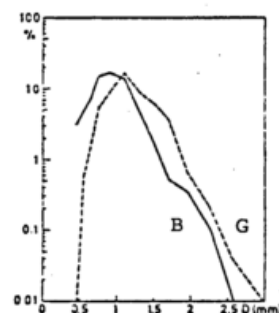


Abb.2: 70 Spektren,
 $R = 0.1 - 0.2 \text{ mm/h}$.

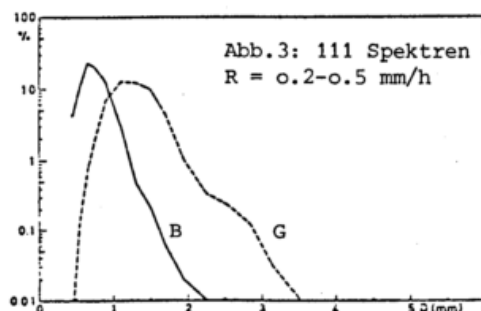


Abb.3: 111 Spektren
 $R = 0.2-0.5 \text{ mm/h}$

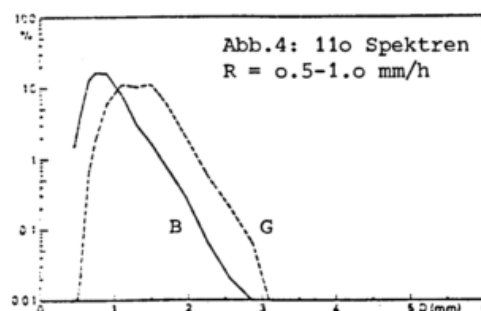


Abb.4: 110 Spektren
 $R = 0.5-1.0 \text{ mm/h}$

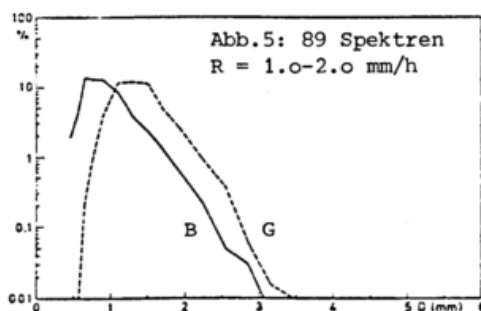


Abb.5: 89 Spektren
 $R = 1.0-2.0 \text{ mm/h}$

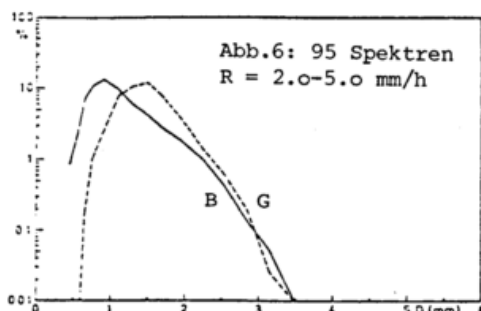
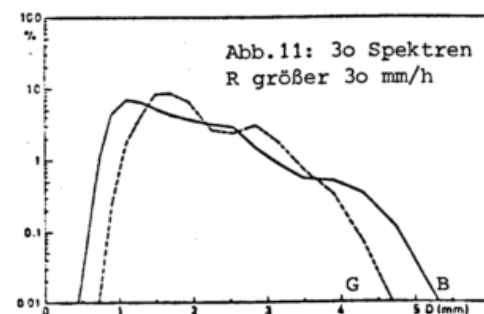
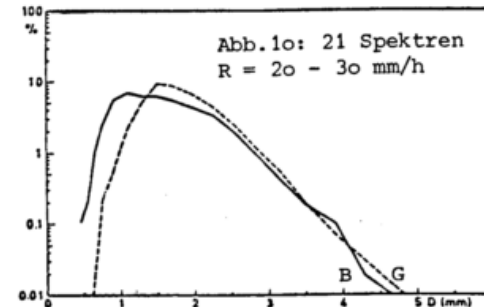
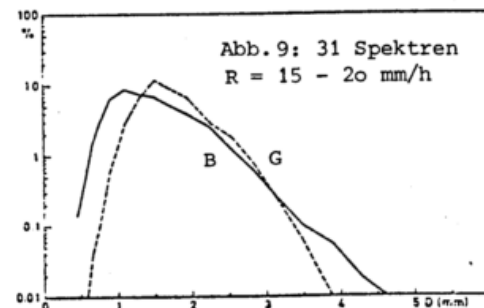
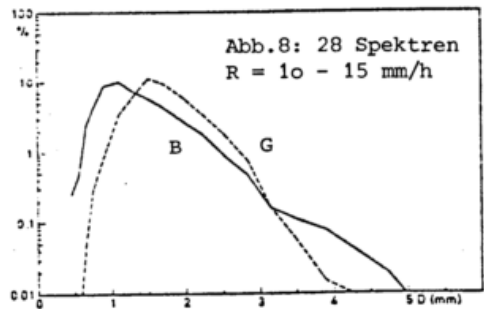
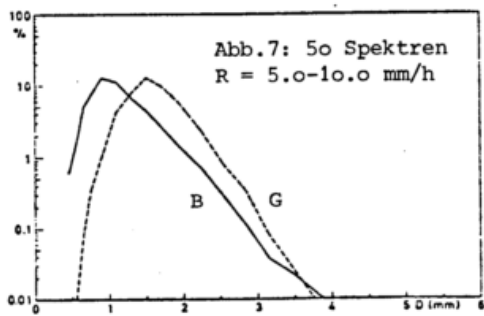


Abb.6: 95 Spektren
 $R = 2.0-5.0 \text{ mm/h}$



Die Abb. 6 (2.0-5.0 mm/h) und Abb. 7 (5-10 mm/h) zeigen erstmals eine Änderung dieses Verhaltens. Bei gleicher Intensität R sind die erreichten Extremwerte der Tropfengrößen etwa gleich. In dem Intensitätsbereich 2.0-10.0 mm/h unterscheiden sich die Spektren aus Regen über dem tropischen Ozean und Regenfällen über dem Kontinent mittlerer Breiten vornehmlich dadurch, daß kleine Tropfen (etwa kleiner als 0.6 mm)

nicht auftreten und demzufolge der Medianwert der Tropfendurchmesser zu größeren Werten hin verschoben ist (Bonn DM = 0.94 mm, Gate DM = 1.42 mm).

Bei Regenintensitäten oberhalb von 10 mm/h liegen die Medianwerte der Tropfengrößen für die Gate-Spektren zwar höher als bei den Bonner Sommerspektren gleicher Intensität, die größeren Tropfen aber treten in Bonn auf, wie die Abb. 8 (10-15 mm/h), Abb. 9 (15-20 mm/h) und Abb. 11 (größer als 30 mm/h) zeigen. Als Ausnahme ist der Intensitätsbereich von 20-30 mm/h (Abb. 10) anzusehen. Dort sind die prozentualen Häufigkeiten für Tropfen größer als 2 mm Durchmesser nahezu identisch.

Setzt man nun aus den Spektren, die sich jeweils auf bestimmte Intensitätsbereiche bezogen, mittlere Gesamtspektren für Gate und Bonn zusammen, so erhält man die Darstellung in Abb. 12.

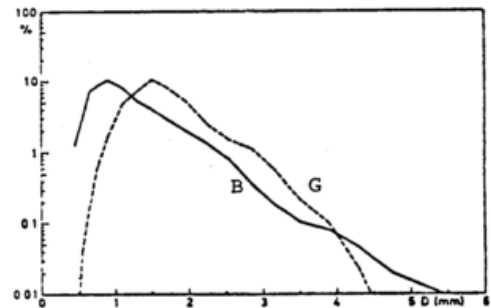


Abb. 12: Mittleres Tropfenspektrum gleicher Intensität von Bonn, Sommer (ausgezogen) und Gate (gestrichelt).

Schauer über dem tropischen Atlantik enthalten weniger große Tropfen (D größer als 4 mm) und dementsprechend mehr Tropfen im Bereich zwischen 1.3 und 4.0 mm als Schauer gleicher Intensität in Bonn.

Insgesamt ist das Gate-Spektrum wesentlich enger als das Bonner Spektrum gleicher Intensität. Die kleinen Tropfen fehlen total. Die Verdunstung in Äquatornähe scheint zu diesem Zeitpunkt so groß zu sein, daß kleine Tropfen (D kleiner als 0.5 mm) keine Chance haben, den Boden bzw. die Meeresoberfläche zu erreichen. Anhand des von Kühme (1970) vorgeschlagenen Verfahrens zur Bestimmung der Größenänderung fallender Tropfen in Abhängigkeit von Temperatur und Feuchte läßt sich zeigen, daß kleine Tropfen relativ stärker verdunsten als große. Der Effekt nimmt zu, wenn über dem tropischen Atlantik die Dampfdruckdifferenz zwischen Tropfen und Umgebung größer ist als in höheren Breiten.

Die Anzahl der Tropfen, die in den beiden Beobachtungszeiträumen während einer Meßeinheit auf die 50 cm² große Auffangfläche fallen, ist sehr unterschiedlich. In Abb. 13 ist der Faktor angegeben zwischen den Tropfenmengen im Gate-Spektrum und im zugeordneten Bonner Spektrum. Die eingezeichneten Punkte sind dabei Mittelwerte eines jeweils durch sie repräsentierten kleinen Intensitätsintervalls. Für die Erzeugung von Intensitäten um 0.01 mm/h sind in Bonn etwa 10 mal mehr Tropfen nötig als im tropischen Atlantik. Mit zunehmender Intensität wird dieser Faktor kleiner, bei einer Intensität von 32 mm/h ist die Anzahl der Tropfen im

Bonner und im Gate Spektrum gleich, d.h. auch die Verteilung der Tropfengrößen muß somit annähernd gleich sein. (Gute Übereinstimmung der Spektren in Abb.10 !). Oberhalb dieses Schwellenwertes wird die Steigerung der Intensität nicht mehr primär durch die Vergrößerung der einzelnen Tropfen sondern durch den Anstieg der Tropfenzahlen erreicht, ein Effekt, der allerdings beim Gate-Datengut nur bei 2.6 % aller Minutenspektren wirksam ist.

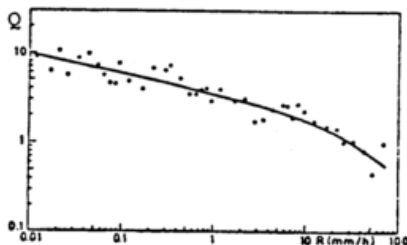


Abb.13: Kurvenverlauf des Quotienten Q aus der Anzahl der Tropfen in Bonner und in Gate Spektren gleicher Regenintensität R.

Im Gegensatz zu den Verhältnissen im Gate-Bereich wird bis etwa 10 mm/h in Bonn die Intensivierung des Regens vorwiegend durch Vermehrung der Tropfenzahlen erreicht. Oberhalb dieses Wertes bleibt die Anzahl der Tropfen näherungsweise gleich, die einzelnen Tropfen werden aber größer.

Wie bereits gesagt, sind bei nur 2.6 % der Spektren im Gate-Bereich mehr Tropfen als in Bonn zu finden. Im Rest ist die Anzahl der Tropfen in Spektren gleicher Intensität bei Gate stets kleiner als in Bonn. Eine Erklärung für dieses Phänomen ließe sich im Zusammenwirken der verschiedenen Kondensationskernarten und -zahlen und in den unterschiedlichen Höhentemperaturverteilungen zwischen westeuropäischem Kontinent und tropischem Atlantik finden. Die geringere Anzahl von Tropfen im Gate-Spektrum wäre somit begründet in der geringeren Konzentration von Kondensationskernen über dem Ozean. Die Keime sind im Mittel größer als über dem Kontinent (Landsberg, Junge, zit. aus Mason, 1971) und bestehen vorwiegend aus hygroskopischen Salzpartikeln, wodurch ein schnelles Tropfenwachstum begünstigt wird. Außerdem ist, -wegen der wesentlich geringeren Tropfenzahlkonzentration- die Übersättigung der Wolkenluft bei gleich stark angenommenen Vertikalgeschwindigkeiten über dem Ozean größer als über dem Kontinent, was ebenfalls ein stärkeres Tropfenwachstum bewirkt. Auch die Verweilzeit der flüssigen Tropfen in mächtigen Wolken mit starken Aufwinden dürfte in den Tropen länger sein als in mittleren Breiten, sodaß mehr Zeit zur Koaleszenz bleibt. Sie können demnach grundsätzlich größer werden. Andererseits unterliegen sie aber auch den durch die Kollisionen und durch Turbulenzen erzeugten Schwingungen, werden instabil und zerplatzen.

Nach der Theorie von Langmuir (1948) müßte letzteres erst im Tropfengrößenbereich von ca. 5-6 mm geschehen, womit das bei Gate geringe Vorhandensein von Tropfen ab 4 mm Größe nicht zu erklären ist. Eine Theorie von List und Gillespie (1976) dagegen besagt, daß Spektren tropischer Schauer kleinere Tropfen als Schauer-

spektren in mittleren Breiten haben, weil es sich in den Tropen meist um warme Wolken (nach der Bergeron-Findeisen Definition) handele und der "collision-breakup"-Effekt große Tropfen nicht zulasse. Dieser Effekt beschreibt das sofortige Auseinanderbrechen von durch Koaleszenz gewachsenen Tropfen und ist bereits zu erwarten, wenn Partikel in der Größenordnung von 1.0-1.5 mm kollidieren. Das Modell läßt jedoch keine Tropfen größer als 3 mm Durchmesser zu, was mit unseren Beobachtungen nicht übereinstimmt. Auch Diem (1968) zeigte anhand von Tropfenmessungen in Entebbe, daß in den Tropen größere Tropfendurchmesser auftreten.

Dies läßt den Schluß zu, daß außer warmen Wolken, in denen die Tropfen dem collision-breakup-Effekt ausgesetzt sind, sehr wohl auch kalte Wolken vorkommen. Große tropische Cb-Türme reichen bis in Höhen, wo sich Eiskristalle und größere Eiskonfigurationen bilden können, die beim Fall bis unter die Schmelzzone hinunter nicht auseinanderbrechen. Wegen der geringen Tropfenzahlkonzentration und der nur noch kurzen verbleibenden Fallstrecke ist nach dem Schmelzen die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstöße mit anschließendem Auseinanderbrechen gering, sodaß auch große Tropfen den Boden erreichen können.

Die statistische Addition von Niederschlägen aus kalten und warmen Wolken führt dann zu den hier präsentierten tropischen Mischspektren. Die Seltenheit von Tropfen mit einem Durchmesser größer als 4 mm würde dabei durch die List-Gillespie-Theorie erklärt. Aber auch die Langmuir'sche Theorie über das Tropfenwachstum ist im Hinblick auf die größere Häufigkeit von Tropfen zwischen 1.3 und 4.0 mm und die gemessenen übergroßen Tropfen nicht widerlegt.

Literatur:

- Attmannspacher, W. und Riedl, J., 1976. Meteorol. Rdsch. 29, 121-127.
- Breuer, L.J., 1976: Anmerkungen zur Erforschung von Niederschlagsstrukturen mit elektronischen Pulsmeßgeräten. Kleinheubacher Ber., 19, FTZ, Darmstadt, 235-250.
- Breuer, L.J. und Kreuels, R.K., 1976. Proc. 17th Conf. Radar Met., Seattle, AMS, Boston, Mass. 432-437.
- Breuer, L.J. und Kreuels, R.K., 1977: Zur Feinstruktur von Niederschlagsintensitäten. Kleinheub. Ber., 20, FTZ, Darmstadt.
- Diem, M., 1968. Arch. Met. Geophys. Biokl. B 16, 347-390.
- Joss, J. und Waldvogel, A., 1967. Pure and Appl. Geophys., 68, 240-246.
- Kreuels, R.K., 1977: Strukturanalyse und Statistik des Niederschlages auf einminütiger Kurzzeitmeßbasis und das Problem der indirekten Niederschlagsbestimmung mittels Radar. Dissertation, Bonn.
- Kühme, H., 1970. Beitr. z. Phys. d. Atmosph. 43, 75-86.
- Langmuir, I., 1948. J. Meteorol., 5, 175-192.
- List, R. und Gillespie, J.R., 1976. J. Atm. Sci., Vol 33, No. 10, 2007-2013.
- Mason, B.J., 1971: The physics of clouds. Carendon Press, Oxford.

NUMERISCHE SIMULATION DER GRAUPELBILDUNG

Klaus D. Beheng

Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität Köln

1 EINLEITUNG

Dem BERGERON-FINDEISEN-Prozeß zufolge existieren in einer Wolke mit Temperaturen bis zu -15°C flüssige Wassertropfen und eisförmige Wolkenelemente, die miteinander wechselwirken und als Niederschlagspartikel in fester oder flüssiger Form den Erdboden erreichen können. Deutliche Beweise für die Richtigkeit der Vorstellung sind Graupel, die durch Kollision zwischen Tropfen und Eispartikeln wie Eiskristallen und/oder gefrorenen Tropfen entstandensind. Nach Messungen (MOSSOP et al. (1968), MOSSOP et al. (1970)) existieren in diesen Mischwolken neben einigen eisförmigen Elementen auch Wolkentropfen von Niederschlagsgröße (Radien größer als $100\ \mu\text{m}$), deren Entstehung durch den sog. Koaleszenzprozeß erklärt wird, der normalerweise bei Temperaturen $T > 0^{\circ}\text{C}$ wirksam ist (Bildung "warmen" Regens). Theoretische Untersuchungen über den Wirkungsgrad von Kollisionen plättchenförmiger Eiskristalle mit Wassertropfen (PITTER und PRUPPACHER (1974)) lassen eine Berechnung der Graupelbildung anhand numerischer Lösungen stochastischer Gleichungen zu.

2 GLEICHUNGSSYSTEM

Die stochastische Gleichung für den Koaleszenzprozeß ist nach BERRY (1967) unter Berücksichtigung des Zerplatzens sehr großer Tropfen

$$\frac{\partial f_w(x)}{\partial t} = \int_0^{x/2} f_w(x_c) f_w(x') K_w(x_c, x') dx' \quad (1)$$

$$- f_w(x) \int_0^{\infty} f_w(x') K_w(x, x') dx'$$

$$- f_w(x) P(x) + \int_x^{\infty} f_w(x') P(x') Q(x, x') dx'$$

$x_c = x - x'$

x : Masse

$f_w(x)$: Massenverteilungsfunktion der Wassertropfen

$K_w(x, x')$: Collection-Kernel für die Wasser-Wasser-Wechselwirkung

$P(x), Q(x, x')$: Break-up-Kernel

Die Gleichungen für die Graupelbildung lauten (RYAN(1973))

$$\frac{\partial f_g(x)}{\partial t} = \int_0^x f_w(x') f_i(x_c) K_i(x', x_c) dx'$$

$$+ \int_0^{\infty} f_w(x') f_g(x_c) K_g(x', x_c) dx'$$

$$- \int_0^{\infty} f_g(x) f_w(x') K_g(x, x') dx'$$

$f_g(x)$ bzw. $f_i(x)$: Massenverteilungsfunktion der Graupel bzw. Eiskristalle

$K_g(x, x')$ bzw. $K_i(x, x')$: Collection-Kernel für die Graupel-Tropfen- bzw. Eiskristalle-Tropfen-Wechselwirkung

wobei der erste Term die Zunahme an Graupeln der Masse x durch Kollisionen zwischen Eiskristallen der Masse x_c und Wassertropfen der Masse x' , der zweite die Zunahme durch Kollisionen zwischen Graupeln der Masse x_c und Tropfen der Masse x' und der dritte die Abnahme an Graupeln der Masse x durch Kollisionen mit irgendwelchen Tropfen beschreiben. Der Zunahme an Graupeln durch Kollisionen zwischen Eiskristallen und Tropfen muß eine Abnahme an Eiskristallen entsprechen

$$\frac{\partial f_i(x)}{\partial t} = -f_i(x) \int_0^{\infty} f_w(x') K_i(x, x') dx'$$

wenn keine Eiskristalle entstehen, was angenommen wird. Alle Eiskristalle sollen sich zu Graupeln entwickeln, und ihre Anzahl soll zeitlich konstant sein. Die Koaleszenzgleichung (1) muß wegen der Abgabe von Tropfen an Eiskristalle und Graupel um zwei Verlustterme erweitert werden, so daß gilt

$$\frac{\partial f_w(x)}{\partial t} = \left. \frac{\partial f_w(x)}{\partial t} \right|_{\text{coal}, (1)} - f_w(x) \int_0^{\infty} f_i(x') K_i(x, x') dx'$$

$$- f_w(x) \int_0^{\infty} f_g(x') K_g(x, x') dx'$$

3 COLLECTION- UND BREAK-UP-KERNEL

Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Stoßpartner tatsächlich kollidieren und aneinanderhaften (bei flüssigen Partikeln: zusammenfließen) wird durch den Collection-Kernel ausgedrückt, der definiert ist als

$$K(r, r') = K(r', r) = \pi(r+r')^2 E(r, r') |v(r) - v(r')|$$

$$K(r', r) = K(r, r') \quad \begin{matrix} r \leq r' \\ r > r' \end{matrix}$$

$E(r, r')$: collection efficiency
 $v(r), v(r')$: Fallgeschwindigkeit der Partner mit Radien r und r'

Die collection-efficiency $E(r, r')$ ist das Produkt aus dem Kollisionswirkungsgrad E_{coll} und dem Koaleszenzwirkungsgrad E_{coal} . Letzterer gibt an, ob zwei kollidierende Tropfen zu einem einzigen zusammenfließen, und wird hier zu 1 angenommen. Der Kollisionswirkungsgrad E_{coll} wird über den linearen Kollisionswirkungsgrad Y_c bestimmt

$$E_{coll} = (Y_c / (1 + q))^2, q = r'/r, r' \leq r$$

nach Angaben von SCOTT und CHEN (1970). Die Fallgeschwindigkeit der Tropfen errechnet sich nach Gleichungen von BERRY und PRANGER (1974).

Der Collection-Kernel für die Graupel-Tropfen-Wechselwirkung wird nach den o.a. Formeln von SCOTT und CHEN berechnet, da man Graupel in erster Näherung als kugelförmig annehmen kann (HOBBS (1974)). Die Fallgeschwindigkeit von Graupeln ermittelten LOCATELLI und HOBBS (1974). Der Radius der Graupel (Dichte: 0.15 g cm^{-3}) folgt aus der Massen-Größen-Beziehung derselben Autoren. Der Kollisionswirkungsgrad für die Wechselwirkung plättchenförmiger Eiskristalle - Tropfen lieferten PITTER und PRUPPACHER (1974), die einen hexagonalen Eiskristall durch ein stark abgeflachtes Ellipsoid annähernten und die jeweiligen Strömungsfelder des Tropfens und des Ellipsoids numerisch berechneten und überlagerten. Damit hexagonale Eiskristalle bereifen können, muß nach Beobachtungen (ONO(1969)) der Radius der a-Achse des Eiskristalls größer als $150 \mu\text{m}$ und der Tropfenradius größer als $6 \mu\text{m}$ sein. Die Fallgeschwindigkeit für Eiskristalle wurde von HEYMSFIELD (1972) angegeben.

Die Zerfallswahrscheinlichkeiten $P(x)$ (Wahrscheinlichkeit, daß ein Tropfen der Masse x überhaupt in der Zeiteinheit zerfällt) und $Q(x, x')$ (Wahrscheinlichkeit, in welche Bruchstücke der Masse x' ein Tropfen der Masse x zerfällt) werden nach SRIVIASTAVA (1971) bestimmt.

4 NUMERISCHE BEHANDLUNG DER GLEICHUNGEN

Da der rechnerische Formalismus für alle Gleichungen derselbe ist, sei hier nur auf die detaillierte Beschreibung der numerischen Lösung der Gl.(1) (ohne Break-up) durch BERRY und REINHARDT (1974) verwiesen, deren Computerprogramm in dieser Arbeit verwendet wird. Die Zeitableitungen werden durch Vorwärtsdifferenzen integriert. Ein Genauigkeitstest mit einem Prädiktor-Korrektor-Verfahren ergab keine wesentlichen Unterschiede. Der Zeitschritt beträgt 1 s bei einer maximalen Modellzeit von 1800 s . Der Fehler bei der Massenerhaltung war durchschnittlich 12% .

5 ANFANGSBEDINGUNGEN

Das Wassertropfenspektrum wurde von BERRY und REINHARDT (1974) übernommen zu

$$f_w(x) = \frac{N^2}{L} \frac{(v+1)^{v+1}}{\Gamma(v+1)} s^v \exp(-v+1)s, s = \frac{x}{x_0}$$

N : Anzahldichte
 L : Flüssigwassergehalt
 v : Breitenparameter
 x_0 : mittlere Masse zur Zeit $t = 0$
 $\Gamma(\cdot)$: Gammafunktion

Die Rechnungen werden mit einem Flüssigwassergehalt $L = 1 \text{ g m}^{-3}$, \bar{r} (entspricht \bar{x}_0) = $14 \mu\text{m}$ und $v = 0$ durchgeführt. Die zeitliche Entwicklung der Verteilung nur durch Koaleszenz zeigt Abb.1 in 200-s-Abständen. Man sieht, daß aus dem primären Maximum mit der Zeit ein sekundäres entsteht, dessen Tropfen Niederschlagsgröße erreichen.

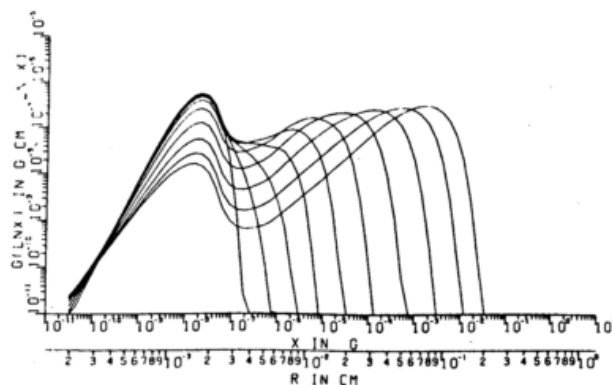


Abb.1 Beschreibung siehe Text

Das Eiskristallspektrum wird als Normalverteilung um einen Mittelwert der Eiskristallmasse $\bar{x}_1 \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ g}$ und einer Standardabweichung von 1.2 vorgegeben und durch die Multiplikation mit der Eiskristallkonzentration N_1 modifiziert. Der Massenwert \bar{x}_1 entspricht einem Radius der a-Achse eines hexagonalen Eiskristalls (Dichte: 0.9 g cm^{-3}) von $\bar{a}_1 \approx 200 \mu\text{m}$, ab dem ein Anfrieren der Tropfen möglich wird. Die Eiskristalle werden zeitabhängig dem System zugeführt: zum einen in 180 s (10% der maximalen Modellzeit) und zum andern im ersten Zeitschritt (Simulation von Impfprozessen).

6 ERGEBNISSE

Untersucht werden der Einfluß der
 a. Eiskristallkonzentration N_1 ,
 b. des Eiskristallradius \bar{a}_1 und
 c. Zeit t_1 , bis zu der alle Eiskristalle am Wechselwirkungsprozeß teilnehmen.

Dargestellt werden die Resultate durch die Abhängigkeit der Abnahme des Flüssigwassergehalts (FWG) und des häufigsten Graupelradius (im folgenden Graupelgröße genannt) von der Modellzeit. Die Rechnungen der Abb.2 und 3 wurden mit einer Zeitkonstanten $t_1 = 180 \text{ s}$ vorgenommen.

Bei geringer Eiskristallkonzentration ($2.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) zeigt sich (Abb.2) kein großer Unterschied zwischen den Eiskristallgrößen $\bar{a}_1 = 205$ und $272 \mu\text{m}$. Die Abnahme des FWG ist fast gleich groß, entsprechend den fast gleichgroßen Graupeln am Ende der Rechenzeit. Mit zunehmender Eiskristallgröße beschleunigt sich die Abnahme des FWG und die Graupel werden kleiner. Ein ähnliches Bild zeigt Abb.3 für $N_1 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Die größere Eiskristallkonzentration bewirkt eine rapide Abnahme des FWG. Gegenüber Abb.2 sind die Zeiten bis zum Erreichen der 80%-Grenze des FWG (Vereisungszeit) zum Teil um mehrere hundert Sekunden reduziert. Die Graupel werden nicht größer als $800 \mu\text{m}$ (für $\bar{a}_1 = 205 \mu\text{m}$), sonst kleiner als $600 \mu\text{m}$. Abb.4 zeigt die gleichen Verhältnisse wie Abb.2, nur mit einer Zeitkonstanten $t_1 = 1 \text{ s}$. Die kleinste Eiskristallgröße bewirkt nur eine sehr langsame Abnahme des FWG und ein stetiges Wachstum der Graupel ($\bar{r}_g \geq 2 \text{ mm}$). Ansonsten geht die Abnahme des FWG gegenüber Abb.2 viel schneller vor sich, was zu erwarten war. Dementsprechend werden die Graupel (außer für $\bar{a}_1 = 205 \mu\text{m}$) ein wenig kleiner. Ein Vergleich der beiden Zeitkonstanten (Abb.5) läßt erkennen, daß die Größe der Graupel fast gleich wird, wenn sich auch die zeitlichen Abnahmen des FWG erheblich unterscheiden. Dies läßt sich an der Form des resultierenden Graupelspektrums erkennen, die bei kleiner Zeitkonstanten schmal, bei großer breit ist. Eine eingehende Darstellung aller Ergebnisse bringt BEHENG (1976).

7 ZUSAMMENFASSUNG

Die berechneten Graupelgrößen und die Zeiten bis zur Bildung der Graupel passen in das Bild einer kurzlebigen konvektiven Wolke und stimmen gut mit Beobachtungsergebnissen überein. Der Einfluß der Zeitkonstanten bis zum vollständigen Einbringen aller Eiskristalle in das System auf die Graupelgröße ist gering; die Zeit bis zum Erreichen der 80%-Grenze wird bei einer kurzen Zeitkonstanten um ca. 100 s reduziert. Die flüssigen Wolkentropfen erreichen Radien von $100 \mu\text{m}$, wenn die Abnahme des FWG sehr langsam vor sich geht.

Danken möchte ich Herrn Dr. E. X. Berry für die Überlassung des Computerprogramms für den Koaleszenzprozeß und Herrn Dr. M. Laube für wertvolle Diskussionen.

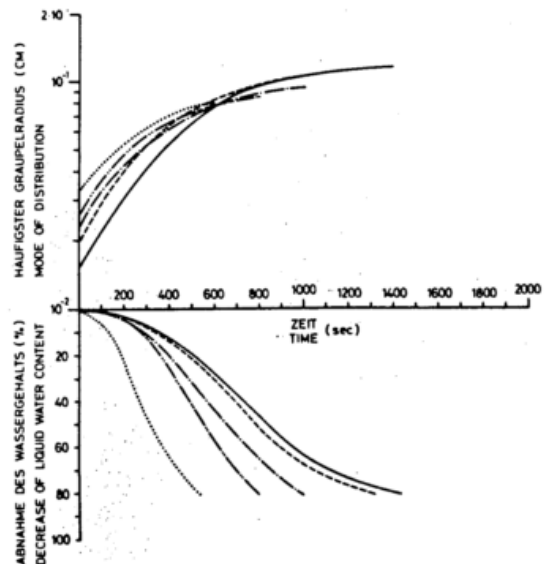


Abb.2: Graupelgröße und Abnahme des Wassergehalts als Funktion der Modellzeit ($t_1 = 180 \text{ s}$)
 $N_1 = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, $\bar{a}_1 = 205$ (—)
 272 (---), 313 (-·-·-), 361 (- - - -) und $479 \mu\text{m}$ (.....)

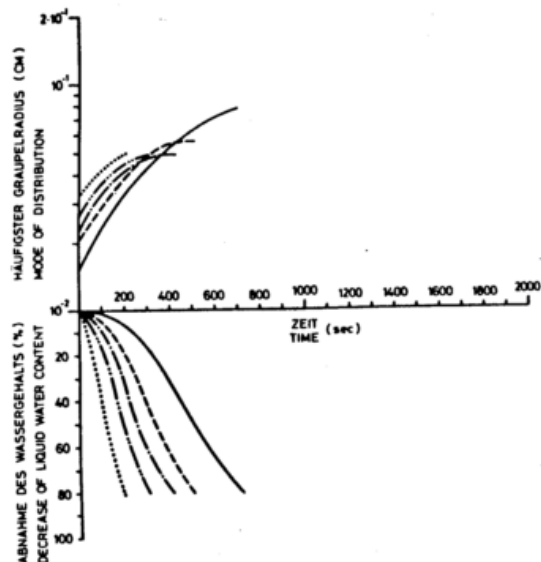


Abb.3: wie Abb.2, nur für $N_1 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$

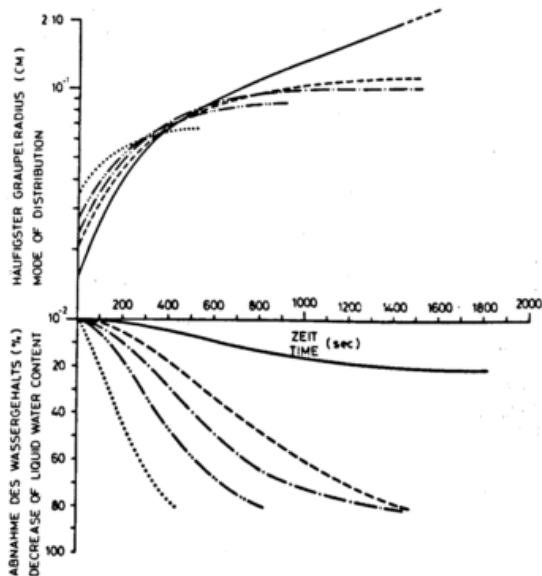


Abb.4: wie Abb.2, nur für $t_1 = 1$ s

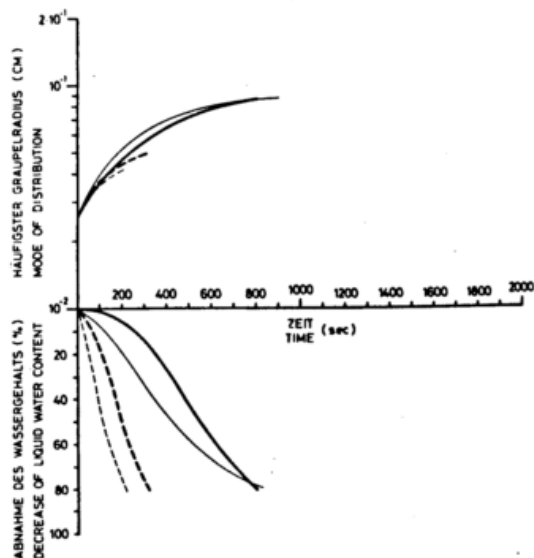


Abb.5: Graupelgröße und Abnahme des Wassergehalts als Funktion der Modellzeit für $a_1 = 313 \mu\text{m}$
 $t_1 = 180$ s : dicke Strichstärke;
 $t_1 = 1$ s : dünne Strichstärke;
 $N_1 = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$: durchgezogene Linie ; $N_1 = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$: gestrichelte Linie

Literatur:

Beheng, K.D.: Numerische Simulation der Graupelbildung
 Mitteilung Nr.23 des Instituts für Geophysik und Meteorologie der Universität Köln, 66 S. (1976)

Berry, E.X.: Cloud Droplet Growth by Collection
 J.Atmos.Sci. 24, 688-699 (1967)

Berry, E.X.; M.R.Pranger: Equations for Calculating the Terminal Velocities of Water Drops
 J.Appl.Met. 13, 108-113 (1974)

Berry, E.X.; R.L.Reinhardt: An Analysis of Cloud Drop Growth by Collection: Part 1 - Double Distributions
 J.Atmos.Sci. 31, 1814-1824 (1974)

Heymsfield, A.: Ice Crystal Terminal Velocities
 J.Atmos.Sci. 29, 1348-1357 (1972)

Hobbs, P.V.: Ice Physics
 Clarendon Press, Oxford, 1974

Locatelli, J.D.; P.V.Hobbs: Fall Speeds and Masses of Solid Precipitation Particles
 J.Geoph.Res. 79, 2185-2197 (1974)

Mossop, S.C.; R.E.Ruskin; K.J.Heffernan: Glaciation of a Cumulus at Approximately -4°C
 J.Atmos.Sci. 25, 889-899 (1968)

Mossop, S.C.; A.Ono; E.R.Wishart: Ice Particles in Maritime Clouds Near Tasmania
 Quart.J.R.Met.Soc. 96, 487-508 (1970)

Ono, A.: The Shape and Riming Properties of Ice Crystals in Natural Clouds
 J.Atmos.Sci. 26, 138-147 (1969)

Pitter, R.L.; H.R.Pruppacher: A Numerical Investigation of Collision Efficiencies of Simple Ice Plates Colliding with Supercooled Water Drops
 J.Atmos.Sci. 31, 551-559 (1974)

Ryan, B.F.: A Numerical Study of the Nature of the Glaciation Process
 J.Atmos.Sci. 30, 824-834 (1973)

Scott, W.T.; C.Y.Chen: Approximate Formulas Fitted to the Davis-Sartor-Shafrir-Neiburger Droplet Collision Efficiency Calculation
 J.Atmos.Sci. 27, 698-702 (1970)

Srivastava, R.C.: Size Distributions of Raindrops Generated by Their Break-up and Coalescence
 J.Atmos.Sci. 28, 410-415 (1971)

AUTOMATISCHE FLÄCHENNIEDERSCHLAGSMESSUNGEN
MIT EINEM C-BAND-RADAR

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

DWD, Met. Obs. Hohenpeißenberg

Abstract:

At first a short description of the radar equipment, the digitalizing system of the video signal and the calculation of the measured data by aid of a connected electronic computer is given. Examples of the measurements are shown in comparison to a special rain gauge network. These comparisons as well as some statistic treatments represent the quality of the radar measurement. Further it is shown that area precipitation means over about 2 months' period are measured in a realistic way only by aid of the radar.

1 GERÄTEBESCHREIBUNG UND MESSVORGANG

Das auf dem Hohenpeißenberg, einem freistehenden Berg (etwa 1000 m NN, 250 m ü. Grund) auf einem 30 m hohen Turm befindliche Radar hat folgende Gerätedaten: Wellenlänge: 5.4 cm (C-Band), Pulsleistung: 250 kW, Pulsdauer: 2 μ sec., Pulsfrequenz: 250 Hz, Parabolspiegelantenne mit 1° Hauptkeule. Das Radargerät ist in "solid state"-Technologie gebaut. Abbildung 1 zeigt das Blockschaltbild der Meßanlage. Das Echo (Videosignal) wird - unabhängig von der Analogdarstellung auf den Bildschirmen - in einem Digital Meteorological Data System (DMDS) verarbeitet. Im Digital Video Integrator and Processor (DVIP) erfolgen die Digitalisierung des Videosignals und die Reduzierung der naturbedingten Schwankung durch arithmetische Mittelung über wählbare Entfernungsschritte (Δr) und durch anschließende Integration mit einstellbarer Zeitkonstante (θ) über den Azimutwinkel. Durch die Wahl von Δr und θ ist über die Zahl der statistisch unabhängigen Proben die erreichbare Genauigkeit bestimmt. In der Praxis muß ein Kompromiß zwischen der erreichbaren Genauigkeit und der durch die benutzte Antennenrotation vorgegebenen azimutalen Auflösung geschlossen werden.

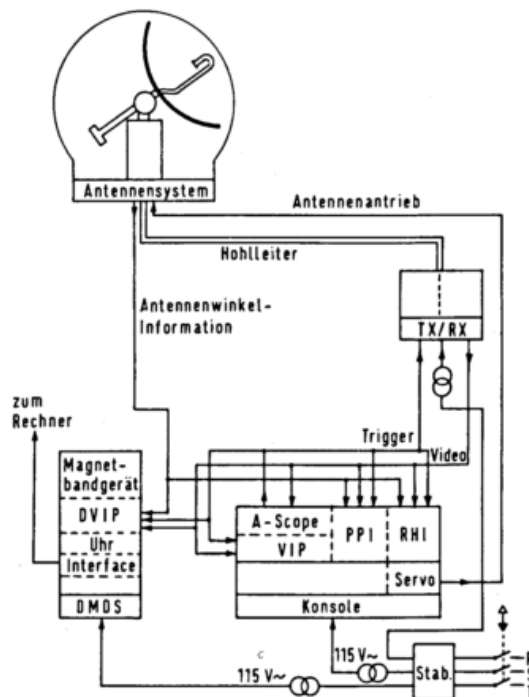


Abb. 1: Blockschaltbild des Radar-meßsystems

Aus dem ständig laufenden Integrationsprozeß kann in 1°- oder 2°-Azimut-

schritten der digitale, integrierte Echowert ausgekoppelt und in den angeschlossenen Rechner gelesen, sowie auf Magnetband gespeichert werden. Im Rechner erfolgen die Umrechnung in Niederschlagswerte, deren laufende Addition, die Aneicherung aufgrund des Vergleichs mit dem Ergebnis der Aniechbodenmeßstation und die Ausgabe des Flächenniederschlags. (Attmannspacher W. u.a. 1976)

2 MESSBEISPIELE

2.1 Einzelbeispiele

Die Abbildungen 2 und 3 geben die Ergebnisse gleichzeitiger Messungen mit einem X-Band- (3.2 cm Wellenlänge) und einem C-Band-Radar im Vergleich zu den Resultaten des Niederschlagssondernetzes wieder. Aus technischen Gründen ist der Meßbereich beider Radargeräte nicht ganz identisch.

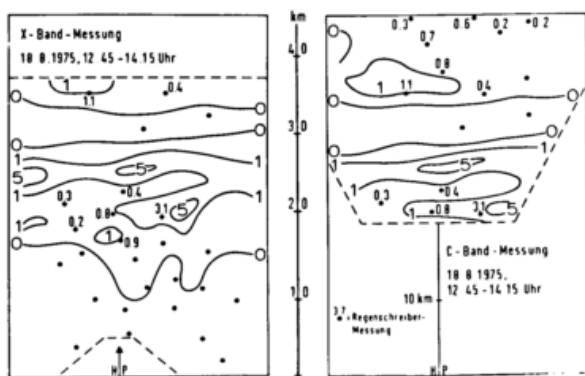


Abb. 2: Vergleichsmessungen des Flächenniederschlags mit Radargeräten und einem Bodenmeßnetz, schwacher Regen.

Die C-Band-Radarmessung stimmt, unabhängig von der Niederschlagsintensität, recht gut mit den Ergebnissen des Niederschlagssondernetzes überein, das X-Band-Radar dagegen liefert aufgrund der starken Dämpfung der Radarenergie durch den Niederschlag bei starken Niederschlägen keine brauchbaren Meßwerte. Der Verlauf der mit dem C-Band-Radar gewonnenen Isohyeten zeigt klar, daß selbst aufgrund der Meßdaten eines sehr dichten Niederschlagsmeßnetzes (1 Regenschreiber pro 20 km²) generell wirklichkeitstreue Linien gleichen Niederschlags nicht gezeichnet werden können.

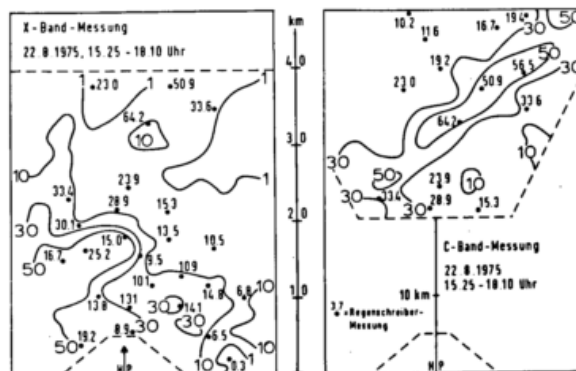


Abb. 3: Vergleichsmessungen des Flächenniederschlags mit Radargeräten und einem Bodenmeßnetz, starker Regenschauer.

2.2 Statistische Bearbeitungen

In der nachfolgenden Tabelle sind die Niederschlagsmengen der Regenschreiber-Meßstationen und die diesen Orten entsprechenden Radar-Niederschlagsberechnungen für jede der 27 Radar auswertungen der Meßsaison 1976 wiedergegeben. Die Niederschlagsmengen wurden dabei nach einer logarithmischen Skala in Klassen zusammengefaßt.

Tabelle: Vergleich der Niederschlagsmengen von Regenschreibern (Rs) und C-Band-Radar (Ra) nach Klassen (Kl).

		Kl _{Ra}							
		1	2	3	4	5	6	7	8
mm	1.0-1.5	1	15	4					
	1.6-2.4	2		17	6				
	2.5-3.9	3		8	21	7	1		
	4.0-6.2	4			4	30	7		
	6.3-9.9	5				7	28	13	
	10.0-15.9	6					3	27	6
	16.0-24.9	7						3	6
	25.0-39.9	8							1

Von den 219 Vergleichsfällen liegen 68 % in der gleichen Klasse, bei 32 % beträgt der Unterschied eine, bei 1 Fall 2 Klassen. Betrachtet man die Einzelwerte ohne Klasseneinteilung, so zeigen 43 % davon eine Differenz zwischen Radar- bzw. Regenschreiberwert bis zu ± 10 % und

84 % bis zu ± 20 % (ohne Rücksicht auf die absolute Höhe des Meßwertes). Für die Gesamtsumme von allen 27 Fällen an jedem Meßort beträgt diese Differenz ± 5 %. Daß auch für diesen, etwa 1-2 Monate entsprechenden Zeitraum das sehr dichte Niederschlagsmeßnetz nicht ausreicht, um brauchbare Flächenniederschlagsmittel zu erhalten, belegt Abbildung 4.

Dazu noch gehörende Zweckforschungsaufgaben sind u.a.: Bestimmung einer optimalen Aufnahmezeit, Gewinnung brauchbarer Meßwerte trotz der im Radarstrahlbereich liegenden Nullgradgrenze und darin befindlicher orographischer Hindernisse.

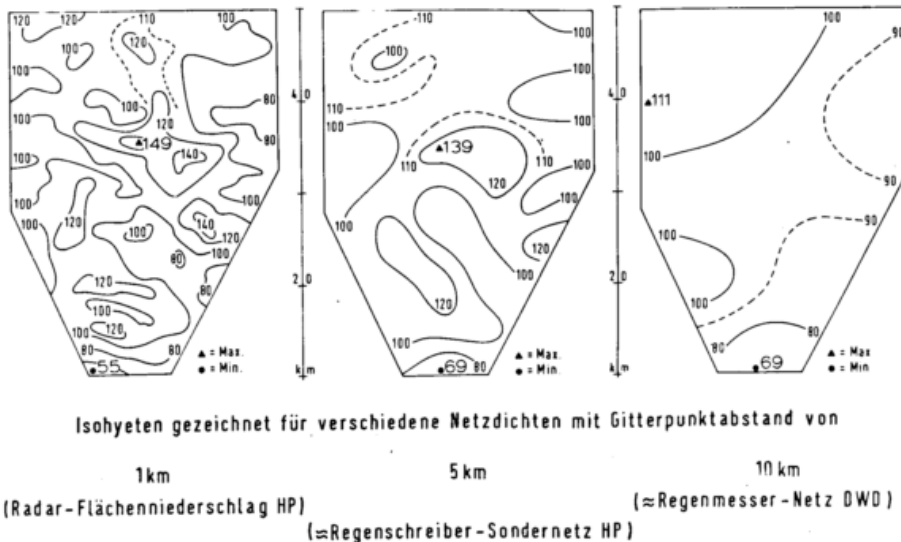


Abb. 4: Isohyeten für verschiedene Netzdichten aufgrund von 27 Radarflächenniederschlagsmessungen, Hohenpeißenberg 1976.

Sie zeigt die gesamte Niederschlagssumme der 27 Radarauswertungen 1976, die von sehr unterschiedlichen Niederschlagswetterlagen herrührt. Im linken Bild wurden alle vorhandenen Werte (Gitterpunktabstand 1 km) zum Zeichnen der Isohyeten benutzt. Bei den beiden anderen Bildern dagegen sollten die Ergebnisse für unterschiedliche Netzdichten simuliert werden, in dem zum Zeichnen der Isohyeten nur jeder 5. bzw. 10. Wert verwendet wurde. Das Ergebnis läßt klar erkennen, daß lediglich mit der Netzdichte der hiesigen Radar-Flächenniederschlagsberechnungen ein genaues Bild der Niederschlagsverteilung gezeichnet werden kann.

3 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Auf weitere Anwendungsbereiche (z. B. Anderl u.a. 1976) kann hier nicht eingegangen werden. Die zur Zeit im simulierten "real time"-Betrieb erfolgten Messungen werden für den praktischen Einsatz vorbereitet.

4 LITERATUR

Anderl, B., Attmannspacher, W., Schultz G.: Accuracy of Reservoir Inflow Forecasts Based on Radar Rainfall Measurements. Water Research 12 (1976) p. 217-223.

Attmannspacher, W., Aniol, R., Hartmannsgruber, R., Riedl, J.: Ergebnisse gleichzeitiger Flächenniederschlagsmessungen mit einem 3.2 cm und 5.4 cm Wetterradargerät. Meteorolog. Rdsch. 29 (1977) i. Druck.

VERGLEICHSMESSUNG MIT WINDGESCHÜTZTEN UND UNGESCHÜTZTEN NIEDERSCHLAGSMESSGERÄTEN

Helmut Kumm

Deutscher Wetterdienst, Offenbach
Zentralamt - Abt. Klimatologie

1. EINLEITUNG

Einer der Beiträge der Bundesrepublik Deutschland im Rahmen der internationalen hydrologischen Dekade war eine Verbesserung der Niederschlagsmessung durch den Wölfle'schen Windschutzring.

Für dieses Projekt wurden 5 Jahre lang an etwa 200 Stationen die Niederschlagstageshöhen parallel mit einem normalen und einem windgeschützten Hellmann'schen Niederschlagsmesser gemessen (Abb. 1).

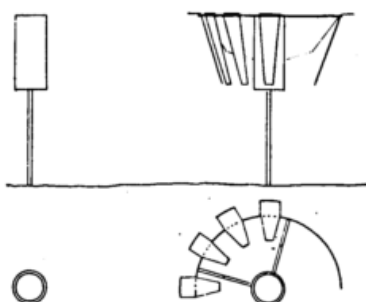


Abb. 1 Aufstellung der beiden Meßgeräte

Es sollte herausgefunden werden, an welcher Station der Einsatz des windgeschützten Niederschlagsmessers lohnt und wie die Messungen des geschützten und ungeschützten Niederschlagsmessers ineinander umgerechnet werden können, um dadurch die Homogenität langer Meßreihen zu sichern.

2. MESSVERLUST DURCH VERWEHUNG

Der Meßfehler durch Windverwehung ist nur einer der Faktoren, der die Niederschlagsmessung verfälscht. Im Sommer sind es im wesentlichen Verluste durch Benetzung und Verdunstung, die die Niederschlagsmessung zu niedrig ausfallen lassen. Im Winter ist die Verwehung der wesentliche Faktor. Das Niederschlagsmeßgerät stellt einen Strömungswiderstand im Windfeld dar. Bei wenig turbulenter Strömung bildet sich in der Nähe der Meßöffnung eine laminare Strömung von erhöhter Geschwindigkeit, die vor allem kleine Tropfen und Schneeflocken vor dem Auftreffen verweht. Der Windschutzring wirkt dem entgegen, indem er das laminare Umströmen durch Verwirbelung stört.

3. DATENKOLLEKTIV UND DARSTELLUNG DER DATEN

Das Datenkollektiv umfaßte etwa $200 \times 5 \times 365 = 365000$ Datenpaare (RR, RRS) von Niederschlagstageshöhen RR bzw. RRS, die parallel mit einem ungeschützten bzw. windgeschützten Niederschlagsmesser gemessen worden waren. Bei den meisten Stationen wurde zusätzlich die Form des Niederschlags beobachtet; an einigen windexponierten Stationen wurde außerdem die Windstärke geschätzt.

In Tabelle 2 sind für einige Stationen die Abweichungen der beiden Messungen, gemittelt über den gesamten Zeitraum von 5 Jahren angegeben.

TABELLE 2

Abweichung der Niederschlagstageshöhen des windgeschützten Meßgeräts von dem Meßwert des ungeschützten Niederschlagsmessers in Prozent

Station	Winter	Sommer
Wasserkuppe	43.4	6.2
Stötten	23.7	11.2
Kleiner Feldberg	14.6	8.6
Bamberg	6.5	5.1
München Riem	3.5	1.6
Darmstadt	1.5	1.1

Da die Differenz der beiden Messungen in starkem Maße von der Intensität und der Form des Niederschlags abhängig ist, können die Abweichungen einzelner Tageshöhen erheblich größer sein als diese Mittelwerte.

Eine kompinierte Darstellungsform der Datenpaare (RR, RRS) ist eine Korrelationsmatrix, deren Zeilen und Spalten logarithmisch abgestützten Klassen der Niederschlagshöhe entsprechen (Abb. 3).

Auf der Diagonalen liegen die Meßpaare, wo die Tageshöhen RR und RRS so wenig differieren, daß sie in die gleiche Klasse fallen. Der Bereich oberhalb der Diagonalen entspricht all den Fällen, wo größere Tageshöhen im geschützten Niederschlagsmesser gemessen wurden. Unterhalb der Diagonalen sind die wenigen Ereignisse, bei denen die Niederschlagshöhe im ungeschützten Meßgerät größer war.

WEGE ZU EINER WELTWEITEN KLIMATOLOGIE DER SCHNEEHÖHEN

FRIEDRICH LAUSCHER, WIEN

Kurzfassung: Analysen europäischer, insbesondere ostalpiner Schneedaten werden fortgesetzt, desgleichen Studien über allgemeine Gesetzmäßigkeiten des Prozentanteils festen Niederschlags am Gesamtniederschlag. Unter Nutzung weltweiter Typen der Höhenabhängigkeit des Niederschlags und der bekannten Abnahme der Temperatur mit der Höhe wird versucht, die an irgendeinem Punkt durchschnittlich zu erwartenden Schneehöhen aus Normalwerten der Temperatur und des Niederschlags abzuschätzen.

A. Ostalpine Studien

Die Aufforderung, zu Büchern Walter Pauses, München klimatische Daten beizusteuern (1), gab Veranlassung, über die Ergebnisse direkter Beobachtungen hinaus nach statistischen Relationen zwischen den Schnee-Kenngrößen und den hauptsächlich vorliegenden Normalwerten des Niederschlags und der Temperatur zu suchen.

In (2) wurde gezeigt, daß man die langjährigen Erwartungswerte der größten Schneehöhe des Winters (S in cm) in den Ostalpenländern angenähert erhält aus $S = N \cdot F(h) \cdot f(N)$, (1) worin N den Jahresniederschlag in cm und h die Seehöhe in m bedeutet. Die mit Hilfe von 927 langjährigen Meßstellen des Österreichischen Hydrographischen Dienstes berechneten Faktoren $F(h)$ steigen von 0,22 im Meeresniveau auf 0,67 in 1000m, 1,60 in 2000 m und 2,60 in 3000m an. Der Zusatzfaktor $f(N)$ entspricht der verschieden starken Verdichtung der Schneelagen. Von 1,36 in den schneeärmsten Gegenden sinkt er auf 0,94 in schneereichen Gebieten ab. Abb.1 in (2) zeigt die Funktionen F und f .

Berechnungsbeispiele: Sonnblick, 3106m: $N = 270, F(h) = 2,68, f(N) = 0,94$, daraus $S = 680$ (statt 557 cm auf dem benachbarten Pegel Fleißscharte in 3000m). Semmering, 985m: $N = 97, F(h) = 0,66, f(N) = 1,01$, daraus $S = 65$ statt beobachtet 78. Abb.2 und Tab.4 in (2) vermitteln Einblicke in die in den Ostalpenländern in einem Normalwinter zu erwartenden größten Schneehöhen. Sie liegen zwischen rund 20 und mehr als 900 cm.

Gestützt auf die nach (2) berechneten Durchschnittswerte der größten Schneehöhen kann man den zeitlichen Verlauf der Schneelage in einem "Normaljahr" Abb.1 in (3) entnehmen.

So erhält man z.B. für August in Sonnblickhöhe einen Mittelwert von 173 cm, gut passend zum langjährigen Durchschnitt von 184 cm für den Pegel Fleißscharte.

Abb.1 in (4) vermittelt Kenntnisse zur Abschätzung extremer Schneehöhen, mit denen im Verlauf vieler Jahrzehnte zu rechnen ist. In schneearmen Gegenden mit einem Mittel von $S = 20$ bewegen sich die Werte zwischen etwa 5 cm im schneeärmsten Winter und rund 55 im schneereichsten. In Prozenten des Durchschnitts sind dies 25 bis 275 %. In ziemlich schneereicher Lage mit $S = 250$ cm ist die absolute Schwankung zwar größer (Minimum 115 cm, Maximum 415 cm), die relative Schwankung jedoch kleiner (46 bis 166%). Beim Pegel Fleißscharte nächst dem Sonnblick-Observatorium war nach (5) die geringste winterliche Höchstdicke der Schneelage 270 cm am 6. Mai 1964, hingegen im Zeitraum 1946 bis 1970 958 cm am 17. Mai 1951. Noch größer war der Höchstwert 1190 cm am 8. Mai 1944. Das genannte Minimum war 49% des Mittels von $S = 557$ cm aus dem Zeitraum 1946-1970, das Maximum 172%, im Jahre 1944 sogar 214%.

Weitere Pegeluntersuchungen im Hochgebirge zeigten, daß allgemein das Minimum der höchsten Schneelage des Winters rund die Hälfte des langjährigen Durchschnitts beträgt, das Maximum das Doppelte des Durchschnitts. Nur nebenbei sei auf die chronistischen Angaben in (4) hingewiesen, aus denen die starken, auch regional sehr unterschiedlichen Schwankungen der Schneelagen von Winter zu Winter hervorgehen.

Auch kann nicht näher auf die vergleichenden Studien für die Slowakei (6) und für Dänemark (7) eingegangen werden. Nur soviel sei festgehalten, daß der winterliche Verlauf der Schneehöhen in der Slowakei dem in den Ostalpen noch recht ähnelte, die Schneehöhen aber um rund 20% größer waren als man sie aus den Regeln in (2) berechnet hätte. Offenkundig geht daraus hervor, daß man für eine allgemeinere Anwendung der Formel (1) anstelle der Funktion $F(h)$ eine Funktion $F(t)$ in Abhängigkeit von einem Temperaturwert t zu suchen hat.

Beispielsweise gilt für das Jahresmittel der Temperatur t in Abhängigkeit von der Seehöhe H (nun in km ausgedrückt) in den Ostalpen die Regression $t(\text{Jahr}) = 10,6 - 5,22 H$, (2) für die Tatra nach M. Hess u. Mitarb. $t(\text{Jahr}) = 9,23 - 4,98 H$ (3) Die Unterschiede aus den Gleichungen (2) und (3) erklären qualitativ die Differenzen in den Ergebnissen aus den Publikationen (2) und (6).

B. Weltweite Studien

Über die globale Verteilung der Temperatur und ihre Höhenabhängigkeit ist man durch Abhandlungen und Lehrbücher genügend informiert. Hingegen bemühen wir uns in (8), die Kenntnisse über die Höhenabhängigkeit des Niederschlags zu erweitern.

Von bedeutenden regionalen Modifikationen abstrahierend wurde ein Schema von fünf weltweiten Typen aufgestellt: Der äquatoriale, aber auch der polare Typ zeigen Maxima in geringen Höhen küstennaher Gebirge. Der bekannte tropische Typ hat die Maximalzone zwischen 1 und 2 km Höhe. Ein Übergangstyp in den Breiten von rund 30 bis 40° zeigt fast keine Höhenabhängigkeit, der Typ der gemäßigten Breiten jedoch - besonders in Luvlagen - starke Zunahme mit der Höhe ohne klar nachweisbare Maximalzone. Abb. 1 in (8) zeigt die fünf Typen, Abb. 2 daraus die außerordentlich gegensätzlichen Bedingungen auf den Inseln Hawaii und Kauai, verursacht durch die verschiedene Gestalt der Gebirge dieser Passat-Inseln. Die Bedeutung des Nebelniederschlags und seine Höhenabhängigkeit auf Teneriffa illustriert Abb. 4 aus (8). Eine genauere Verarbeitung der Daten des Nebelfängernetzes Franco Kämmers findet man in (9). Abb. 5 aus (8) gibt schließlich ein Bild extrem gegensätzlicher Höhenabhängigkeiten des Niederschlags in Teilgebieten Österreichs: Ausgesprochene Luv-Lage wird repräsentiert durch die Kurve "Bregenzer Ache". Die stärkste Zunahme des Niederschlags mit der Höhe findet man bereits beim Anstieg bis 1000m Höhe, aber auch höher hinauf steigt der Niederschlag weiter an. Das Gegenstück einer Lee-Lage bietet die Kurve "Ötztal": Bis 2,5 km Höhe nur geringe Zunahme, erst darüber verstärkte Zunahme. Übrigens wurden die aus Totalisatorennetzen Österreichs nachweisbaren, recht verschiedenen Typen der Höhenabhängigkeit schon in (10) diskutiert.

Soviel über die Grundwerte der Temperatur und des Niederschlags und ihre Abhängigkeiten von der Seehöhe.

Was uns in Hinblick auf die abzuschätzenden Schneehöhen speziell interessiert, ist der Anteil festen Niederschlags am Gesamtniederschlag.

Abb. 2 aus (11) zeigt ihn zunächst in gewohnter Isoplethendarstellung im Jahresverlauf und in allen Höhen der Ostalpenländer. Diese Bearbeitung war nur möglich dank eines mehr als siebzehnjährigen Schneepegelnetzes von fast 1000 Stationen. Im allgemeinen wird man auf indirekte Abschätzungsmethoden angewiesen sein. Unser Vorschlag lautet: Die Verbindung zwischen dem Prozentanteil des festen Niederschlags $F\%$ am Gesamtniederschlag und den monatlichen Durchschnittstemperaturen t wird durch die "Leitlinie" hergestellt:

$$F\% = 50 - 5t \quad (4)$$

Dieser Funktion liegt die Annahme zugrunde, daß bei einem Monatsmittel von -10°C nur mehr Schnee fällt, bei einem von 0° ebensoviel Schnee wie Regen und bei einem Mittel von 10° nur mehr Regen, ev. mit Hagel. In (11) wurde die wahre Gestalt der Funktion $F\%(t)$ für 130 Orte in den verschiedensten Klimaten überprüft. Hierbei stellen sich kleine Un-

terschiede im Funktionsverlauf gegen (4) in sehr kalten und sehr warmen Monaten heraus, sowie gewisse Gegensätze zwischen den Kurven für maritime und kontinentale Räume, sowie zwischen dem Frühjahr (Monate mit steigender Temperatur) und dem Spätjahr (Monate mit fallender Temperatur).

Abb. 3 in (11) beleuchtet diese Fakten. Nur nebenbei sei hier erwähnt, daß mit Hilfe modifizierter Leitlinien für viele Orte der Erde aus den Normalwerten der Temperatur und des Niederschlags die monatlichen und jährlichen Normalmengen festen Niederschlags berechnet, in einer Karte dargestellt und global integriert wurden. Z.B. zeigt Abb. 5 aus (11) die Breitenabhängigkeit des durchschnittlichen jährlichen Prozentanteils festen Niederschlags am Gesamtniederschlag. Man sieht, daß Abweichungen vom Nullwert auf den Kontinenten erst ab 22° Breite bemerkbar werden, auf den Meeren sogar erst ab 34° . Die Kurve für die Kontinente der Nordhalbkugel erreicht selbst an den arktischen Küsten Asiens kaum den 50%-Betrag. Es gibt also dort ebensoviel Regen wie Schnee. Die Kurve für die Ozeane steigt erst ab 55° kräftig an, endet aber am Pol nicht bei 100%, sondern etwa bei 95%. Selbst am Nordpol kann es also etwas regnen. Hingegen wird auf der Südhalbkugel der Wert $F\% = 100$ - selbst im Meeressniveau - bereits in rund 74°S erreicht.

Für die Erde als Ganzes wurde der Anteil festen Niederschlags am Gesamtniederschlag zu 6,86% abgeschätzt u. zw. 0,35% Hagel, 6,51% Schnee. Hierbei wurde bereits der Tatsache Rechnung getragen, daß die Leitlinien-Funktion auch eine Höhenabhängigkeit besitzt. Vgl. Abb. 8 aus (11) und die dortigen Tabellen 15 und 16.

Schon in (12) war für den Sonnblick, 3106m Höhe anstelle der Leitlinien-Funktion Gleichung (4) die Funktion $F\% = 75 - 8t$ abgeleitet worden. Auf den Bergen sind die Niederschlagswetterlagen kalt und bringen daher relativ öfter Schnee als bei gleichen Monatsmitteln der Temperatur in der Niederung. (z.B. bei $t = 0^\circ$ 75% statt 50%).

C. Vorläufige Ergebnisse laufender Untersuchungen

Die Analysen der österreichischen Schneedaten als dem besten Material, über das wir verfügen, wurden systematisch fortgesetzt. Ein Ergebnis wurde vorweg publiziert, nämlich die Abhängigkeit der Zeitpunkte Z der größten Schneehöhe von der Seehöhe H in km (13). Bei Zählung der Kalendertage ab 1. Oktober gilt durchschnittlich:

$$\text{Bis } H = 1,5\text{km} \quad Z = 112 + 14H, \quad (6a)$$

$$\text{darüber} \quad Z = 62 + 49H. \quad (6b)$$

(Für $H = 1,5\text{km}$ geben diese beiden Regressionsgleichungen etwa den gleichen Wert von $Z = 134 = 11.$ Februar).

Je nach Witterungsablauf des Winters schwanken diese Zeitpunkte Z in allen Höhen im Ausmaß von etwa 4 bis fast 6 Monaten.

Die Normaltemperaturen zu den Zeitpunkten Z besitzen etwa die folgende Höhenabhängigkeit:

$$t(\text{Zeitpunkt } Z) = -1,2 - 2,0 H \quad (7)$$

(Extrapolation auf $H = 3 \text{ km}$ ergäbe $-7,2^\circ$. Beim Sonnblick-Pegel gilt für den Zeitpunkt der größten Schneehöhe jedoch nur $-5,2^\circ$).

Maßgebend für die Anhäufung des Schnees ist in der Regel der Zeitraum von Beginn der "Winterdecke" bis zur Zeit der größten Schneehöhe. Diese Zeitspanne sei Z-W genannt. Im Normalfalle gilt für den Beginn der Winterdecke W

$$W = 108,1 - 35,1 H \quad (8)$$

und damit für die Zeitspanne Z-W bis $H = 1,5 \text{ km}$ $Z-W = 3,9 + 49,1 H$ (9a) darüber $Z-W = -46,1 + 84,1 H$ (9b)

(Für $H = 1,5 \text{ km}$ münden beide Formeln in einen Betrag von rund 79 Tagen.

Für $H = 3 \text{ km}$ ergibt sich $Z-W = 206$ Tage, ganz im Einklang mit den Daten für den Pegel Fleißcharte des Sonnblickobservatoriums: Dort beginnt nach (5) der Aufbau der neuen Schneelage durchschnittlich am 5. Oktober (Datumzahl 5) und die maximale Schneehöhe ist im Normalfalle am 29. April erreicht (Datumzahl 211).

Die Regression für die Normaltemperaturen beim Beginn der Winterdecke in den verschiedenen Höhen der Ostalpen lautet

$$t(\text{Zeitpunkt } W) = -2,1 - 0,1 H \quad (10)$$

In allen Höhen bleibt also der Schnee ab t etwa $-2,2^\circ$ als Winterdecke liegen. (Für den Sonnblick ist die Mitteltemperatur am 5. Oktober allerdings schon wieder $-3,7^\circ$).

Kenntman die Zeitdauer Z-W der Schneeanhäufung, so kann man die Summe festen Niederschlags für diese Zeitspanne berechnen und erhält so zumindestens einen oberen Grenzwert für das in der Schneelage größter Mächtigkeit enthaltene Wasseräquivalent.

Für die Ostalpenländer wurde auch die Möglichkeit genutzt, aus langjährigen Normalwerten der nach der Tischchenmethode gewonnenen Neuschneesummen NS und den Normalwerten der größten Schneehöhen S eine direkte Relation S/NS abzuleiten.

Die Höhenabhängigkeiten für $NS(H)$ und $S(H)$ sind allerdings nicht linear, so daß Darstellung in Form einer Zahlentafel vorzuziehen ist:

H(km)	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0
S(cm)	27	42	91	188	286
NS(cm)	82	142	364	808	1252
S/NS(%)	33	30	25	23	23

Für den Pegel Fleißcharte, $H = 3,0$, gilt nach (5) $S = 557$ und $NS (=F?) = 2423 \text{ cm}$ und daraus wiederum $S/NS = 23\%$.

Auch in Sibirien stimmt die Viertelregel südlich des 60. Breitengrades einigermaßen: Die durchschnittliche Maximalhöhe der Schneedecke eines Winters in cm ist etwa gleich einem Viertel der Jahressumme festen Niederschlags in mm. In Werchojansk ist bei $S = 28 \text{ cm}$ und $F = 59 \text{ mm}$ der Prozentsatz von S/F schon 48% und an der Eismeerküste stimmen die Zahlenwerte der durchschnittlichen maximalen Schneehöhe mit den Zahlenwerten des festen Niederschlags etwa überein. Der Wert 100% kann ja im wesentlichen nicht überschritten werden. Die Größe des Prozentsatzes S/F hängt von der Art des Winterablaufs ab. Zur Erreichung eines hohen Prozentsatzes sind vorteilhaft: 1. Kurze Zeitspanne des "Vorwinters" von der 1. Schneedecke bis zum Beginn der Winterdecke, 2. Langes Anhalten der Winterdecke, 3. Möglichst geringe Verdichtung der Schneelage, 4. Kurze Dauer der Zeit nach der höchsten Schneedecke bis zum Ende der Winterdecke und der letzten Schneedecke überhaupt. Zahlreiche einschlägige Untersuchungen sind im Gang. Nur ein Gegenbeispiel überaus vergänglicher Schneedecke sei hier gezeigt: In Collahuasi, Chile, 21°S , 4810 m , war die Jahressumme festen Niederschlags 145 mm , die mutmaßliche Neuschneesumme also 145 cm . Maximal wurde eine Schneehöhe von 25 cm notiert, d.h. S/NS war rund 17%.

Der in (11) beschrittene Weg zur rechnerischen Abschätzung des festen Niederschlags aus den Normalwerten der Temperatur und des Gesamtniederschlags mit Hilfe der Leitlinien-Funktionen verspricht also auch die Gewinnung von Aussagen zu einer weltweiten Klimatologie der Schneehöhen.

Hier sei nur noch die Höhenabhängigkeit der Leitlinien-Funktion $F(t, H)$ behandelt: Aus den Daten der Tabelle 16 in (11) für 13 europäische Höhenorte (ohne Montalegre) wurden die folgenden Regressionsgleichungen für den durchschnittlichen Prozentanteil festen Niederschlags am Gesamtniederschlag in Abhängigkeit von der Monatsmitteltemperatur t und der Seehöhe H in km errechnet:

$$\text{Frühjahr: } F\% = 60,2 + 3,66 H - (4,03 + 1,12H)t \quad (11)$$

$$\text{Spätjahr: } F\% = 48,2 + 6,62 H - (4,37 + 0,75H)t \quad (12)$$

Im Mittel von (11) und (12) resultieren, tlw. extrapoliert, für verschiedene Höhen die folgenden Gleichungen:

$$H = 0 \quad F\% = 54,2 - 4,20 t,$$

$$H = 3 \quad F\% = 69,6 - 7,02 t,$$

$$H = 6 \quad F\% = 85,0 - 9,81 t.$$

(Wie oben erwähnt, ergab eine direkte Berechnung aus den Daten des Sonnblickpegels für $H = 3 \text{ km}$ die Gleichung $F\% = 75 - 8 t$.)

Für die vorhin erwähnte chilenische Hochstation Collahuasi, 4810m, würde die Gleichung $F\% = 79,1 - 8,70$ resultieren, d.h. bei einem Monatsmittel von $-2,4^{\circ}\text{C}$ könnte schon gelegentlich einmal ein Regen vorkommen, Schneefälle wären aber bis zu einem Monatsmittel von $+9,1^{\circ}\text{C}$ möglich. Tatsächlich gab es bei Monatsmitteln um $1,5^{\circ}$ geringe Regenanteile, andererseits noch bei einem Monatsmittel von $+3,5^{\circ}$ noch hundertprozentig Schnee (und Graupeln). Die seltenen, kurzzeitigen Niederschlagsvorkommnisse in diesem Trockengebiet bringen in den Hochregionen bevorzugt festen Niederschlag ohne das durch die starke Strahlung bedingte Temperaturklima lange zu stören. Bei weiteren Analysen für andere Gebiete ist eine Fülle interessanter Aufschlüsse zu erhoffen. Die Abhandlung wird im Anschluß an (11) dem Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie überreicht werden.

Literatur

- (1) Lauscher, F.: Schneehöhen und Sonnenscheindauer alpiner Schizentren. Wetter u. Leben 21(1969), S. 68-69 u. 2 Blatt Beilage.
- (2) Lauscher, F.: Ein Diagramm zur klimatischen Abschätzung größter Schneehöhen. Wetter u. Leben 21(1969), S. 117-124.
- (3) Lauscher, F.: Ein Diagramm zur Abschätzung monatlicher Durchschnittshöhen ostalpiner Orte. Wetter und Leben 21(1969), S. 167-172.
- (4) Lauscher, F.: Zur klimatischen Abschätzung extremer Schneehöhen österreichischer Orte. Wetter und Leben 22(1970), S. 102-105.
- (5) Lauscher, Adele u. F.: Der Aufbau und Abbau der Schneedecke auf dem Sonnblick im Wechselspiel der Wetterlagen. 68.-69. Jahresber. d. Sonnblick-Vereines f. d. Jahre 1970-1971, Wien 1973, S. 3-30.
- (6) Lauscher, F.: Eine Analyse von Schneehöhen der Slowakei. Wetter u. Leben 22(1970), S. 9-12.
- (7) Lauscher, F.: Schneehöhen in Dänemark. Wetter u. Leben 22(1970), S. 12.
- (8) Lauscher, F.: Weltweite Typen der Höhenabhängigkeit des Niederschlags. Wetter u. Leben 28(1976), S. 80-90.
- (9) Lauscher, F.: Naturforschungen auf den Kanarischen Inseln von Humboldt bis zur Gegenwart. 72.-73. Jahresber. d. Sonnblick-Vereines f. d. Jahre 1974-1975, Wien 1976, S. 61-65.
- (10) Lauscher, F.: Die Totalisatorennetze Österreichs. 54.-57. Jahresber. d. Sonnblick-Vereines f. d. Jahre 1956-1959, Wien 1961, S. 3-19.
- (11) Lauscher, F.: Methoden zur Weltklimatologie der Hydrometeore. Der Anteil des festen Niederschlags am Gesamtniederschlag. Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. B, 24, 129-176(1976).
- (12) Lauscher, Adele u. F.: Regen im Hochgebirge. 70.-71. Jahresber. d. Sonnblick-Vereines f. d. Jahre 1972-1973, Wien 1974, S. 43-55.
- (13) Lauscher, Adele u. F.: Die Zeitpunkte größter Schneehöhe in den Ostalpenländern. Wetter u. Leben 27(1975), S. 26-30.

Anschrift des Verfassers:
 Univ. Prof. Dr. Friedrich Lauscher
 Zehenthofgasse 25/5
 A-1190 Wien/Österreich.

WETTER UND LAWINEN

Rudolf Christa

Bayer. Landesamt für Wasserwirtschaft

KURZFASSUNG

Der Grad der Lawinengefahr wird in erster Linie durch Wetter und Witterung und weit weniger als weithin angenommen durch Geländeeinflüsse bestimmt. Forschungsergebnisse zeigen auf, in welchem hohem Maß der Aufbau der Schneedecke, vor allem die irreversiblen Schneekristallumwandlungen und die Ausbildung lawinenfördernder Gleitflächen, von meteorologischen Parametern abhängen. Großen Einfluß auf die sog. hangparallele Stabilität der Schneedecke als Maß für die Lawinengefahr haben Niederschlag, Wind, Strahlung, Lufttemperatur und Luftfeuchtigkeit.

1 GRUNDSÄTZLICHES ZUR LAWINENBILDUNG

Wetter und Witterung bestimmen weitgehend den Aufbau einer Schneedecke und die Änderungen ihrer Stabilität. Es erscheint daher durchaus gerechtfertigt, Lawinen als meteorologisch bedingte Vorgänge zu betrachten. Die Meteorologie der Lawinen beginnt nach Hoinkes (1972) mit der Bildung der Schneekristalle aus dem Wasserdampf der Atmosphäre.

1.1 Schneemetamorphose

Die durch Kontakt mit geeigneten Gefrierkeimen aus winzigen unterkühlten Tröpfchen entstehenden Schneekristalle haben zunächst die Form einfacher hexagonaler Plättchen, Nadeln, Prismen und Sterne, die nach Untersuchungen von Nakaya (1954) engen Temperaturbereichen und unterschiedlichen Übersättigungsgraden zuzuordnen sind. Beim Durchfallen verschieden temperierter Luftschichten setzen bereits Kristallumwandlungen ein, die für die spätere Lawinenbildung von Bedeutung sind: Einerseits können durch Kombination einfacher Formen sehr komplizierte Dendriten und durch Einfang unterkühlter Tröpfchen Graupelkörner entstehen. Andererseits werden durch Verwirbelungen mechanische Zerstörungen hervorgerufen, die zu sog. Trümmerformen führen.

Nach der Ablagerung an der Erdoberfläche schreitet die Umbildung der Schneekristalle fort. Aufschlußreiche Versuche von De Quervain (1958) im Kältelaboratorium am Eidgenössischen Institut für Schnee- und Lawinenforschung ob Davos zeigten auf, daß unter isothermen Bedingungen Neuschnee in feinkörnige Kristalle übergeführt wird, wobei Festigkeit und Dichte mit steigender Tem-

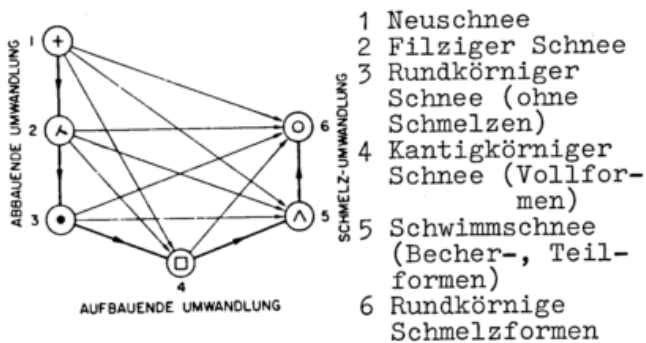
peratur und wachsendem Überlagerungsdruck zunehmen. Bei dieser sog. abbauenden Metamorphose, die mit gleichzeitiger Setzung des Schnees verbunden ist, verdampfen die Zacken und Kanten des oft stark verzweigten Neuschneekristalls und der freigewordene Wasserdampf sublimiert im Kristallzentrum. Die Umwandlung in kleinere Kristalle von runder Gestalt vollzieht sich bei konstanter Umgebungstemperatur (isotherme Metamorphose) und durchläuft ein Zwischenstadium mit einer als "filzig" bezeichneten Kristallstruktur.

Wenn benachbarte Partien im porösen luftdurchlässigen Schneegefüge unterschiedliche Temperaturen aufweisen, findet ein Wasserdampftransport von wärmeren, meist bodennahen Stellen zu kälteren statt, wobei es an letzteren zu einem Kristallwachstum kommt. Diese aufbauende (Gradient-) Metamorphose führt zu einer Kristallumbildung in kantige, teilweise ebenflächig begrenzte Formen mit dem besonderen Merkmal, daß bei intensiver und langandauernder Umwandlung eigenartig gestufte, oft becherartige Hohlformen bis über 5 mm Durchmesser heranwachsen. Es handelt sich bei diesem Vorgang um eine Art Tiefenreifbildung, wobei die als Endprodukt entstehenden sehr bindingsarmen und damit lawinenbegünstigenden "Schwimmschnee"-Kristalle nach La Chapelle (1969) einen vertikalen Temperaturgradienten von wenigstens $0,1\text{ }^{\circ}\text{C/cm}$ voraussetzen. Die Umwandlung zu Schwimmschnee vollzieht sich umso intensiver, je größer das Temperaturgefälle, je höher die Schneetemperatur und je luftdurchlässiger die Schneedecke.

Bei Erwärmung des Schnees auf $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ führt der entstehende Schmelzwasserfilm

zur Abrundung aller Kornformen. Als Folge dieser Schmelz-Metamorphose entwickeln sich meist größere Körner ($> 1 \text{ mm}$), die bei Wiedergefrieren starke Bindungen eingehen. Die Umwandlung in Firnkörner wird durch wiederholtes Auftauen und Gefrieren verstärkt.

Fig.1 Schema der Schneeeumwandlungen



Figur 1 veranschaulicht die drei Umwandlungsarten und die mögliche Richtung der Umwandlungswege.

1.2 Spannungen und Festigkeiten bestimmen Stabilität

Aus dem bisher Gesagten wird bereits deutlich, wie entscheidend die meteorologischen Bedingungen Art und Grad der Schneemetamorphose und damit den Schneedeckenaufbau beeinflussen. Für die Lawinenbildung sind neben der Dichte vor allem die Festigkeit und die temperaturabhängige Verformbarkeit als maßgebende Schneeeigenschaften von Bedeutung. Daneben kommt nach einem erfolgten Bruch die äußere Reibung ins Spiel. Die Reibungszahl von Schnee gegen Schnee liegt zwischen 0,2 und 0,6; daraus leiten sich für die Entwicklung einer Bewegung Hangneigungen von mindestens 12 bis 30 Grad ab.

Als Folge der im geeigneten Gelände unter dem Einfluß der Schwerkraft entstehenden Zug-, Druck- und Scherspannungen kommt es zu einer steten Verformung, die sich in langsamen Kriech- und Gleitbewegungen in der Größenordnung von Millimeter bis Zentimeter pro Tag vollzieht. Der Bruch der Schneedecke stellt schließlich den Ausgang eines Wettstreits zwischen Spannung und Festigkeit mit der Festigkeit als Verliererin dar.

Für jeden Punkt der Schneedecke kann eine hangparallele Stabilität s definiert werden als

$$\text{Stabilität } s = \frac{\text{Scherfestigkeit}}{\text{Scherspannung}}$$

Während über ein Schneedeckenprofil vom Boden bis zur Oberfläche normalerweise eine stark veränderliche hangparallele Stabilität $s > 1$ angetroffen wird, ist im Grenzfalle eines Bruches $s = 1$.

Bei der Beurteilung der Lawinengefahr heißt es also zu erkennen, wann und wo die für die einzelnen Schneearten charakteristischen Zug-, Druck- und Scherfestigkeiten sich kritischen Grenzwerten nähern.

2 WETTER UND GEFAHRENGRAD

Eine häufige Ursache der Lawinenauslösung sind Neuschneefälle. Jeder Schneezuwachs belastet die vorhandene Schneedecke und führt zu einer Spannungszunahme. Die Last der neuen Schicht ist von der Altschneedecke solange zu tragen, bis die Neuschneedecke eine gewisse Setzung und Verfestigung erfahren hat und damit auch zunehmend tragfähig wird. Bereits bei einer Neuschneehöhe von ca. 30 cm kann mit örtlicher Lawinengefahr gerechnet werden. Sie wächst mit zunehmender Schneeablagerung rasch an und führt bei einer Neuschneeeauflage von über 120 cm zu Katastrophensituationen. Schneefälle von über 25 cm/Tag sind in weiten Teilen der Alpen 3-6 mal pro Winter, solche von mehr als 100 cm innerhalb 3 Tagen auf der Alpennordseite 1-3 mal, auf der Südseite rd. 5 mal in einem Jahrzehnt zu erwarten (Schild, 1972). Meist treten allerdings die durch Neuschnee bedingten Gefahrenzeiten wegen der durch gleichzeitigen Windeinfluß verursachten umfangreichen Triebschneeablagerungen häufiger auf.

Der Wind wird bereits von Paulcke (1938) als Baumeister der Lawinen bezeichnet. Vor allem bei langanhaltend unveränderter Windrichtung und bei Windgeschwindigkeiten von über 5 m/s können selbst bei sonnigem Wetter (Schneefegen) erhebliche Schneeverfrachtungen stattfinden. Durch den turbulenten Transport werden die ursprünglichen Schneekristalle mechanisch deformiert und kommen schließlich bei der Ablagerung durch starke Einrüttelung in engen Kontakt. Triebschneezonen an Windschattenhängen (Lee) bergen in zweierlei Hinsicht eine große Gefahr: Einerseits liegen an einzelnen Stellen Schneemassen, die ein Mehrfaches des durchschnittlichen Schneezuwachses betragen, andererseits ist windgepackter Schnee relativ spröde und begünstigt wegen seiner eingeschränkten Verformbarkeit die Ausbildung spannungsträchtiger Schneebretter.

Neben dem Einfluß von Neuschnee und Wind spielen der Wärmehaushalt der Schneedecke und die daraus resultierenden Kornbindungsverhältnisse eine maßgebende Rolle für den Grad der Lawinengefahr.

Im Hochwinter besitzt die frische Neuschneedecke ein hohes Reflexionsvermögen von über 90 % für kurzwellige Sonnen- und Himmelsstrahlung. Es überwiegt bei klarem Himmel und geringer atmosphärischer Gegenstrahlung die langwellige Strahlungsemission. Der

Energieverlust der Schneedecke kann weder durch den turbulenten Strom fühlbarer Wärme noch durch die freiwerdende latente Wärme wettgemacht werden. In extremen Fällen sinkt nach De Quervain (1948) die Temperatur der Schneeoberfläche bis zu 15 °C unter die Lufttemperatur ab.

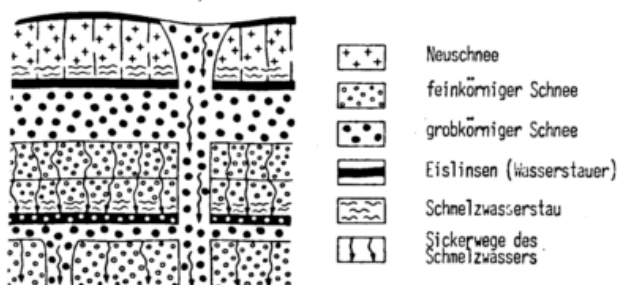
An der unterkühlten Schneeoberfläche wachsen insbesondere in einer Reihe von klaren, kalten Nächten durch Sublimation Reifkristalle bis zu einigen Zentimeter Größe an. Dieser sog. Oberflächenreif bildet eine ausgesprochene Gleitfläche für aufliegende Neuschneeschichten und ist daher von besonderer Bedeutung für die Entstehung von Lawinen.

Bei höherstehender Sonne im Frühjahr beginnt die durch den negativen Wärmehaushalt der Nacht gefrorene Schneedecke vormittags zu schmelzen, zumal bei Altschnee das Reflexionsvermögen hinsichtlich der Globalstrahlung auf 70 - 40 % absinkt. Das kapillar in der Schneedecke gebundene Wasser wirkt dann wie ein Gleitmittel, lockert die Kornbindungen drastisch und führt zu einem raschen Ansteigen der Lawinenaktivität in den Mittags- und Nachmittagsstunden.

Im Falle von feuchter Luft setzen auch bei bedecktem Himmel Schmelzvorgänge ein, sofern der Wasserdampfdruck der Luft höher ist als der Sättigungsdruck der schmelzenden Schneeschicht.

Mit dem Abbau des Kältereservoirs (cold content) erobert sich das Schmelz- oder auch Regenwasser immer größere Bereiche der Schneedecke. Es sickert also nicht sofort und vollständig zum Boden ab, sondern wird je nach Schneehöhe und Metamorphosegrad in ihr z.T. gespeichert, von Eislinsen bzw. Harschschichten aufgehalten und an deren Oberfläche weitergeleitet. Wie Wakahama (1968) in detaillierten Studien aufgezeigt hat und aus Figur 2 ersichtlich wird, erfolgt die Perkolation in bestimmten, durch die Struktur der Ablagerung vorgezeichneten Bahnen. Die horizontale Wasserbewegung in einer Oberfläche von stauenden Schichten führt zu einer Verringerung der Kohäsionskräfte und bildet somit gefährliche Gleithorizonte für aufliegende Schneeschichten.

Fig. 2 Interne Wasserbewegung in der Schneedecke



Sobald das Schmelzwasser den Boden erreicht, d.h. bei der erstmaligen Durchnässung der gesamten Schneedecke, wird im Frühjahr die Periode der Grundlawinen eingeleitet.

Die Wirkung der Lufttemperatur konzentriert sich auf die Festigkeitsentwicklung des Schnees und ist nicht eindeutig. Ein Temperaturanstieg in der Schneedecke bringt zunächst eine Abnahme der Festigkeit und damit u.U. eine vorübergehende akute Lawinensituation, vor allem bei einem intensiven Wärmeeinbruch (Föhn). Dauert hingegen die Wärmeperiode an, kommt es zu einer beschleunigten Setzung und Verfestigung der Schneedecke. Gleichzeitig bewirkt die zunehmende Verformbarkeit einen Spannungsausgleich, so daß die Lawinengefahr wieder zurückgeht. Bei tiefen Temperaturen unter etwa -10 °C kann eine aufgrund von Neuschneefällen entstandene erhöhte Lawinengefahr bei nur zögernd einsetzender abbauender Metamorphose über mehrere Tage in gleicher Schärfe andauern, während ein Kälteeinbruch -unmittelbar im Anschluß an eine Wärmeperiode- oft schlagartig die Lawinengefahr behebt. Darüber hinaus wird, vor allem an Schattenhängen, bei anhaltend tiefen Außentemperaturen nicht nur die Bildung von Oberflächenreif, sondern wegen der gleichzeitigen Verschärfung des vertikalen Temperaturgradienten in der Schneedecke das Wachstum bindungsarmer lawinenfördernder Schwimmschneekristalle begünstigt. Aus dieser Erkenntnis heraus ist es auch zu erklären, weshalb sich an Nordhängen sowie an den häufig mit Triebsschnee beladenen Osthängen rd. 90 % aller tödlichen skitouristischen Lawinenunfälle ereignen.

3 BEURTEILUNG DER LAWINENGEFAHR

Zusammenfassend darf festgehalten werden, daß die Stabilität der Schneedecke -abgesehen von dem hier nicht näher beschriebenen Geländeeinfluß (z.B. Bewuchs, Hangform, Hangrichtung)- von der Witterung seit dem Zeitpunkt des ersten Einschneelens bestimmt wird.

Durch Auswertung sog. Ramm- und Schichtprofile, die in den alpinen Lawinenwarndiensten i.a. im zweiwöchigen Turnus aufgenommen werden, lassen sich für den Sachkundigen potentielle Gleithorizonte erkennen und in Verbindung mit dem augenblicklichen Wetter und seiner voraussichtlichen Entwicklung der Grad der Lawinengefahr und dessen Änderung verhältnismäßig gut abschätzen. Das Ergebnis dieser Erhebungen wird in Form von Lawinenlageberichten der Öffentlichkeit über Rundfunk, Presse und Telefonband zugänglich gemacht.

Im übrigen darf nicht unerwähnt bleiben, daß auch künftig der genaue Zeitpunkt eines Lawinenabgangs an einem bestimmten Ort die große Unbekannte sein wird. Der Lawinenauslösezeitpunkt hängt von einer so großen Zahl von z.T. schwer erfaßbaren Größen ab, daß eine exakte Vorhersage des kritischen Grenzwertes für den Bruch einer Schneedecke trotz fortschreitender Grundlagenforschung in naher Zukunft kaum möglich erscheint.

LITERATUR

- HOINKES, H.: Zur Meteorologie der Lawinen. Sicherheit in den Bergen, Jahrbuch 1972, Österr. Kuratorium für Sicherheit vor Berggefahren, Wien
- LA CHAPELLE, E.R.: Field Guide to Snow Crystals. University of Washington Press, Seattle and London, 1969
- NAKAYA, V.: Snow crystals. Natural and artificial. Harvard University Press, Cambridge, 1954
- PAULCKE, W.: Praktische Schnee- und Lawinenkunde. Verständl. Wissensch. Bd. 38 (1938), Berlin
- QUERVAIN, M.R. De: Über den Abbau der alpinen Schneedecke. IASH, Publ. Nr. 29 (1948), S. 55 - 68
- QUERVAIN, M.R. De: On the metamorphism and hardening of snow under constant pressure and temperature gradient. IASH, Publ. 46 (1958), S. 225 - 239
- SCHILD, M.: Lawinen. Lehrmittelverlag des Kantons Zürich, 1972
- WAKAHAMA, G.: The metamorphism of wet snow. IASH, Publ. Nr. 79 (1969), S. 370 - 379

DEPOSITION VON STICKSTOFFKOMPONENTEN DURCH NIEDERSCHLAG

A. Böttger, D.H. Ehhalt, G. Gravenhorst

Institut für atmosphärische Chemie
Kernforschungsanlage Jülich

Aus Untersuchungen der Deposition von $\text{NO}_3\text{-N}$ und $\text{NH}_4\text{-N}$ im Niederschlag wurde die jeweilige Depositionsrates für die Nordhemisphäre bestimmt. Dabei wurden Aerosol- und Niederschlagsdeposition berücksichtigt. Es wurde eine Breitenabhängigkeit sowohl der Deposition als auch der Konzentration im Regen gefunden. Für die Deposition von $\text{NO}_3\text{-N}$ wurden $16 \pm 6 \text{ Tg}^*/\text{Jahr}$ ermittelt, für $\text{NH}_4\text{-N}$ $17 \pm 6 \text{ Tg}^*/\text{Jahr}$. Diese Ergebnisse liegen zum Teil erheblich unter früheren Abschätzungen.

Noch immer sind die Kenntnisse über den Kreislauf atmosphärischer Stickstoffkomponenten recht lückenhaft. Abschätzungen, die für die globale Deposition von Ammonium- und Nitratstickstoff im Niederschlag gemacht worden sind, z.B. CAST (1976), basieren zum Teil auf Meßergebnissen, die vor mehr als 70 Jahren gewonnen wurden. Die heutigen Verhältnisse können daher in diesen Abschätzungen nur schlecht charakterisiert werden. Außerdem scheint die Verteilung der Meßpunkte nicht eine repräsentative Stichprobe hinsichtlich luftchemischer und hydrometeorologischer Gesichtspunkte zu sein. Vergleiche mit neueren Produktionsraten von Stickoxiden und Ammoniak können somit zu falschen Schlüssen führen.

Wir haben daher versucht, eine Depositionsrates des Ammonium- und Nitratstickstoffes für die Nordhemisphäre nach neueren Meßergebnissen unter jeweiliger Berücksichtigung der relativen Anteile an der Gesamtdepositionsrates zu bestimmen. Wegen der großen Schwierigkeiten, sinnvolle Daten in genügender Anzahl aufzufinden, wurde auf Werte aus den letzten 25 Jahren zurückgegriffen. Die in der Literatur berichteten Depositionsrates wurden hinsichtlich Sammelmethode des Regens, Lagerung zwischen Probenahme und Analyse und Untersuchungsverfahren kritisch bewertet. Da bei fast allen Untersuchungen auch die trockene Ablagerung des Aerosols im Regenwasser enthalten war, wurde als Depositionsrates die Summe von Aerosol- und Niederschlagsdeposition bestimmt. Aufgrund eigener Erfahrungen wurden 25% addiert, falls nur die Niederschlagsdeposition gemessen worden war. Die verwendeten Jahresmittel der Depositionsrates errechneten sich aus den Konzentrationen im Regen. Falls möglich lagen ihnen die Konzentrationen von Einzelniederschlägen gewichtet mit der jeweiligen Regenmenge zugrunde. Diese Werte gingen in Verteilungskarten für die als Nitrat und Ammonium deponierten Stickstoffmengen für die Nordhemisphäre ein. Der Deposition über dem Ozean liegen Werte von Eriksson (1957) aus Hawaii und Meßergebnisse von

Gravenhorst (1975) über dem Atlantik zugrunde. In der Verteilungskarte ist im wesentlichen die großräumige Zirkulation (Trewartha 1968) für den Spurenstofftransport und die Niederschlagscharakteristik (Baumgartner&Reichel 1975) berücksichtigt. Aus der Karte wurden für Breitenintervalle von je 5° die mittleren Depositions- und Regenkonzentrationswerte entnommen. Wir haben die Werte über dem Ozean und dem Festland getrennt gemittelt und erhielten Verteilungskurven, die sowohl für das Nitrat als auch das Ammonium ausgeprägte Maxima zwischen 40° und 65° Breite und südlich von 15° Nord (Abb. 1 und 2) zeigen.

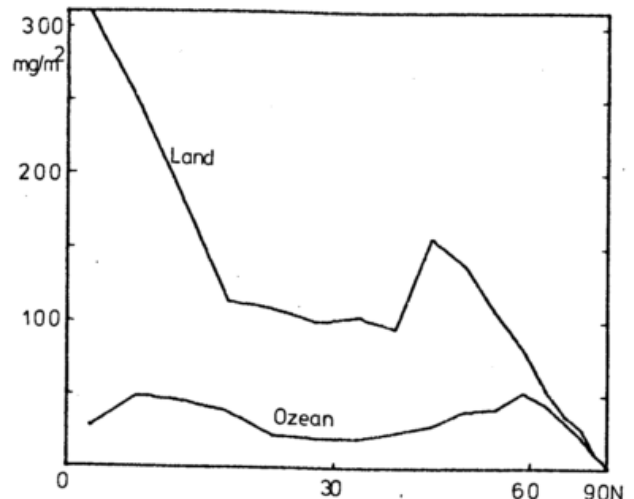


Abb. 1: Zonale Verteilung der $\text{NO}_3\text{-N}$ -Deposition über Land und Ozean.

Die Maxima sind auf dem Festland wesentlich stärker ausgeprägt als auf dem Ozean. Dies kann darauf hindeuten, daß die Ozeanwerte noch den Einfluß des Festlandes widerspiegeln. Wegen der geringen Niederschlagsintensität über Land (Abb. 3) kann das Depositionsmaximum zwischen

* $1 \text{ Tg (Terragramm)} = 10^{12} \text{ g}$

40° und 65° nur durch höhere Konzentration im Regen bedingt sein.

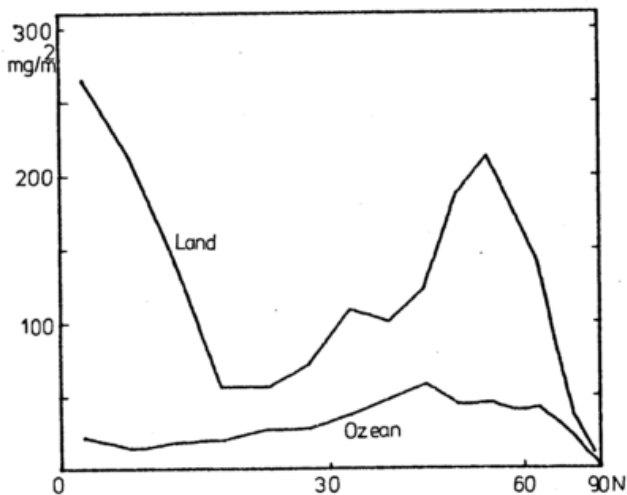


Abb. 2: Zonale Verteilung der $\text{NH}_4\text{-N}$ -Deposition über Land und Ozean

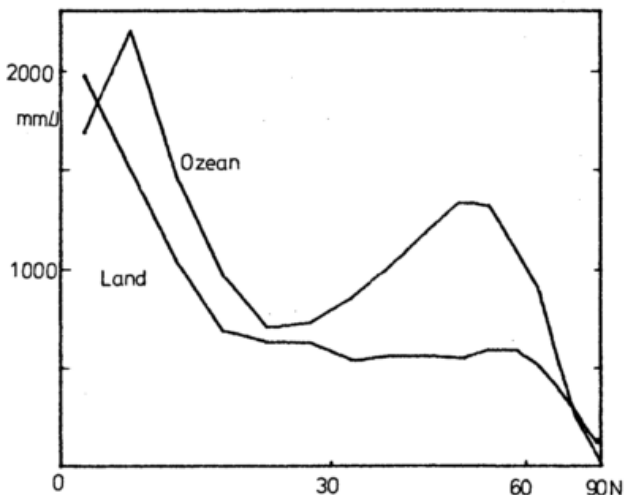


Abb. 3: Zonale Verteilung des Niederschlags über Land und Ozean

Es liegt nahe, daß es durch menschliche Einflüsse verursacht wird. Für die Nitratbildung kommen hauptsächlich Verbrennungsprozesse in Frage, während für die Ammoniumbildung die Ursachen in Viehzucht und intensiver Landwirtschaft zu suchen sind. Dem Maximum südlich 15° Nord können hingegen natürliche Quellen zugeordnet werden. Für Nitrat kommen Buschbrände und Gewitteraktivitäten in Frage. Diese Maxima können sich aber dadurch ergeben, daß aus diesen Gebieten nur wenige Meßdaten vorliegen.

Für die Gesamtdeposition der Nordhemisphäre ergaben sich 16 ± 6 Tg Nitratstickstoff pro Jahr und 17 ± 6 Tg Ammoniumstickstoff. In den mittleren Breiten werden $7,5 \pm 2,2$ Tg $\text{NO}_3\text{-N}$ und $9,5 \pm 2,3$ Tg $\text{NH}_4\text{-N}$ deponiert.

Im Vergleich zu anderen liegen die in dieser Untersuchung ermittelten Werte zum Teil erheb-

lich niedriger (siehe Tabelle).

Es ist geplant, die in dieser Berechnung noch enthaltenen Ungenauigkeiten durch eigene Messungen einzuschränken.

Tabelle:

Abschätzungen von Stickstoff-Depositionsraten für die Nordhemisphäre in Tg/Jahr:

		$\text{NO}_3\text{-N}$	$\text{NH}_4\text{-N}$	gesamt N
Eriksson	1959	•	22(Ld.)	--
Robinson & Robbins	1968	650	1375	2025
Warneck	1974	26,6	--	--
CAST	1976	60	120	180
Söderlund & Swenson	1976	9-23	19-42,5	28-65,5
Mc Elroy et al	1976	--	--	120
Lin et al	1976	--	--	110
Hahn & Junge	1977	--	--	100
Diese Untersuchung		16 ± 6	17 ± 6	33 ± 12

Literaturhinweise:

- Baumgartner, A.; Reichel, E.: Die Weltwasserbilanz. R. Oldenbourg (1975)
 CAST-Report No. 53 (1976)
 Eriksson, E.: The Chemical Composition of Hawaiian Rainfall. Tellus 9 (4) (1957) S. 509-520
 Eriksson, E.: Atmospheric Chemistry. Svensk. Kem. Tichkr. 71: 15-32 (1959)
 Gravenhorst, G.: Der Sulfatanteil im atmosphärischen Aerosol über dem Nordatlantik. Berichte des Inst. für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt Nr. 30 (1975)
 Hahn & Junge: Atmospheric nitrous oxide: A critical review. Z. Naturf. 32a (1977)
 Lin et al: Sources and sinks of atmospheric N_2O and the ozone reduction due to industrial fixed nitrogen fertilizers; submitted to Tellus (1976)
 Mc Elroy et al: Rev. Geophys. Space Phys. 14, S. 143 f (1976)
 Robinson, E; Robbins, R.G.: Sources, Abundance and Fate of Gaseous Pollutants. SRI Project PR-6755, Final Report (1968)
 Söderlund, R.; Stevenson, B.H.: The global nitrogen cycle. NPS-Global Cycle. Scope Report 7/ Ecological Bulletins No. 22 S.23-74 (1976)
 Trewartha, G.T.: An Introduction to Climate. Mc Grawhill Book Co. (1968)
 Warneck, P.: On the role of OH and HO_2 radicals in the troposphere. Tellus 26 S. 39 -2 (1974)

ZUR GLEICHGEWICHTSVERDUNSTUNG

Dieter Henning

Meteorologisches Institut der Universität Bonn

Unter Gleichgewichtsverdunstung sei eine Landverdunstung verstanden, die dann realisiert ist, wenn sich ein bestimmtes Gleichgewicht zwischen relevanten Größen am Boden und in einem "bulk-Niveau" eingestellt hat, was bei stationären Verhältnissen - z.B. klimatologisches Mittel - durchweg als gegeben erachtet wird. Die dann rein wärmehaushaltlich zu berechnende Verdunstung wird zugleich als die aktuelle Verdunstung betrachtet.

1961 ist von SLATYER u. McILLROY eine "equilibrium evapotranspiration" $V_q = sR/(s+\gamma)$ (= Energieterm der PENMAN-Gleichung, R: Netto-Strahlung, s: Steigung der Sättigungsdampfdruckkurve, γ : s.Abb.1, Legende) definiert worden. Sie ist realisiert, wenn die Psychrometer-Differenzen am Boden und in 2 m gleich sind. Die Relevanz dieser Größe ist teilweise umstritten, vgl. WILSON u. ROUSE. Sie stellt ein Modell dar, in dem B (s.Abb.1, Leg.) = γ/s ist, und bildet bei vollständig befeuchteter Oberfläche die minimale Verdunstung. PRIESTLEY u. TAYLOR fanden aus Versuchsgebietsdaten, daß Verdunstungsraten $V_p = 1.26 V_q$ nicht überstiegen werden ($V_p = R$ bei ca. 30°C), und bei Verwendung von Klimadaten wird V_p seitdem als potentielle Verdunstung akzeptiert. HARE u.a. haben die mittleren jährlichen Verteilungen von V_q und V_p für Nordamerika dargestellt. Es wird hier als wesentlicher Mangel empfunden, daß V_p wie V_q außer von R nur von der Lufttemperatur abhängen.

Anhand Abb.1 sei ein auf ALBRECHT zurückgehendes Verfahren veranschaulicht, die aktuelle Verdunstung bei einem Gleichgewicht zwischen Temperatur und Feuchte am Boden und in 2 m zu berechnen, das für Stationarität plausibel erscheint und als gegeben angesehen wird, wenn B entweder ein Maximum (bei Verdunstung) oder ein Minimum (bei Taufall, Reifansatz) annimmt oder, in trockenen Gebieten, gegen Unendlich strebt. Der in ALBRECHTs Lösungsansätzen als Windfunktion bezeichnete Faktor $f(v)$ wird hier dazu benutzt, t_o so zu bestimmen, daß ein Extremwert von B resultiert. Kenntnis der Energiequellen

wird vorausgesetzt.

Der erwähnte Zusammenhang ist noch deduktiv zu erarbeiten. Empirisch ergibt sich folgendes: 1. Bei den Kombinationsgleichungen - Wärmehaushalt-Austausch, z.B. PENMAN - sorgt Wind stets nur für Verdunstung. Entsprechende Einwirkung auf den Strom fühlbarer Wärme kann jedoch über Land nicht gefordert werden. D.h., derartige Ansätze sind zur Berechnung der Verdunstung vom Lande nur im instationären Fall sinnvoll. 2. O.g. Verfahren gewährleistet, daß beide Energieströme stets gleichgerichtet sind. Bei Zulassen eines Windeinflusses resultiert jedoch vielfach das Gegenteil, bei nicht auszuschließendem B nahe -1 werden die Ergebnisse unsinnig. 3. Ergebnisse von einem umfangreichen Datenmaterial erscheinen sämtlich vernünftig (Publikation in Vorbereitung); in sehr niederschlagsarmen Gebieten müssen i.a. Korrekturen angebracht werden. 4. Das extreme B ist empfindlich abhängig von β , was als sinnvolle Beziehung erachtet wird.

Literatur: Albrecht, F.: Die Berechnung der natürlichen Verdunstung (Evapotranspiration) der Erdoberfläche aus klimatologischen Daten. Ber. Dt. Wetterd. 11 (1962) Nr. 83

Hare, F.K.; Lama, U.; Lin-Sien, Chia: Annual heat and water balances over North America and their relation to evaporation theory. Übrerr. Vorabdruck, (1976), Publikationsorgan unbekannt

Penman, H.L.: Natural evaporation from open water, bare soil and grass. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Math. Phys. Sci. 193 (1948) No. A 1032, S. 120-145

Priestley, C.H.B.; Taylor, R.J.: On the Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters. Mon. Wea. Rev. 100 (1972) No. 2, S. 81-92

Slatyer, R.O.; McIllroy, I.C.: practical microclimatology. C.S.I.R.O.-UNESCO 1961

Wilson, R.G.; Rouse, W.R.: Moisture and Temperature Limits of the Equilibrium Evapotranspiration Model. J. Appl. Meteorol. 11 (1972) No. 3, S. 436-442

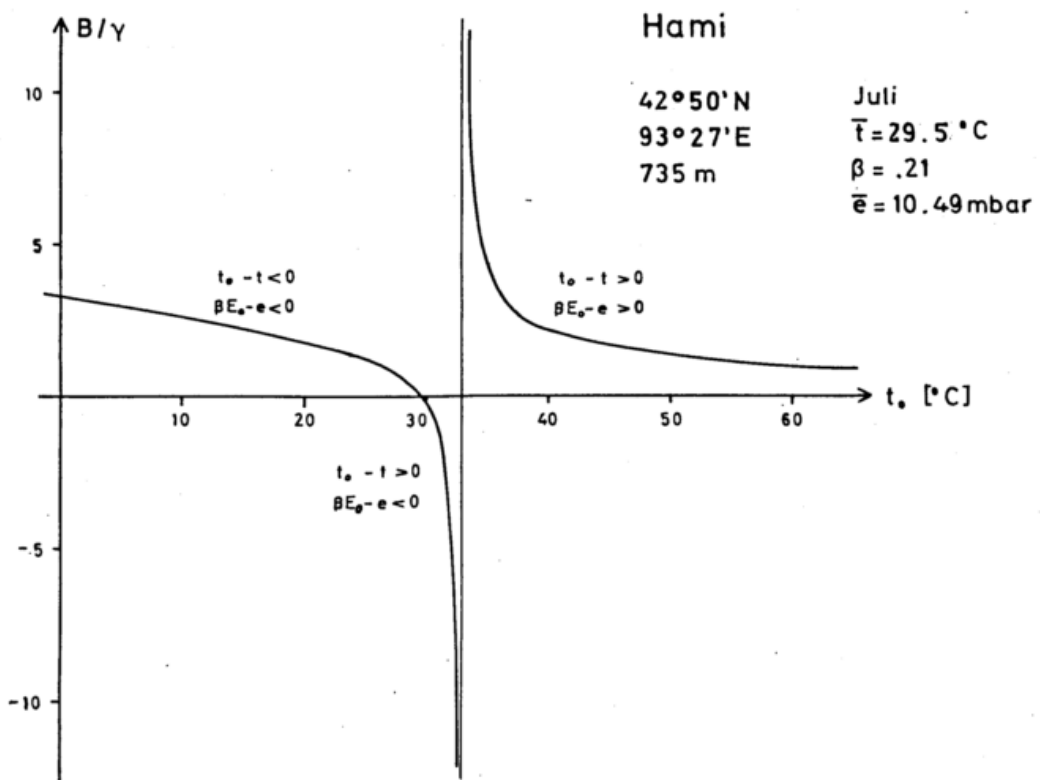
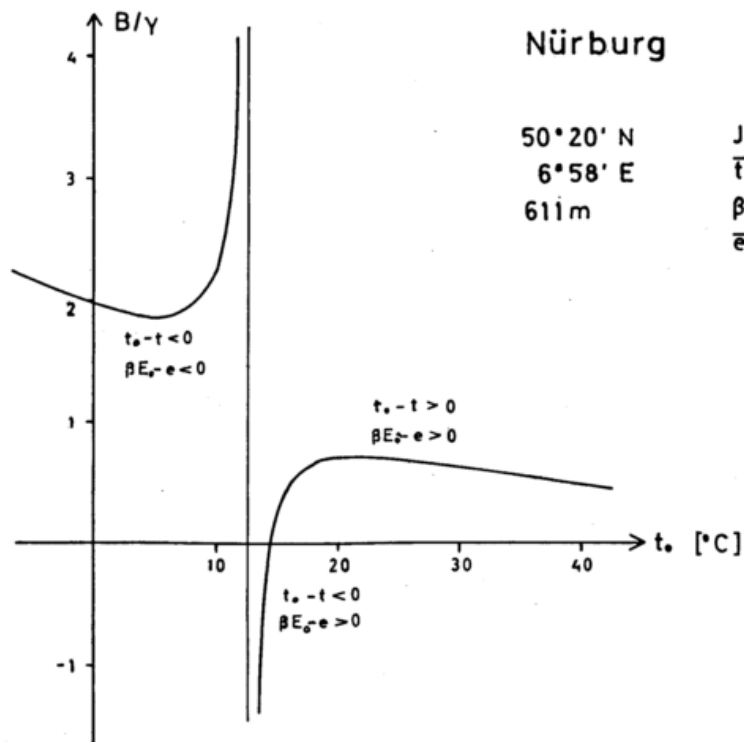


Abb.1 - Das durch die Psychrometer "konstante" γ dividierte Bowen-Verhältnis

$$B/\gamma = (t_0 - t) / (\beta E_0 - e)$$

in Abhängigkeit von der Bodentemperatur t_0 bei vorgegebenen Werten von Lufttemperatur t , Dampfdruck e und Wasserbedeckungsfaktor β für je einen Fall hoher (Nürburg) und einen geringer Bodenbefeuchtung (Hami);
 E_0 : Sättigungsdampfdruck bei t_0

-DER EINFLUSS VON NIEDERSCHLAG AUF DIE VERTEILUNG DER SPURENSTOFFE SO₂, NH₃, HNO₃ UND HCL IN DER TROPOSPHÄRE UND STRATOSPHERÄ

Th. Janßen, G. Gravenhorst, D.H. Ehhalt

Institut für atmosphärische Chemie ICH 3 der KFA-Jülich GmbH, D-5170 Jülich 1

E.P. Röth

Universität Essen (GHS)

Vertikale Konzentrationsverteilungen von Spurengasen in Troposphäre und Stratosphäre lassen sich mit Hilfe eines reaktionskinetischen Modells beschreiben (Röth, E.P. et al; 1977). In ihm werden Gasphasenumwandlungen und Transport durch Eddy-Diffusion berücksichtigt. Die Wechselwirkung Spurenstoff - Flüssigwasser wurde bisher unzulänglich parametrisiert (Crutzen, P.J. et al; 1975). Physikalisch-chemische Überlegungen führten zu der Überzeugung, daß die Profile der Spurenstoffe HCl, HNO₃, NH₃ und SO₂ möglicherweise sehr stark von Wolken- und Regenwasser beeinflusst werden. Es ist daher notwendig, den Effekt des Ausregens von Spurengasen realistischer in ein globales reaktionskinetisches Modell einzubeziehen. Dazu müssen vorab Einflußgrößen wie H-Ionen- und Aerosolkonzentration im Regenwasser, Ausgangskonzentration des Spurengases, Flüssigwassergehalt und Temperatur im statischen Gleichgewicht quantitativ überprüft werden.

Die vom Niederschlagswasser aus der Gasphase aufgenommene Spurenstoffmenge hängt zum Teil von der Löslichkeit des Gases ab. Sie kennzeichnet den Anteil des Gases, der im Wasser in physikalisch gelöster Form vorliegt. Bei den nichtreaktiven Spurengasen wie CO, N₂O, H₂ und Chlorfluormethanen CFM 11, CFM 12 wird durch sie allein die absorbierte Menge bestimmt. Es können aber auch in der Lösung Folgereaktionen auftreten, die die absorbierte Menge erhöhen, wenn ihre Reaktionszeiten niedriger als die Lebensdauer von Niederschlagswasser in der Atmosphäre sind. Dieser Anteil kann zum Teil wesentlich größer als der physikalisch gelöste sein. Bei der Ammoniak- und Schwefeldioxidabsorption ist dies der Fall. Es stellt sich Gleichgewicht mit dem Ammonium ein. Schwefeldioxid kann zu Sulfit und Bisulfit übergeführt werden. Diese Gleichgewichte werden von der H-Ionenkonzentration des Regenwassers bestimmt, die im wesentlichen vom CO₂-Wassersystem und dem Säure-Base -Gehalt der Kondensationskerne herrühren.

Das abgeschlossene System Flüssigwasser - Gasraum kann charakterisiert werden durch:

$$c_1 = \alpha s \quad (1)$$

$$c_0 = c_1 + \alpha s' F \quad (2)$$

- c₁ : Gleichgewichts-Spurenstoffs-Konzentration
- α : Löslichkeitskoeffizient
- s_p : physikalisch gelöste Spurengaskonzentration
- s_R : durch chemische Reaktionen umgewandelte Spurengaskonzentration in der Lösung
- s_A : Spurenstoffkonzentration des Aerosols in der Lösung
- s : s (s_p, s_R, s_A)
- s' : s' (s_p, s_R)
- F : Flüssigwassergehalt

Die erste Bedingung legt die Konzentrationsverteilung zwischen Gasphase und Flüssigphase fest, die zweite berücksichtigt die Massenkonstanz der vor Einsetzen der Kondensation als c₀ vorliegenden Gasmoleküle vor und nach der Tropfenbildung.

Ein Maß für den Einfluß der Absorption eines Spurenstoffes im Regenwasser ist das Verhältnis absorbierte Menge zur noch in der Gasphase vorhandenen Menge

$$\frac{c_0 - c_1}{c_1} = \epsilon \quad (3)$$

Diese Größe wurde für die Gase HCl, HNO₃, NH₃, SO₂, CFM 11 und CFM 12 mit realistischen in der Atmosphäre vorkommenden Werten berechnet.

Es fällt auf, daß für HCl und HNO₃ die absorbierte Menge um etwa den Faktor 10⁵ bis 10⁶ größer ist als die verbleibende Gasphasenkonzentration (Abb. 1). Für NH₃ ergeben sich ε-Werte von 0.1 bis 10³ und für SO₂ Werte von 10⁻² bis 10. Das Schwefeldioxid wird daher wenig durch Absorption beeinflusst. Keine Effekte treten bei CFM 11 und CFM 12 auf, da die ε-Werte von der Größenordnung 10⁻⁷ sind. Für das basische Ammoniak besteht eine umgekehrte Abhängigkeit vom pH-Wert des Regenwassers als für HNO₃, HCl und SO₂.

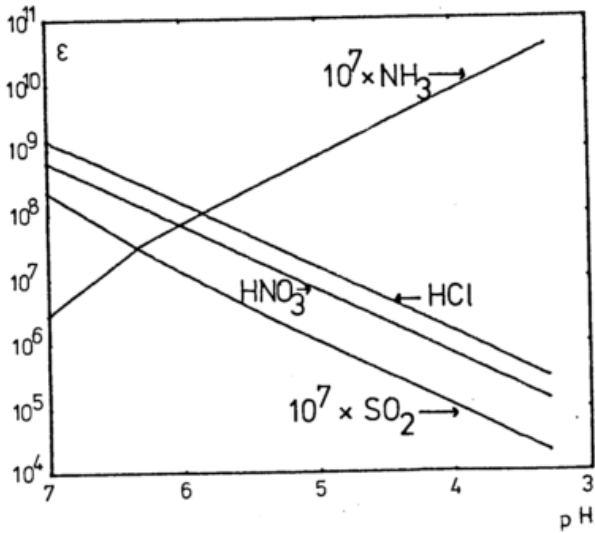


Abb. 1: ϵ_x des Spurenstoffes x in Abhängigkeit vom pH-Wert bei $T=283\text{K}$, $F=10^6 \text{ ml}^2 (\text{ml Luft})^{-1}$ und $s_A=10^{15} \text{ Moleküle ml}^{-1}$, $c_0=10^9 \text{ Moleküle cm}^{-3}$

Wenn $s_A > 0$, dann ist ϵ eine Funktion von c_0 . Die c_0 -Abhängigkeit ist in Abb. 2 für HCl und HNO_3 wiedergegeben. Als s_A wurde ein Wert angenommen, der der mittleren Konzentration im weltweiten Niederschlag entspricht (Böttger, A. et al; 1977).

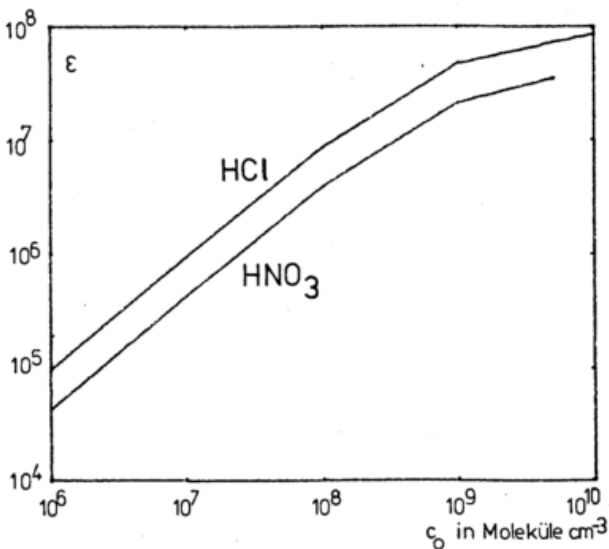


Abb. 2: ϵ_x des Spurenstoffes x in Abhängigkeit von c_0 bei $T=283\text{K}$, $\text{pH}=5.5$, $F=10^6 \text{ ml}^2 (\text{ml Luft})^{-1}$ und $s_A=10^{15} \text{ Moleküle ml}^{-1}$

Bei sehr hohen Aerosolanteilen im Regenwasser und niedriger Außenkonzentration kann ϵ sogar negativ werden (Abb. 3). Dies entspricht einem Freisetzen des Spurengases aus dem Regenwasser. Es ist daher nötig, den Aerosolanteil der Spurenstoffe bei der Wolken-Niederschlagsbildung zu kennen.

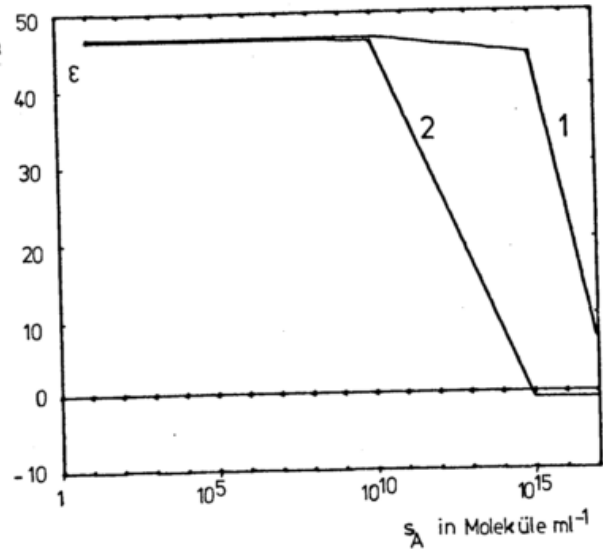


Abb. 3: ϵ für Ammoniak in Abhängigkeit von der Aerosolkonzentration im Niederschlag bei $T=283\text{K}$, $\text{pH}=5.5$, $F=10^6 \text{ ml}^2 (\text{ml Luft})^{-1}$,
 1: $c_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ Moleküle cm}^{-3}$
 2: $c_0 = 1 \cdot 10^6 \text{ Moleküle cm}^{-3}$

Um in dem 1-dimensionalen atmosphärischen Spurenstoffmodell den Ausregeneffekt mit zu berücksichtigen, wurden neben den Termen für Transport und Gasphasenreaktionen ein Term

$$\frac{(c_0 - c_1) W}{F} \quad (4)$$

W: Bildungsrate von Flüssigwasser in $\text{Moleküle cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$

für die Spurenstoffabsorptionsrate im Niederschlagswasser eingeführt. Neben dem Flüssigwasser des Niederschlags wird jedoch in der Atmosphäre noch Wolkenwasser gebildet, das nie den Erdboden erreicht. Dieses Wasser kann sowohl zu einer Umverteilung der reversibel absorbierten Spurengase in der Atmosphäre beitragen, als auch zu einer irreversiblen Umwandlung in Aerosole und damit zu einer Destruktion gasförmiger Spurenstoffe führen. Erst nach Berücksichtigung dieser Einflußgrößen im atmosphärischen Spurenstoffmodell wird sich die vollständige Auswirkung hydrometeorologischer Parameter auf die vertikale Spurenstoffverteilung in Troposphäre und Stratosphäre dokumentieren lassen.

Böttger, A.; Ehalt, D.H.; Gravenhorst, G.: Deposition von Stickstoffkomponenten durch Niederschlag, Meteorologen-Tagung in Garmisch-Partenkirchen, (April 1977)

Crutzen, P.J.; Isaksen, I.S.A.: The Impact of the Chlorocarbon Industry on the Ozone Layer, Preprint (1975)

Röth, E.P.; Janßen, Th.; Ehalt, D.H.: Veröffentlichung in der KFA Jülich GmbH, in Vorbereitung (1977)

NUMERISCHE SIMULATION DER REGENBILDUNG

Manfred Laube

Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität zu Köln

1 DIE BILANZGLEICHUNG

Die Bilanzgleichung für die Massenverteilungsfunktion $N(x)$ für Wolkentröpfchen der Masse x lautet

$$\frac{\partial N(x)}{\partial t} + \nabla \cdot (N(x) \mathbf{v}) + \nabla \cdot (N(x) \mathbf{v}''(x)) + \frac{\partial}{\partial x} (N(x) \dot{x}) = \sigma_{N(x)} \quad (1)$$

Der Divergenzterm $\frac{\partial}{\partial x} (N(x) \dot{x})$ beschreibt den Fluß in der Tropfenkoordinate mit der Tropfenwachstumsgeschwindigkeit \dot{x} . Die Sedimentationsgeschwindigkeit $\mathbf{v}''(x)$, die Tropfenerzeugung durch Koagulation und Zerplatzen $\sigma_{N(x)}$ und auch \dot{x} sind noch unbestimmte Größen, die parameterisiert werden müssen.

Die Tropfenwachstumsgeschwindigkeit \dot{x} wird durch die Tropfenwachstumsgleichung beschrieben. Die Tropfenerzeugung durch diffusive und sedimentative Koagulation wird durch eine Gleichung für $\sigma_{N(x),D,S}$ und das Zerplatzen durch eine $\sigma_{N(x),Z}$ Gleichung für $\sigma_{N(x),Z}$ beschrieben.

Die übrigen Terme der Gleichung (1) werden vernachlässigt. Die numerisch zu lösende Bilanzgleichung reduziert sich daher auf

$$\frac{\partial N(x)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (N(x) \dot{x}) = \sigma_{N(x),D,S} + \sigma_{N(x),Z}$$

Die Vernachlässigung ist dadurch gerechtfertigt, daß zunächst ein begrenztes Luftvolumen, das hinsichtlich der Tropfenmasse abgeschlossen ist, betrachtet wird.

2 KONDENSATION, KOAGULATION UND ZERPLATZEN

Die Wachstumsgleichung für Wolkentröpfchen mit dem Radius r lautet (z.B. MORBY (1958), FITZGERALD (1972))

$$\dot{x} = \frac{4\pi r}{R_1 T} D_x (p^1 - p_r^1)$$

mit R_1 Gaskonstante für Wasserdampf, D_x modifizierter Diffusionskoeffizient für Wasserdampf, p^1 Dampfdruck

Der Sättigungsdampfdruck p_r^1 an der Tropfenoberfläche ist vom Salzgehalt des Tropfenwassers sowie der Krümmung der Tropfenoberfläche und der Tempe-

ratur des Tropfens abhängig.

Durch diffusive und sedimentative Bewegung der Tröpfchen kommt es zu Zusammenstößen. Zwei Tropfen der Masse x_i und x_j bilden nach Zusammenfließen einen neuen Tropfen der Masse x_k , der in das Massenintervall dx_k fällt. Der Gewinnrate in diesem Massenintervall steht ein Verlust gegenüber, der durch Koagulation von Tropfen der Massenkategorie dx_k mit anderen Tropfen entsteht. Die Koagulation wird durch die Gleichung

$$\sigma_{N(x),D,S} = \frac{1}{2} \int_{x=0}^x K(x_i, x-x_i) N(x-x_i) N(x_i) dx_i - \int_{x=0}^x K(x, x_i) N(x) N(x_i) dx_i$$

beschrieben.

Die Koagulationsfunktion K bestimmt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei Tropfen der Masse x_i und $x-x_i$ zusammenstoßen und einen Tropfen der Masse x bilden.

Für sedimentative Koagulation ist die Koagulationsfunktion proportional dem Volumen eines Zylinders mit der Grundfläche $\pi(r_i+r_j)^2$ und einer Länge, die der Differenz der Sedimentationsgeschwindigkeiten entspricht. In diesem Zylinder befinden sich die Tröpfchen, die in der Zeiteinheit zusammenstoßen können. Da die fallenden Tropfen ein eigenes Strömungsfeld ausbilden, verlaufen die Trajektorien zweier Tröpfchen bei der Annäherung aneinander nicht geradlinig. Kleine Tropfen können grössere umströmen, ohne daß es zum Zusammenstoß kommt. Die notwendige Änderung des geometrischen Stoßquerschnitts wird durch den Kollisionswirkungsgrad R_{ij} berücksichtigt. Es wurden die numerischen Werte von SCOTT u. CHIEN, 1970 benutzt.

$$K(x_i, x_j) = R_{ij} (r_i+r_j)^2 |w'(r_i) - w(r_j)|$$

Für diffusive Bewegung ist die Koagulationsfunktion proportional der Kugeloberfläche, in der sich die Tröpfchen befinden, die auf Grund ihrer Diffusionsgeschwindigkeit zusammenstoßen können sowie den von der Tropfenmasse x abhängigen Diffusionskoeffizienten D .

$$K(x_i, x_j) = 4\pi(r_i+r_j)(D(x_i)+D(x_j))$$

In beiden Fällen wurde angenommen, daß

die Koaleszenzwahrscheinlichkeit eins ist, d.h. jeder Zusammenstoß führt auch zum Zusammenfließen der beiden Tröpfchen. Effekte von organischen Oberflächenfilmen oder elektrischen Ladungen werden daher nicht berücksichtigt.

Durch den Koagulationsprozess ist der Tropfengröße nach oben keine Grenze gesetzt. Tropfen in der Größenordnung von einigen mm zerplatzen jedoch infolge ihrer dynamischen Instabilität. Ein zerplatzender Tropfen bildet kleinere Tropfen der Massen x_i und x_j , wobei alle Massen, jedoch mit unterschiedlicher Häufigkeit, auftreten. Dem Gewinn in der Massenklasse dx_i steht ein Verlust durch Zerplatzen von Tropfen der Masse x_i gegenüber.

$$\dot{N}(x), Z = \int_x Z(x, x_j) N(x+x_j) dx - N(x) P(x)$$

Die Zerfallsfunktion Z für den Gewinnterm setzt sich multiplikativ zusammen aus einer Funktion Q , die die Massenverteilung der Bruchstücke eines zerplatzenden Tropfens der Masse $x_i + x_k$ angibt, und einer Funktion P , die die Wahrscheinlichkeit für das Zerplatzen eines Tropfen der Masse x beschreibt.

$$Z(x_i, x_k) = Q(x_i, x_k) P(x_i + x_k)$$

Analytische Formen der Funktionen Q und P wurden von KOMABAYASI, GONDA u. ISONO, 1964 angegeben.

3 ERGEBNISSE

Für die numerische Berechnung der Kondensation wurde ein Kondensationskernspektrum nach JUNGE, 1963 gewählt. Die löslichen Aerosole bestehen nur aus NaCl, wobei der Anteil der löslichen Kerne zwischen 10% und 100% der Gesamtzahl variiert wird. Die Anzahl der Kerne beträgt entweder 300 cm^{-3} für maritime Wolken oder 750 cm^{-3} für kontinentale Wolken. Die Radien der Kerne reichen von $0.01 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$. Die Anzahldichte ist für die kleinen Kerne 300 cm^{-3} , für die größten 10^{-7} cm^{-3} . Das Tropfenwachstum ist in der Anfangsphase so schnell, daß bei der numerischen Lösung der Wachstumsgleichung ein Zeitschritt von 0.001 s gewählt werden mußte.

Kerne mit Radien von 10^{-5} cm wachsen in der ersten Sekunde Modellzeit bei einer relativen Feuchte von 98% und einer Umgebungstemperatur von 273 K um den Faktor 4 zu Tröpfchen mit Radien von $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, bei gleicher Temperatur und einer Feuchte von 102% dagegen um den Faktor 70. Der Wasserdampfgehalt im betrachteten Volumen nimmt kontinuierlich ab. Können die kleinen Tropfen den kritischen Radius, der sich bei vorgegebenen Wasserdampfgehalt und Temperatur aus Oberflächenkrümmung und Salzgehalt der Lösung ergibt, nicht überschreiten, verdunsten sie wieder zu Gunsten der größeren Tropfen, bis sie einen Gleichgewichtszustand erreicht haben. Ein stationärer Endzu-

stand, der dadurch charakterisiert ist, daß die relative Änderung der Wasserdampfgehaltes im Volumen kleiner als 10^{-6} min^{-1} ist, wird je nach vorgegebenen Anfangsbedingungen unterschiedlich schnell erreicht. Bei geringer relativer Feuchte und großer Anzahl löslicher Kerne schneller, nach ca. 20 bis 40 min als bei hohen relativen Feuchten und kleinerer Anzahl löslicher Kerne. Hier stellt sich ein stationärer Zustand nach 60 bis 90 min ein.

Sowohl infolge diffusiver wie sedimentativer Bewegung nimmt die Anzahl der kleinen Tropfen ab. Das Maximum der Kollisionen durch diffusive Bewegung ist bei Tropfenradien unter 10^{-4} cm . Bei sedimentativer Koagulation entscheidet im wesentlichen die Zahl der Tropfen mit Radien größer als 10^{-3} cm über die Geschwindigkeit, mit der die Zahl der kleineren Tropfen abnimmt.

Zwischen Koagulation und Zerplatzen stellt sich ein stationärer Endzustand ein, der dadurch charakterisiert ist, daß der Massenfluß von den großen zu den kleinen Tropfen gleich ist demjenigen von den kleinen zu den großen Tropfen. Dieser Zustand ist durch die Bildung von zwei Maxima in der Tropfengrößenverteilung ausgezeichnet.

Die Zeit, in der sich ein stationärer Zustand einstellt, ist umgekehrt proportional einem mittleren Radius und der Gesamtzahl der Tropfen, die an dem Prozeß teilnehmen. Die Zeit beträgt etwa 90 bis 120 min Modellzeit.

Ein Vergleich der berechneten Tropfengrößenverteilungen mit gemessenen ist problematisch, weil sich natürliche Wolkentropfen der im Modell berechneten Größe nicht so lange in der Atmosphäre halten können, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Vergleiche sind sinnvoll erst dann anzustellen, wenn die vollständige Bilanzgleichung (1) gelöst werden kann.

4 LITERATUR

- Fitzgerald, J.W.: A Study of the Initial Phase of Droplet Growth by Condensation: Comparison Between Theory and Observation. Technical Note No. 44, The University of Chicago, Cloud Physics Laboratory, 1972
- Junge, C.E.: Air Chemistry and Radioactivity, New York 1963
- Komabayasi, Y.; Gonda, T.; Isono, K.: Lifetime of Water Drops Before Breaking and Size Distribution of Fragment Droplets. J. Meteor. Soc. Jap. 42(1964), S. 330-340
- Mordy, W.: Computations of the Growth by Condensation of a Population of Cloud Droplets. Tellus 11 (1958), S. 16-44
- Scott, W.T.; Chen, Ch.Y.: Approximate Formulas Fitting to the DAVIES-SARTOR-SHAFRIR-NEIBURGER Droplet Collision Efficiency Calculations J. atm. Sci. 27(1970), S. 698-700

STADT- UND LANDSCHAFTSKLIMA

H. Kraus

Lehrstuhl für Bioklimatologie der Universität Göttingen

ZUSAMMENFASSUNG

Eine veränderte Erdoberfläche bedingt eine veränderte Wechselwirkung mit der Atmosphäre und damit auch veränderte Zustands-Parameter, zumindest in ihrem unteren Teil. Eine Diskussion des atmosphärischen Zustandes über Städten im Vergleich zu ihrer Umgebung (der ebenfalls von Menschen gestalteten oder umgestalteten Landschaft) muß somit notwendigerweise von den veränderten Oberflächeneigenschaften (z.B. Albedo, Bodenrauigkeit, Bodenkonstanten, horizontale Inhomogenität) ausgehen und dann vor allem die Grenzschichtprozesse betrachten. Somit wird das Thema zu einem Anwendungsbeispiel der Grenzschicht-Meteorologie.

Die anschwellende Literatur zum Problem des Stadt-Klimas zeigt die vielen Gesichtspunkte, unter denen dies Problem heute gesehen wird: Fallstudien; Betrachtung der Veränderung einzelner Elemente; Luftqualität; Mosaik-Studien; bis hin zu umfassenden Ansätzen von Simulations-Modellen für die Gesamtheit Stadt-Landschaft und bis zu großen experimentellen Projekten, die die inhomogenen atmosphärischen Felder über Flächen von mehreren tausend Quadratkilometern zu erfassen versuchen.

Die auf diesem Gebiet gewonnenen oder zu gewinnenden Erkenntnisse stellen die Grundlagen für viele Planungsgutachten dar. Dies zeigt, wie anwendungsorientiert dieses Thema ist.

NUMERISCHE EXPERIMENTE ZU ANTHROPOGENEN MODIFIKATIONEN DES STADTKLIMAS

Martin Dunst

Meteorologisches Institut der Universität Hamburg

KURZFASSUNG

Zur Untersuchung der räumlichen und zeitlichen Entwicklung von Schadstoffkonzentrationen in Abhängigkeit von der Struktur der Grenzschicht über der Stadt und ihrem tageszeitlichen Gang wird ein 3-dimensionales Gitterpunktmodell für ein Gebiet $30 \text{ km} \cdot 30 \text{ km} \cdot 0.7 \text{ km}$ ($\Delta x = \Delta y = 1,2 \text{ km}$; $\Delta z = 30 \text{ m}$) vorgestellt. Es werden die mittlere potentielle Temperatur θ , der Horizontalwind, die Bodentemperatur T_B und die mittlere Konzentration \bar{C} bei beliebiger Quellenverteilung für 1-2 Tage, ausgehend von Anfangsfeldern, vorhergesagt. Die subskaligen turbulenten Flußgrößen werden dabei nach dem Austauschkonzept mit einem wahrscheinlichkeitstheoretisch begründeten K-Ansatz parametrisiert. Einige Ergebnisse werden mitgeteilt.

1 DAS MODELL

1.1 Einleitung

In den letzten Jahren hat sich mehr und mehr gezeigt, daß allein eine umfassende Modellierung der Grenzschicht über der Stadt die Möglichkeit bietet, die Belastung des Stadtklimas durch Schadstoffe (Gasbeimengungen, Stäube), d.h. die räumlich-zeitliche Entwicklung von Schadstoffkonzentrationen, bedingt durch beliebig verteilte Quellen, in Abhängigkeit von charakteristischen meteorologischen Parametern und ihrem tageszeitlichen Gang, problemgerecht zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde ein "deterministisches" 3-dimensionales Grenzschichtmodell für ein Gebiet von $30 \text{ km} \times 30 \text{ km} \times 0.7 \text{ km}$ [Modellgitter: $\Delta x = \Delta y = 1.2 \text{ km}$; $\Delta z = 30 \text{ m}$] entwickelt. Ausgehend von aus Meßdaten gewonnenen Anfangsfeldern werden mittels der bekannten prognostischen Bilanzgleichungen der mittlere Wind

$\bar{v} = (\bar{u}(z,t), \bar{v}(z,t))$,
die mittlere potentielle Temperatur $\theta = \theta(x,y,z,t)$, die mittlere Konzentration $\bar{C} = \bar{C}(x,y,z,t)$ und die Bodentemperatur T_B für einen Zeitraum von 1-2 Tagen bei beliebiger Quellenverteilung $Q = Q(x,y,z,t)$ vorhergesagt.

1.2 Der Austauschansatz

Die großräumige Wetterlage findet über den geostrophischen Wind $\bar{w}_g = (u_g, v_g)$, der alle drei Stunden aus den Wettermeldungen eingelesen wird, Eingang in die Modellrechnung. Die subskaligen turbulenten Flußgrößen werden nach dem Austauschkonzept mit einem zeitlich und mit der Höhe variierenden K-Ansatz (Vertikalaustausch) parametrisiert, der für neutrale und stabile Schichtung folgende Form besitzt:

$$K(z,t) = K_0 \left(\frac{z}{z_0}\right)^{1+F} \exp\left[-\alpha \left(\frac{z}{z_0}\right)^F\right] \quad (1)$$

$$F = (1 + 0.4 R_i^*)^2$$

$$R_i^* = R_i \frac{(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2}{2 + (\Delta u)^2 + (\Delta v)^2} = \frac{g \Delta \theta \Delta z}{2 + (\Delta u)^2 + (\Delta v)^2}$$

In (1) bedeutet z_0 den Rauigkeitsparameter, R_i^* eine modifizierte Richardson-Zahl als Stabilitätsparameter; $R_i^* = 0 \rightarrow F = 1$ bezeichnet den neutralen Fall; K_0 , α sind spezielle Konstanten. Für den Fall mit $R_i^* < 0$ soll gelten (instabil)

$$K(z,t) = K_{\max} \quad (2)$$

Die Überlegung, die zu Ansatz (1) führt, sei kurz skizziert. Für eine neutrale Schichtung ($F = 1$) ist die Wahrscheinlichkeit klein, daß sich viele und vor allem grössere Turbulenzelemente über eine bestimmte Entfernung $\frac{z}{z_0}$ von der

Untergrenze hinaus nach oben bewegen. In einer bestimmten Höhe werden sich die meisten und die größten Elemente aufhalten, nur wenige und vor allem kleinere gelangen darüber hinaus weiter nach oben. Solch einer wahrscheinlichsten Verteilung entspricht die Poisson-Verteilung für seltene Ereignisse: Ist die Wahrscheinlichkeit klein und die Anzahl der Versuche groß, so ist bei M Versuchen die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis 1x eintritt

$$W = (M^p) \exp\{-M^p\}$$

Führen wir die als Abweichung gedeutete stetige Variable z/z_0 ein, folgt unser K-Ansatz

$$K = K_0 \left(\frac{z}{z_0}\right) \exp\left\{-q \left(\frac{z}{z_0}\right)\right\}$$

wobei a den wahrscheinlichsten Ort (des Maximums) und K_0 den absoluten Wert (K_{\max}) festlegen. Die Abweichungen von dieser Verteilung im stabilen und instabilen Fall werden durch (1) und (2), zumindest qualitativ, richtig beschrieben, da z.B. für instabile Verhältnisse die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für alle Elemente an jedem Ort annähernd gleich ist. $K(z,t)$ ändert sich über R_x^* zu jedem Zeitschritt und für jede Höhe, so daß eine Vielzahl vertikaler Verteilungen möglich ist.

1.3 Numerische Diffusion

Zur numerischen Behandlung der Advektion (speziell für C) wird ein "Vorwärtsschritt"-Verfahren (up-streaming) herangezogen. Die starke numerische Diffusion des Verfahrens kann dadurch ausgeschaltet werden, daß die Advektionszeitschritte

$\Delta t_{adv} = \frac{\Delta x}{|u|}$ und $\Delta t_{adv} = \frac{\Delta y}{|v|}$ jeweils als ganzzahlige Vielfache N des Diffusionszeitschritts

$$\Delta t_{diff} = \frac{1}{3} \frac{(\Delta z)^2}{v_{max}^2}$$

gewählt werden; z.B.

$$\Delta t_{adv} = N \Delta t_{diff}; \Delta t_{diff} = 200 \text{ s}; 0 < N \leq 75$$

Das jeweils berechnete Windfeld wird zu diesem Zweck intervallweise durch feste Windwerte hinreichend genau approximiert. Danach wird zunächst der Advektionsanteil in den Differenzgleichungen berechnet und dann der Diffusionsanteil N_x mit Δt_{diff} . Die auf diese Weise erzielten Ergebnisse sind befriedigend.

2 ERGEBNISSE

2.1 Anwendungsbereich

Die bisher kurz umrissene, Basisversion des Modells arbeitet mit einem konstanten mittleren z_0 und enthält keine Feuchte. Einführung eines variablen $z_0 = z_0(x,y)$ und Berücksichtigung der Feuchte bleibt der 2. Modellstufe vorbehalten, so daß dann auch das Problem der "Wärmeinsel" im Zentrum der Städte aufgegriffen werden kann.

Die vorliegende Modellversion ist besonders geeignet a.) für die Untersuchung der Auswirkungen von "Stör"fällen bei Großemittenten und bestimmter Quellenverteilungen überhaupt (Standortproblem), da die räumlich-zeitliche Quellenstruktur $Q=Q(x,y,z,t)$ beliebig simuliert werden kann; b.) für die Behandlung von Ausbreitungsvorgängen bei schwachem bis verschwindendem Wind. Unter Verwendung zuverlässiger Meßdaten haben erste Rechnungen gezeigt, daß der Austauschansatz gerade auch im windschwachen Fall die Grenzschichtcharakteristika in befriedigender Weise beschreibt. Ab- und Aufbau von Inversionen werden gut simuliert.

2.2 Ein Beispiel

Folgende Situation wird angenommen: Am 24.8.1975, einem nahezu wolkenfreien Tage, setzen drei Großemittenten an verschiedenen Orten (x,y) des Stadtgebietes um 9.22 Uhr (4 Stunden nach Sonnenaufgang) in verschiedenen Höhen (35m, 70m, 105m) einmalig eine anomal große Menge eines Schadstoffes frei ("Stör"fall einer kalten Quelle). Die freigesetzte Menge werde zu Beginn mit 100% gleichgesetzt. Wie entwickelt sich die Schadstoffverteilung bei schwachem Wind ($u, v < 2$ m/sec) aus Südost und einer sehr stabilen morgendlichen Temperaturverteilung, in den nächsten zwei Stunden am Boden und in 35 m Höhe? Die Antwort darauf geben die Figuren 1a + 1b. Sie zeigen halbstündig (1-5) die prozentualen Anteile der freigesetzten Menge am Boden (1a) und in 35 m Höhe (1b). 1 cm entsprechen dabei 2.5 km in x- bzw. y-Richtung. Die verwendeten Anfangsfelder für w und θ beruhen auf Profilen, die C. Wamser aus Meßdaten am 250 m-Mast in Hamburg-Billwerder gewonnen hat.

1

1



2

2



3

3



4

4



5



Figür 1a

Figür 1b

DER EINFLUSS DER BODENRAUHIGKEIT UND DER THERMISCHEN
SCHICHTUNG AUF DIE KONZENTRATIONSVERTEILUNG VON
SCHADSTOFFEN IN DER ATMOSPHERE

Gisela Tangermann

Institut für Meteorologie der Universität Mainz

ZUSAMMENFASSUNG

Mit Hilfe numerischer Modellrechnungen wird das Ausbreitungsverhalten gasförmiger Schadstoffe im Lee erhöhter, kontinuierlicher Punktquellen untersucht. Zur Berechnung der Konzentrationsfelder wird ein Algorithmus verwandt, der keine Pseudodiffusion erzeugt. Die Struktur der Schadstoffkonzentrationsverteilung hängt massgeblich von der Bodenrauigkeit des Ausbreitungsgeländes und von der thermischen Schichtung der Atmosphäre ab.

1 EINLEITUNG

Der Einfluss der Bodenrauigkeit sowie der thermischen Schichtung auf die Konzentrationsverteilung von Schadstoffen in der Atmosphäre ist noch nicht genügend bekannt. Das Ausbreitungsverhalten gasförmiger Luftverunreinigungen wird vom Diffusionsvermögen der turbulenten Grenzschichtströmung und der Struktur des mittleren Strömungsfeldes bestimmt. Beides ist sowohl von der Rauigkeitshöhe z_0 des Ausbreitungsgebietes als auch von der thermischen Schichtung der Atmosphäre abhängig. Mit Hilfe von Modellrechnungen wird untersucht, ob die beiden letztgenannten Größen auch massgeblichen Einfluss auf die Schadstoffkonzentrationsverteilung ausüben.

2 DAS NUMERISCHE TRANSPORTMODELL

Zur numerischen Berechnung der Konzentrationsfelder wird ein Algorithmus verwandt, der eine Berücksichtigung der Windscherung und der Winddrehung gestattet, aber keine Pseudodiffusion erzeugt. Als Bezugssystem wird ein kartesisches Koordinatensystem benutzt, dessen x-Achse in Richtung des aktuellen Windes in Bodennähe weist. Das zeitabhängige, dreidimensionale mittlere Konzentrationsfeld $\bar{c}(x,y,z,t)$ gasförmiger Schadstoffe im Lee einer erhöhten, kontinuierlichen Punktquelle ergibt sich als numerische Lösung folgender Transportgleichung:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v}(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} =$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[K_z(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right] + K_y \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} \quad (1)$$

Mit \bar{u} und \bar{v} werden die höhenabhängigen Komponenten des mittleren Horizontalwindes, mit K_z der höhenabhängige vertikale Austauschkoeffizient und mit K_y der konstante horizontale Austauschkoeffizient bezeichnet. Mit Hilfe der time-splitting Methode wird die Transportgleichung (1), die den advektiven und den diffusiven Ausbreitungsprozess beschreibt, in ein System von zwei Advektions- und zwei Diffusionsgleichungen zerlegt, die sukzessive numerisch zu lösen sind. Wenn das Lösungsverfahren keine Pseudodiffusion erzeugen soll, dürfen die Advektionsgleichungen nicht mit einem Eulerschen Differenzenverfahren gelöst werden. Das vorliegende Transportmodell benutzt zur Lösung der Advektionsgleichungen das Lagrange-Verfahren und zur Lösung der Diffusionsgleichungen das Eulersche Crank-Nicolson-Verfahren. Das Lagrange-Verfahren betrachtet das Konzentrationsfeld als Funktion der Zeit am Ort eines mitbewegten Luftvolumens, während das Eulersche Crank-Nicolson-Verfahren das Konzentrationsfeld als Funktion der Zeit an einem festen Gitterpunkt betrachtet. Beide Lösungsmethoden sind nur dann miteinander vereinbar, wenn sich das mitbewegte Luftvolumen während eines Iterationsschrittes nur um Strecken weiterbewegt, die ein Vielfaches des Gitterabstandes des Eulerschen Rechengitters betragen. Um dieses auch bei einem höhenabhängigen Windfeld zu gewährleisten, werden die Vertikalprofile der Horizontalgeschwindigkeitskomponenten durch Treppenfunktionen approximiert:

$$\bar{u}_k = \frac{r_k}{q} \bar{u}_{\max} \quad ; \quad \bar{v}_k = \frac{s_k}{p} \bar{v}_{\max}$$

$$k = 1, 2, \dots, n_z \quad ; \quad q, p \in W$$

$$r_k = 0, 1, \dots, q \quad ; \quad s_k = 0, 1, \dots, p$$

Mit \bar{u}_{max} und \bar{v}_{max} werden die Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten \bar{u} und \bar{v} bezeichnet. Die Grösse n_z gibt die Anzahl der vertikalen Gitterpunkte des Eulerschen Rechengitters an.

Das mittlere horizontale Strömungsfeld sowie die vertikalen Austauschkoeffizienten werden als Funktionen der Höhe in Abhängigkeit von der Rauigkeitshöhe z_0 und dem thermischen Schichtungsparameter μ numerisch bestimmt. Dazu sind die Bewegungsgleichungen für eine stationäre, horizontal homogene Strömung in der Ekman-Schicht bei barotropen Verhältnissen numerisch zu integrieren. Der horizontale Austauschkoeffizient ist ebenfalls von z_0 und μ abhängig; er wird proportional zum Maximalwert des vertikalen Austauschkoeffizienten gesetzt: $K_y = 2 K_{zmax}$

3 ERGEBNISSE

Im folgenden Abschnitt wird die Struktur stationärer Konzentrationsfelder untersucht, die sich im Lee einer 100 m hohen, kontinuierlichen Punktquelle (Industrieschornstein) der Quellstärke $Q = 1$ g/s einstellen. Innerhalb des gewählten Bezugssystems besitzt der Quellpunkt die Koordinaten: $x = 0$; $y = 0$; $z = 100$. Das oben beschriebene Transportmodell berücksichtigt die Drehung des aktuellen Windes mit der Höhe infolge der Corioliskraft. Deshalb ist zu erwarten, dass die Konzentrationsverteilung in der yz-Ebene von der Gaussverteilung abweicht. Modellrechnungen haben ergeben, dass solche Abweichungen erst in mehr als 4 km Entfernung von der Quelle auftreten. Mit wachsender Quellentfernung wird die Konzentrationsverteilung in der yz-Ebene durch die Winddrehung zunehmend nach rechts abgelenkt. Zur Lösung praktischer Aufgaben aus dem Gebiet der Luftreinhaltung benötigt man oft Kenntnisse über die Bodenkonzentrationsverteilung. Da die Winddrehung erst in Höhen über 200 m merklich wirksam wird, übt sie keinen Einfluss auf die Bodenkonzentrationsverteilung aus. Das Bodenkonzentrationsfeld ist deshalb spiegelsymmetrisch um die x-Achse (Richtung des aktuellen Windes in Bodennähe) verteilt. Die Struktur des Bodenkonzentrationsfeldes hängt im wesentlichen vom Betrag des mittleren Horizontalwindes und von den Beträgen der Austauschkoeffizienten im Bereich zwischen Boden und Quelle ab. Die maximale Bodenkonzentration besitzt einen um so grösseren Wert, je geringer die Windgeschwindigkeit im Bereich zwischen Boden und Quelle ist, und liegt der Quelle um so näher, je grösser die Austauschkoeffizienten in diesem Bereich sind.

3.1 Der Einfluss der Rauigkeitshöhe

Bei gleicher geostrophischer Windgeschwindigkeit ($v_g = 10$ m/s) nimmt mit zunehmender Rauigkeitshöhe z_0 die Durchmischung der Grenzschicht (charakterisiert durch die Grösse der Austauschkoeffizienten) und der Winkel α zwischen Boden- und geostrophischem Wind zu, die aktuelle Windgeschwindigkeit in den unteren Schichten der Atmosphäre jedoch ab. Die maximale Bodenkonzentration ist darum um so höher und liegt der Quelle um so näher, je grösser die Rauigkeitshöhe des Ausbreitungsgebietes ist.

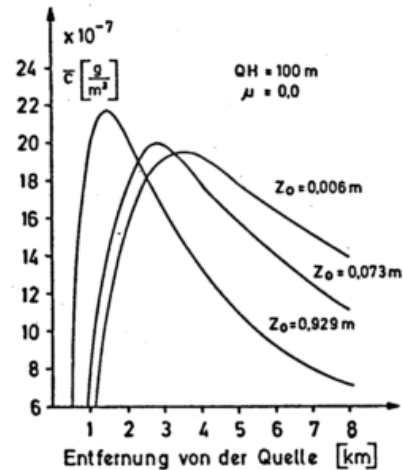


Abb. 1: Bodenkonzentrationsverteilung in Abhängigkeit von der Rauigkeitshöhe z_0

Die Konzentrationsverteilung in der vertikalen yz-Ebene wird ebenfalls von der Rauigkeitshöhe beeinflusst. Wegen des stärkeren vertikalen und horizontalen Austausches wird die Konzentration über Gebieten mit grösserer Bodenrauigkeit schneller über ein ausgehnteres Gebiet verteilt.

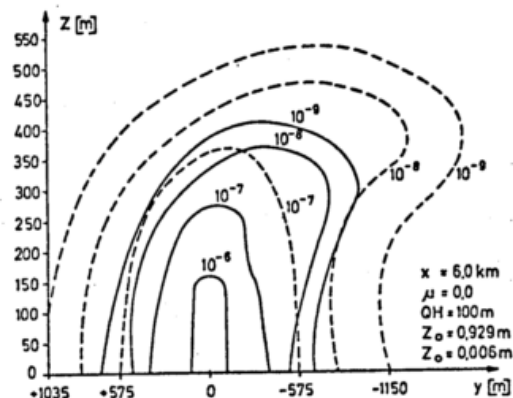


Abb. 2: Konzentrationsverteilung in der vertikalen yz-Ebene in Abhängigkeit von der Rauigkeitshöhe z_0

Der Effekt der Winddrehung tritt mit zunehmender Rauigkeitshöhe verstärkt hervor. Ober Stadtgebieten (grosse Rauigkeitshöhe) ist in Quellnähe am Boden mit höheren Konzentrationen zu rechnen als über unbebautem Land (geringere Rauigkeitshöhe).

3.2 Der Einfluss der thermischen Schichtung

Bei gleicher geostrophischer Windgeschwindigkeit ($V_g = 10 \text{ m/s}$) nimmt die Durchmischung der Grenzschicht und die Windgeschwindigkeit in den unteren 150 m der Atmosphäre mit zunehmender Labilität der thermischen Schichtung (mit abnehmendem Schichtungsparameter μ) zu, der Winkel α zwischen Boden- und geostrophischem Wind aber ab. Die maximale Bodenkonzentration ist um so niedriger und liegt der Quelle um so näher, je labiler die Atmosphäre im Ausbreitungsgebiet thermisch geschichtet ist.

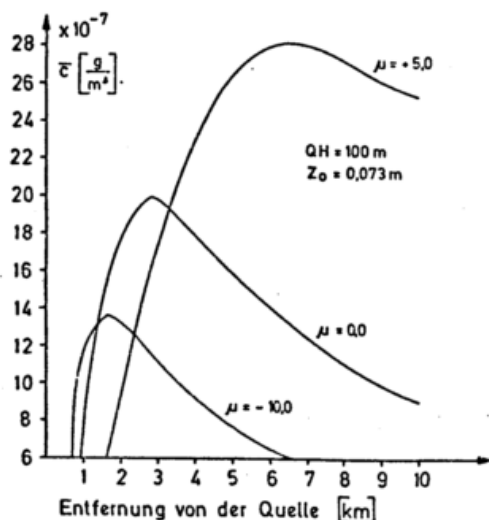


Abb. 3: Bodenkonzentrationsverteilung in Abhängigkeit vom Schichtungsparameter μ

Aus der Konzentrationsverteilung in der yz-Ebene kann man ablesen, dass bei stabiler Schichtung ($\mu = 5$) auf Grund des geringeren vertikalen und horizontalen Austausches die höchsten Konzentrationen in den unteren Schichten der Atmosphäre anzutreffen sind, während bei labiler Schichtung ($\mu = -10$) die Konzentrationen rasch in höhere Luftschichten transportiert werden. Der Effekt der Winddrehung macht sich bei stabiler Schichtung viel stärker bemerkbar als bei labiler Schichtung. (Abb. 4)

4 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die numerischen Modellrechnungen haben ergeben, dass das Ausbreitungsverhalten gasförmiger Schadstoffe in der Atmosphäre gleichermassen vom Diffusionsvermögen der Grenzschichtströmung und der Struktur des mittleren Horizontalwindfeldes abhängt. Verändert sich in einem Höhenintervall das Austauschvermögen, der Betrag oder die Richtung des Horizontalwindfeldes, so verändert sich auch das Ausbreitungsverhalten der Luftverunreinigungen. Deshalb ist es wichtig, bei Ausbreitungsrechnungen auch den Einfluss der Windscherung und der Winddrehung mit zu berücksichtigen. Das Diffusionsvermögen und die Struktur des Windfeldes stellen sich gemäss der Rauigkeit des Untergrundes und der thermischen Schichtung der Atmosphäre ein. Aus diesem Grunde hängt die Schadstoffkonzentrationsverteilung im Lee von Punktquellen wesentlich davon ab, über welchem Untergrund sich die Verunreinigungen ausbreiten und wie die Atmosphäre im Ausbreitungsgebiet thermisch geschichtet ist.

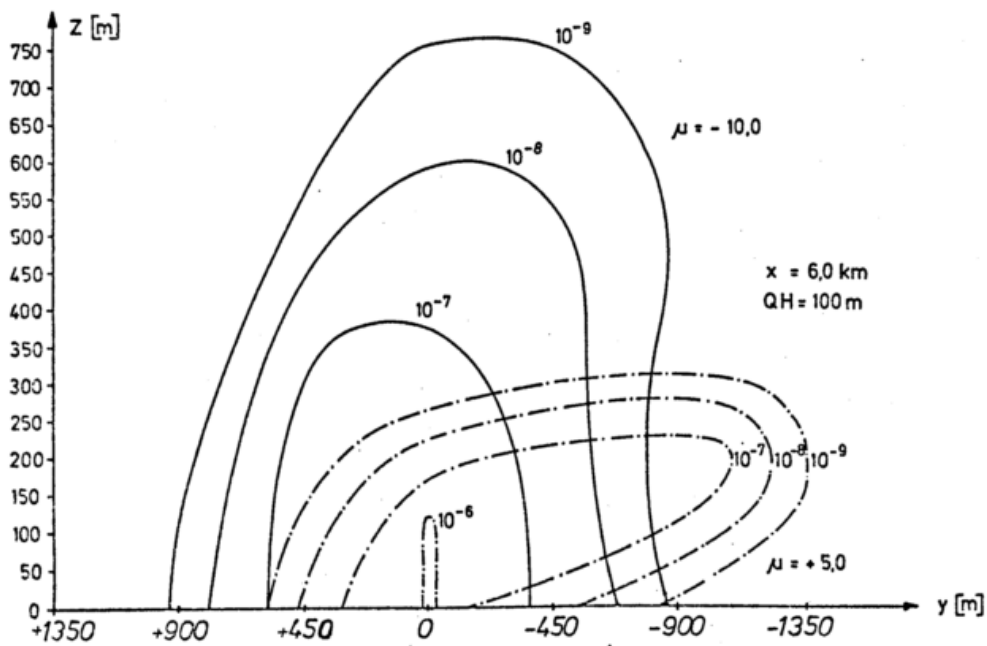


Abb. 4: Konzentrationsverteilung in der vertikalen yz-Ebene in Abhängigkeit vom Schichtungsparameter μ

LITERATUR

- Fiedler, F.: The effect of baroclinicity on the resistance law in a diabatic Ekman layer.
 Beitr. Phys. Atm. 45 (1972) S. 164-173
- Runca, E.; Sardei, F.: Numerical treatment of time dependent advection and diffusion of air pollutants.
 Atmospheric Environment 9 (1975) S. 69-80

MESSUNGEN IN DER PLANETARISCHEN GRENZSCHICHT ÜBER DEM STADTGEBIET
VON KÖLN MIT EINEM SCHALLIMPULSGEBER (SODAR)

W. Bahmann, W. Behnke, E. Raschke, G. H. Spohr, U. Steiner, G. Warmbier

Institut für Geophysik und Meteorologie an der Universität zu Köln

ZUSAMMENFASSUNG

Der Aufbau und das Abheben von bodennahen Inversionen wird über Köln mit einem monostatisch aufgebauten Schallimpulsgeber und -empfänger (SODAR) seit Juni 1976 kontinuierlich verfolgt. Die statistische Auswertung der empfangenen Rückstreuungssignale erleichtert eine mit einem Mikroprozessor gesteuerte Digitalisierung.

Vorläufige Ergebnisse der Aufzeichnungen vom Juli und Oktober 1976 zeigen den bekannten Tagesgang: Aufbau der Inversion kurz vor Sonnenuntergang und Abheben nach Sonnenaufgang. Die gemessene Höhe der bodennahen Inversion schwankt zwischen 100 und 300 m. Einige gleichzeitig durchgeführte Messungen der Profile von Temperatur, Feuchte und Wind mit einer selbstgebauten Fesselsonde bestätigen diese aus den Schallaufzeichnungen vermuteten Inversionshöhen.

Der bekannte Einfluß des Stadtgebiets - und der umgebenden Orographie - wird im Tagesgang des Windfeldes sowie dessen Drehung gegenüber dem geostrophischen Bodenwindfeld nachgewiesen, wobei auch die thermische Schichtung berücksichtigt wird.

1 EINLEITUNG

Die innerhalb eines Stadtgebietes gegenüber der freien Natur unterschiedlichen Bedingungen für den Austausch von Impuls und Wärme zwischen dem Boden und der Atmosphäre beeinflussen erheblich den Aufbau der planetarischen Grenzschicht über den Stadtgebieten. Diese Anomalie wird zugleich noch durch Zufuhr von anthropogen erzeugter Wärme und von Verunreinigungen verstärkt. Die Auswirkung auf die thermodynamischen Zustandsgrößen und insbesondere auf die Lebensqualität beeinflussenden Schichtungsparameter sind im Prinzip bekannt und oftmals detailliert beschrieben worden (z.B. GARSTANG et al., 1975; OKE, 1974). Ihre detaillierte Kenntnis ist für jede stadtplanerische Arbeit von grundlegendem Interesse.

Untersuchungen mit Modellcharakter wurden bereits mehrfach im Ausland (z.B. USA, Projekt METROMEX; CHAGNON, 1975) und auch im Inland (z.B. im Untermaingemiet, R.P.U., 1972) durchgeführt. Es ist jedoch ungeklärt, ob sich deren Ergebnisse auf andere Stadtgebiete übertragen lassen.

Aus diesem Grunde ist mit den hier berichteten Untersuchungen über dem Stadtgebiet von Köln begonnen worden. Ihr Ziel ist zunächst eine diagnostische Studie der Schichtungs- und

Strömungsverhältnisse unter Verwendung von vorhandenen Meßreihen des Windes an leider nur 3 Stellen im Stadtgebiet sowie mit dem für diese Zwecke angeschafften SODAR (SOund Detection And Ranging). Vom Deutschen Wetterdienst sind zugleich die Druckmessungen an einigen Klimahauptstationen und die Radiosondenaufstiege des Wetteramtes in Essen bezogen worden.

2 PROFILMESSUNGEN

Der Austausch der in Stadtgebieten gewungenermaßen produzierten Schadstoffe in der freien Atmosphäre wird durch die Schichtungsverhältnisse kontrolliert. Diese können hauptsächlich durch die Vertikalprofile der Temperatur und des Windes charakterisiert werden, für deren kontinuierliche Erfassung ein entsprechend ausgerüsteter, hoch reichender Mast im Stadtgebiet von Köln fehlt. Seine Anschaffung würde eine sehr hohe finanzielle Belastung verursachen. Daher ist mit den indirekten Messungen mittels eines SODAR begonnen worden. Stichproben der Vertikalprofile von Temperatur, Feuchte und Wind sollen Fesselsonden- (Eigenbau) und Radiosondenaufstiege (Typ Vaisala) liefern.

2.1 SODAR - Messungen

Die Möglichkeiten, mittels Schallwellen die Lage von Schichten hoher Turbulenz zu sondieren, ist schon seit mehr als 10 Jahren erprobt worden (z. B.: STILKE et al., 1976). Fortgeschrittene Techniken zielen sogar auf indirekte Messungen des Windprofils in der planetarischen Grenzschicht. Standard-Geräte können bereits von verschiedenen Firmen bezogen werden.

Für die beabsichtigten Messungen ist ein Gerät der Firma Aerovironment angeschafft worden, dessen Sendefrequenz 1600 Hz beträgt. Der Einsatz im Stadtgebiet und dazu noch unmittelbar neben einer Hauptverkehrsstraße hat den Bau einer sehr sorgfältigen Abschirmung verlangt, die im Bereich der Sendefrequenz den Umgebungslärm um mehr als 22 db dämmt. Trotzdem werden in den Verkehrsspitzenzeiten empfindliche Störungen im Bereich höchster Verstärkung registriert, was vermutlich aber auch auf eine Reflexion des Straßenlärms an den tiefer gelegenen Inversionen zurückzuführen ist. Die Reichweite dieses SODAR liegt im Stadtgebiet bei etwa 700 m. Mit der entwickelten Abschirmung dürfte im ungestörten Freiland das Doppelte erzielt werden.

Das Gerät mißt im monostatischen Aufbau. Die Intensitäten und Laufzeiten der rückgestreuten Schallimpulse werden mit einem Echolot-Schreiber analog aufgezeichnet. Digitale Signale können mit einem Mikroprozessor über Höhenintervalle von 30 m sowie beliebige Zeitintervalle gemittelt werden. In der Abb. 1 sind eine Echolotaufzeichnung und zeitlich versetzte Intensitätskurven (gemittelt über je 5 Pulse, d.i. ca. 25s) miteinander verglichen. In der Analogaufzeichnung ist die Schwärzung etwa proportional der Intensität des empfangenen Signals. Die Rückstreuung von Schallwellen ist an Schichten hoher Turbulenz besonders hoch. Solche Schichten sind meist an Inversionen gebunden, die dann im Echolot als horizontale schwarze Streifen wiedergegeben werden.

Außer bei besonders stark gestörten Wetterlagen bauen sich solche Inversionen kurz vor Sonnenuntergang auf und werden dann am nächsten Tag nach Sonnenaufgang wieder abgebaut. Die beim Abheben der Inversion in der Grenzschicht ablaufenden Prozesse haben u.a. STILKE et al. (1976) beschrieben. Im Winter können sie jedoch selbst an klaren Tagen bestehen bleiben. Die Höhenlage ist unterschiedlich: im Juli 1976 sind Höhen zwischen 200 und 300 m gefunden worden (Mittel 230 m); im Oktober betrug die mittlere Höhe dagegen nur 190 m (120-230). Die Auswertung

gen sind noch nicht soweit fortgeschritten, daß ein Zusammenhang zwischen der Inversionshöhe und anderen Schichtungsparametern, z.B. Baroklinität, statistisch nachgewiesen werden kann.

Da mit dem monostatischen SODAR nur die Lage von Schichten besonders starker Temperaturfluktuationen gemessen werden kann, muß das Temperaturprofil andersweitig bestimmt werden. Dazu sind Fesselsondenaufstiege bis zu 400 m mit einer selbstgebauten Sonde (absolute Genauigkeiten: $\Delta T \pm 0,2\text{K}$, $\Delta p \pm 2\%$, $\Delta p \pm 0,5\text{ mb}$, $\Delta v \pm 0,2\text{ ms}^{-1}$) durchgeführt worden. Diese ist mit Fühlern für Temperatur (Thermistor), Feuchte (Kapazitiven Fühler (humical) der Fa. Vaisala), Druck (piezo-resistiver Druckmeßwertgeber) und Wind (Schalenkreuzanometer) ausgerüstet. Die Telemetrie (405 MHz Trägerfrequenz) und Datenaufzeichnung erfolgen digital. Die thermodynamischen Zustandsparameter der Atmosphäre oberhalb 400 m können in Stichproben durch Radiosonden aufstiege (Typ Vaisala, RS 21-C) erfaßt werden.

In Abb. 2 sind eine SODAR-Aufzeichnung einer kräftigen Winterinversion am 29.12.76 mit gleichzeitigen Profilmessungen verglichen. Als Folge eines stabilen Hochs und genügend hoher Kaltluftzufuhr blieb diese Inversion während eines nahezu vollen Tages in unveränderter Höhe liegen. Der an ihr innerhalb einer Schicht von weniger als 30 m Mächtigkeit auftretende Temperatursprung beträgt mehr als 2°C . Die Schichtung unterhalb der Inversion ist nahezu neutral, was der durch hohe Rauigkeit und Wärmezufuhr entstehenden Mischungsschicht entspricht und sehr häufig beobachtet wird. Oberhalb der Inversion ist die Schichtung äußerst stabil, obgleich dort die Windgeschwindigkeit höher als darunter ist. Berechnete Werte der Richardson-Zahl sind höher als $+0,25$ (kritische Richardson-Zahl).

3 DAS WINDFELD

Als Folge der Orographie, hoher Bodenrauigkeit und der thermischen Schichtungsverhältnisse erfährt das Windfeld in den Schichten über der Stadt charakteristische Veränderungen gegenüber der aus dem großräumigen Zirkulationsgeschehen resultierenden Form. Eine genaue Kenntnis derselben kann ebenfalls bei der Stadtplanung von Nutzen sein. Beispiel dafür sind der sog. "Höllentäler" in Freiburg und die Hangwinde am Taunus nahe Frankfurt/Main. Über Köln beeinflusst nach älteren Analysen (z.B. DEIMEL und GABLESKE, 1972; GROBER, 1973) die Streichrichtung der das Stadtgebiet begrenzenden Höhenrücken die vorherrschende Windrichtung (NW-SE).

Es wurde versucht diese Veränderung mit den großräumigen Schichtungsverhältnissen in Verbindung zu bringen. Ausgangsmaterial bildeten zunächst die in den Jahren 1973 und 1974 gewonnenen Meßwerte von 3 Anemometern in Porzwahn (10m Höhe ü.B.), Köln-Barbarossaplatz (45m Höhe ü.B.), Worringen (20m Höhe ü.B.), dazu Druckdaten von Klimahauptstationen des Deutschen Wetterdienstes sowie die Daten der Essener Radiosonden- und Pilotballonaufstiege. Dieses Datenkollektiv ist keineswegs vollständig für die Zwecke dieser Untersuchungen. Es fehlen auch hier kontinuierliche Turm- und Radiosondenmessungen über Köln.

Bei windschwachen Frühjahrs-Wetterlagen - ausgesucht nach der aus dem thermischen Wind abschätzbaren Baroklinität - mit einer hohen Sonneneinstrahlung zeigt die Windrichtung einen typischen Tagesgang als Folge der Orographie. Im Stadttinnern (Barbarossaplatz) ist die Kalmenhäufigkeit etwa doppelt so hoch wie in Porzwahn.

Als Folge der hohen Rauigkeit erfährt das Windfeld über der Innenstadt eine stärkere Drehung gegenüber dem aus dem Druckfeld berechneten geostrophischen Wind als über dem Land (Abb. 3). Hier konnte wiederum nur anhand der Essener Aufstiege zwischen unterschiedlich stark baroklinen Schichtungen unterschieden werden, wobei als Maß der Baroklinität die Richtung und Stärke des "thermischen Windes" verwendet worden ist.

4 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die hier berichteten Ergebnisse über die Schichtungs- und Strömungsverhältnisse in der planetarischen Grenzschicht über dem Stadtgebiet von Köln werden durch Auswertung weiterer Messungen ergänzt. Um den tatsächlichen Einfluß des Stadtgebiets als Folge seiner Rauigkeit und eigenen Energiezufuhr nachweisen zu können, sind gleichzeitige Messungen in der ungestörten Umgebung notwendig.

5 DANK

Diese Untersuchungen sind teilweise mit Mitteln des Ministers für Wissenschaft und Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen gefördert worden. Das Amt für Umweltschutz der Stadt Köln, Abt. Luft- und Lärmuntersuchungen, hat die Winddaten von Worringen und Köln-Barbarossaplatz zur Verfügung gestellt. Vom Deutschen Wetterdienst in Offenbach sind die Klimadaten und Aufstiege von Essen bezogen worden.

6. LITERATUR

CHANGNON, S.A.Jr.: Operations of meso-scale networks, illustrated by METROMEX Bull. Am. Meteor. Soc. 56 (1975), S. 971-979.

DEIMEL, M.; GABLESKE, R.: Luftuntersuchungen in Köln und Umgebung, 5. Bericht 1971-1974. Amt für Umweltschutz der Stadt Köln, Abt. für Luft- und Lärmuntersuchungen, 1975.

GARSTANG, M.; TYSON, P.D.; EMITT, G.D.: The structure of heat islands. Rev. of Geoph. and Space Physics 13 (1975), S. 139-165.

GROEBER, K.W.: Die Windverhältnisse am Flughafen Köln/Bonn und die Möglichkeiten einer Prognose. Meteor. Rdsch. 26 (1973), S. 152-156.

OKE, T.R.: Review of urban climatology 1968-1973. WMO Techn. Note 134, Genf 1974.

R.P.U.: Lufthygienisch-meteorologische Modelluntersuchung in der Region Untermain, 4. Arbeitsbericht. Regionale Planungsgemeinschaft Untermain, Frankfurt a.M. 1972.

STILKE, G.; WAMSER, C.; PETERS, G.: Untersuchungen über den Abbau einer Bodeninversion mit direkten und indirekten Meßverfahren. Meteor. Rdsch. 29 (1976), S. 181-186.

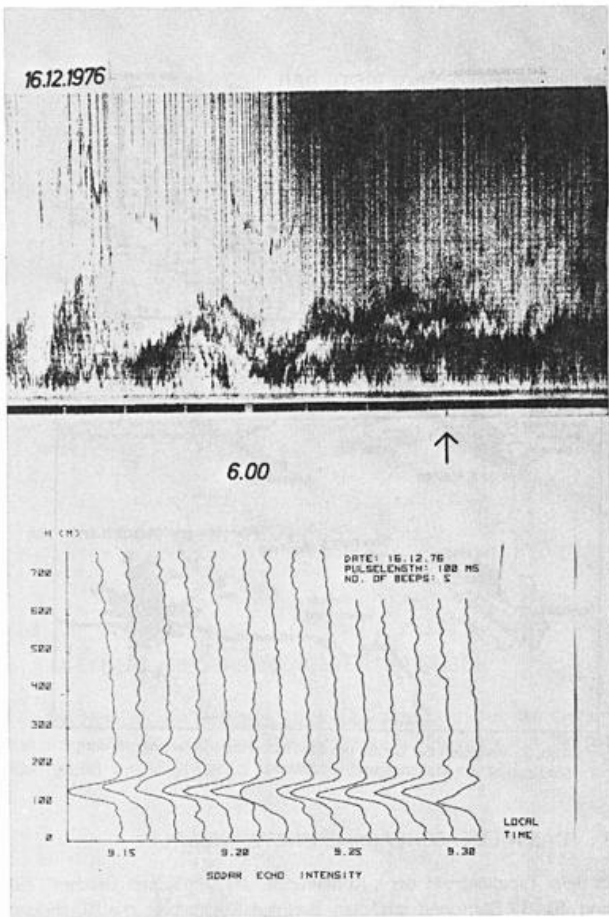


Abb. 1: Analoge und digitale (gemittelt über je 5 Schallpulse) Aufzeichnungen von rückgestreuten Schallpulsen (über Köln)

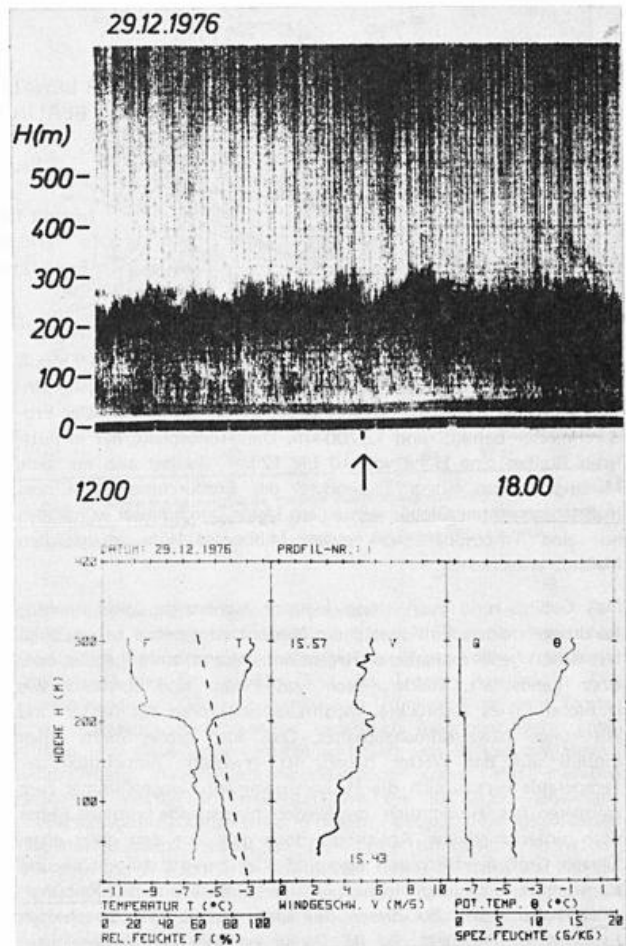


Abb. 2: Schall-, Temperatur-, Feuchte- und Windsondierung einer ausgeprägten Winterinversion über Köln

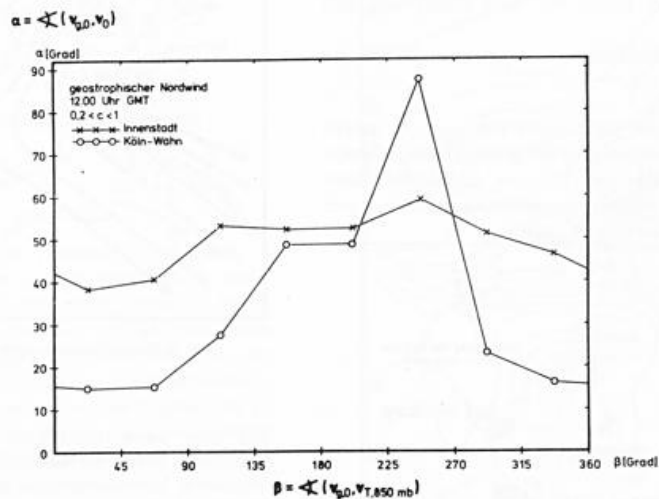


Abb. 3: Drehung des Windfeldes über Köln gegenüber dem geostrophischen Bodewind bei unterschiedlichem therm. Wind

DIE AUSWIRKUNGEN DER BEWALDETEN UND BEBAUTEN GEBIETE DER STADTLANDSCHAFT VON BERLIN AUF DEN NIEDERSCHLAGSHAUSHALT

Paul Schlaak

Institut für Meteorologie
(WE 07/FB 24)
Freie Universität Berlin

1 EINLEITUNG

Daß die Oberflächengestaltung der Erde einen wesentlichen Einfluß auf die Wetter- und Witterungsverhältnisse haben muß, geht einleuchtend aus folgenden Verhältnis-Betrachtungen hervor: Der Erddurchmesser beträgt rund 12 700 km. Die Troposphäre hat in mittleren Breiten eine Höhe von 10 bis 12 km. Sie hat also nur eine Mächtigkeit von einem Tausendstel des Erddurchmessers. Einem maßstabgerechten Globus von einem Meter Durchmesser würde also nur eine Troposphäre von einem Millimeter Höhe im gleichen Maßstab entsprechen.

Daß Gebirgs- und auch schon kleinere Höhenzüge sowie niedrige Landrücken einen Einfluß auf die Niederschlagspende haben, zeigt fast schon jede monatliche Regensummenkarte eines Landes oder einer Landschaft. Wälder, Seen und Felder sind ebenfalls, wie H. Flohn (3) es ausdrückte, Modifikationsfaktoren des Wetter- und Witterungs- bzw. Klimaahushaltes. Daß auch große Städte einen Einfluß auf das Wetter haben, ist erwiesen. Hinsichtlich der Temperatur wirken sich die Häuserzusammenballungen immer zum Wärmeren aus. Hinsichtlich der Niederschlagspende bestehen bisher noch unterschiedliche Ansichten, doch geht aus den oben angeführten Größenverhältnissen eigentlich klar hervor, daß dichte und ausgedehnte Bebauung einen spürbaren Einfluß auf die Reibungsgröße haben muß. Bei diesen Betrachtungen ist zu unterscheiden zwischen Einfluß auf die im Gange befindlichen Niederschlagsvorgänge und auf den so oft diskutierten Auslösungseffekt von Niederschlagsprozessen.

2 LAGE UND GRÖSSE DES STADTGEBIETES

Berlin liegt an der Spree inmitten des Norddeutschen Tieflandes, etwa 160 bis 220 km sowohl von der Ostseeküste als auch vom sächsischen Mittelgebirgsland entfernt und auf halbem Wege zwischen dem Mittellauf der Elbe und dem Mittellauf der Oder.

Das gesamte Stadtgebiet von Berlin hat eine Fläche von 883 Quadratkilometern.

Die Nord-Süd-Ausdehnung Gesamt-Berlins beträgt etwa 38 km, die Ost-West-Ausdehnung etwa 45 km.

West-Berlin umfaßt rd. 54% oder 480 Quadratkilometer des ganzen Stadtgebietes. Die beiden folgenden Skizzen geben einen maßstabsgerechten Vergleich (nach Behrmann (2)) der Größe des Stadtgebietes von Berlin mit zwei anderen deutschen Stadtgebieten und ihrer Umgebung (München, Frankfurt am Main).



Abb. 1: Vergleich der Größe des Stadtgebietes von Berlin mit den Städten Frankfurt/Main, Wiesbaden, Mainz und Umgebung



Abb. 2: Vergleich der Größe des Stadtgebietes von Berlin mit dem Stadtgebiet von München und Umgebung

3 DAS NIEDERSCHLAGSMESSNETZ IN BERLIN

In dem Tabellenband der „Klimakunde des Deutschen Reiches“ (8) sind für 17 Stationen aus dem Berliner Stadtgebiet die 40jährigen Mittelwerte für die Periode 1891 bis 1930 abgedruckt.

Diese 17 Werte gestatten bereits, einen ersten, wenn auch recht groben Eindruck der Verteilung der mittleren Niederschlagssummen zu bekommen (Abb. 3).

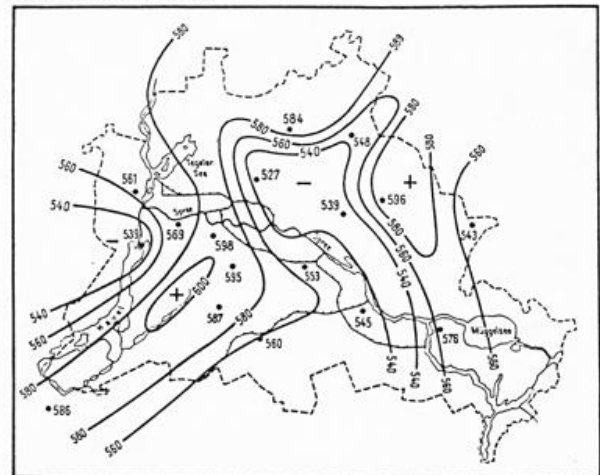


Abb. 3: Mittlere Niederschlagsverteilung in Berlin für die Periode 1891-1930

Seit dem Jahre 1960 gibt es im Gebiet von West-Berlin ein wesentlich dichteres Niederschlagsmeßnetz, so daß genauere und detaillierte Verteilungsbilder sowohl im Einzelfall als auch im vieljährigen Mittel gewonnen werden konnten. Zur Zeit (1977) gibt es in West-Berlin insgesamt 92 Meßstationen, die von folgenden Institutionen unterhalten werden: Berliner Entwässerungswerke 31 Registrierstationen; Berliner Wasserwerke 8 Stationen; Landesforstamt Berlin 12 Stationen; Gartenbauämter 11 Stationen; Deutscher Wetterdienst (DWD) 6 Klimastationen; Private Meßstellen 24. (7). Die Verteilung der Stationen in West-Berlin zeigt die folgende Abbildung 4.



Abb. 4: Niederschlagsmeßnetz in West-Berlin

4 MITTLERE NIEDERSCHLAGSVERTEILUNGEN

Für den zehnjährigen Zeitraum 1960-1969 ergab sich aus den Werten von insgesamt 64 Stationen die folgende Jahresmittelkarte für das Stadtgebiet von West-Berlin (Abb. 5).



Abb. 5: Jahresniederschlagsmittelkarte für West-Berlin (1960-1969)

Die Abbildung veranschaulicht, daß die höchsten Werte jeweils in den nordöstlichen Teilen der beiden großen West-Berliner Waldgebiete, nämlich des Grunewaldes und des Tegeler Forstes zu finden sind, und zwar zehnjährige Jahresmittelwerte um 640 mm. Etwa 100 Millimeter weniger werden dagegen im westlichen Teil des zentralen Stadtgebietes zwischen Charlottenburg und Berlin-Mitte angetroffen. Diese Zone muß als korrespondierende Erscheinung zu den hohen Werten in den Waldgebieten des Grunewaldes gewertet werden, liegt doch diese 'Minimum-Zone' genau in Lee zur Hauptwindrichtung bzw. zur Maximum-Zone verschoben.

Gleichartige Verteilungsbilder zeigen auch reine Sommer- bzw. Winterkarten für den gleichen Zeitraum (6). Außerdem stimmen die Verteilungsbilder aus den zehnjährigen Mittelwerten mit dem Bild aus den 40jährigen Werten sehr gut überein.

Eine Kombination beider Werte-Verteilungen für den Zeitraum eines ganzen Jahres zeigt die Abbildung 6.

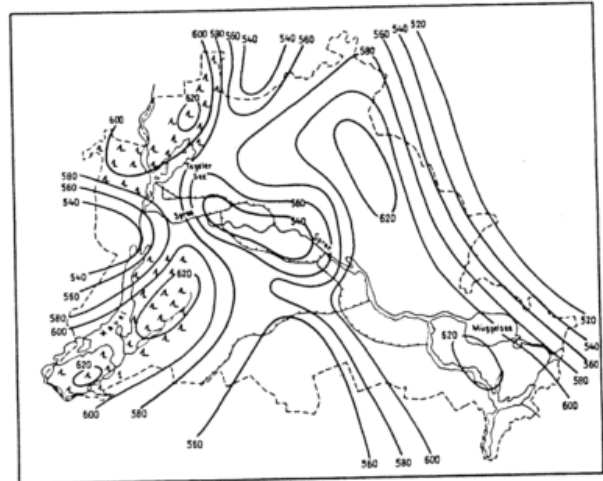


Abb. 6: Angenäherte langjährige mittlere Niederschlagsverteilung in Berlin nach den Heinen 1891-1930, 1901-1950 und nach den zehnjährigen Messungen eines dichten Niederschlagsmeßnetzes in West-Berlin in den Jahren 1960 bis 1969

Diese Verteilung läßt folgende Interpretation zu:

Der Streifen mit den höchsten Werten, der sich über dem westlichen Stadtgebiet befindet, wird hervorgerufen durch die vorhandenen Waldgebiete des Grunewaldes und des Tegeler Forstes. In dem breiten waldlosen Gebiet zwischen dem Grunewald und dem Tegeler bzw. Spandauer Forst werden wesentlich niedrigere Werte angetroffen. An diese Schwerpunkte schließen sich in Lee der Hauptwindrichtung (WSW) korrespondierende Zonen mit merklich geringeren Werten an, eine Tatsache, die auf jeder vieljährigen Niederschlagsmittelkarte eines größeren, orographisch gegliederten Gebietes zu beobachten ist. Die Zone mit erheblich höheren Werten, die etwa gleich hoch sind wie die an den Osträndern der Waldgebiete, und sich im östlichen Stadtgebiet befindet, ist dann als Wirkung des eigentlichen dicht bebauten Stadtgebietes zu erklären, d.h. diese höheren Werte ergeben sich infolge des durch das dicht bebauten Stadtgebiet hervorgerufenen erhöhten Reibungseffektes. Wenig östlich der Berliner östlichen Stadtgrenze finden sich dann wieder erheblich geringere Werte, d.h. der Kompensationseffekt ist auch hier wieder zu finden, obwohl dort das Gelände wieder zu steigen beginnt.

Eine gleichartig zu interpretierende vieljährige Niederschlagsmittelkarte liegt aus dem Gebiet von Hamburg vor, die von R. Reidat (5) vorgelegt wurde. Sie ist in der Abbildung 7 generalisiert wiedergegeben.

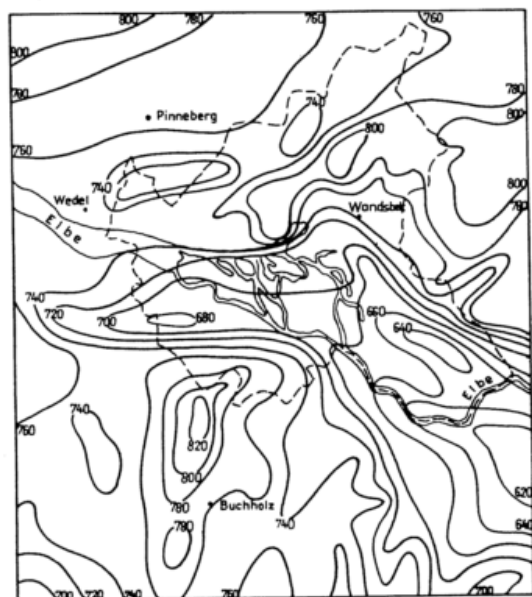


Abb. 7: Jahresniederschlagsmittelkarte (1946-1955) für das Stadtgebiet von Hamburg und Umgebung (nach Reidat (5))

5 STARKNIEDERSCHLÄGE

Nach Untersuchungen von H. Malberg und B. Lindenbein (4) kommt es in Berlin in den Nachmittags- und Abendstunden zu vermehrten sogen. 'Intensivregenfällen' im Bereich des zentralen Stadtgebietes gegenüber den Außenbezirken. In den Nacht- und Vormittagsstunden ist dagegen in den zentralen Stadtteilen ein Häufigkeitsminimum deutlich vorhanden. Beide Effekte gleichen sich über die ganze Fläche und den Zeitraum eines ganzen Tages nahezu aus, so daß bei Tagesverteilungen (24 Stunden) keine besondere Schwerpunktsverteilung auftreten kann.

Ein ähnliches Ergebnis erbringt auch die Abbildung 8, die die Verteilung der Zahl der Fälle mit 24-stündigen Regenmengen von 35 mm und mehr im 20jährigen Zeitraum 1950-1969 innerhalb und außerhalb der Stadtgrenze von Berlin zeigt, und zwar für den halbjährigen Zeitraum Mai bis Oktober. Außerhalb der Stadtgrenzen wurden eindeutig mehr derartiger Fälle festgestellt.



Abb. 8.: Anzahl der Tage mit 24-stündigen Regenhöhen 35 mm und mehr im Zeitraum 1950-1969 (Mai bis Oktober)

Im 60jährigen Zeitraum 1848-1907 traten nach O. Behre (1) in Berlin alle 2,3 Jahre an einer Station, im 20jährigen Zeitraum 1950 bis 1969 an der Station Dahlem (Mai-Oktober) alle 2,2 Jahre 24stündige Regenhöhen von 35 mm und mehr auf.

LITERATUR

1. Behre, O. Das Klima von Berlin. Berlin, Otto Salle 1908.
2. Behrmann, W. Berlin, die zerrissene Stadt. Geogr. Rundschau 1952, S. 397
3. Flohn, H. Witterung und Klima in Mitteleuropa. Forschungen zur Deutschen Landeskunde, Stuttgart S. Hirzel 1954
4. Lindenbein, B. Die Verteilung lokaler Regenfälle im Westberliner Stadtgebiet. Met. Abhandlungen Bd. 140/H. 2, Berlin, D. Reimer 1973
5. Reidat, R. Über den Einfluß der Stadt auf die Niederschlagsverteilung bei starken Regenfällen in Hamburg. Wetter und Leben 23, 1971, S. 1
6. Schlaak, P. Mittlere und extreme Niederschlagsverhältnisse in Berlin Beilage zur Berliner Wetterkarte 8/72 SO 2/72 v. 13.1.72
7. Schlaak, P. Die Niederschlagsverhältnisse im Wasserwirtschaftsjahr 1976 in Berlin-West. Beilage zur Berliner Wetterkarte 20/77 SO 3/77
8. Klimakunde des Deutschen Reiches. Tabellenband Reichsamt für Wetterdienst, Berlin 1939.

OBERFLÄCHEN- UND LUFTTEMPERATUR IN ABHÄNGIGKEIT VON DER BAUKÖRPERSTRUKTUR
(Beispiel Freiburg i. Br.)

Albrecht Gehrke, Wilfried Nübler, Wolfgang Weischaß

Geographisches Institut I der Universität Freiburg i.Br.

Die sog. 'Wärmeinsel', d.h. eine positive Anomalie der Lufttemperatur, ist das auffälligste und häufig dokumentierte Merkmal des Stadtklimas. Ihre Ursache ist in dem in allen Einzelfaktoren gegenüber dem Freiland veränderten Wärmehaushalt zu suchen, eine Isolierung einzelner Einflußfaktoren war bisher jedoch kaum möglich. Ein Faktor ist die Wechselbeziehung zwischen unterschiedlich temperierten Oberflächen und auflagernder Luftschicht. Die synchrone flächendeckende Aufnahme von Luft- und Oberflächentemperaturen zusammen mit der Ergänzung durch Bodenmessungen der Oberflächentemperatur kann die Entwicklung der Wärmeinsel und die innerstädtische Differenzierung der Lufttemperatur erklären.

Meßgrundlage sind 108 Aufnahmen des bodennahen Temperaturfeldes zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten durch Meßfahrten mit kontinuierlicher Registrierung (Abs. 1), IR-Scanner-Aufnahmen des Stadtgebietes (mehrere Flugstreifen bei 800-1000 m ü.Gr. bzw. gesamte Stadt bei 4000 m ü.Gr. jeweils vor Sonnenauf-, nach Sonnenuntergang und mittags, Abs. 2) und Detailmessungen des Tagesganges der Oberflächentemperatur mit dem Handradiometer KT 24 an Testflächen in charakteristischen Baukörpern der Stadt.

1 Verteilung der Lufttemperatur

Aus den Temperaturmeßfahrten ergibt sich eine für die Stadt und ihre Lage charakteristische Konfiguration der Wärmeinsel. Ihre besonderen Merkmale sind folgende: Minimale Temperaturen treten regelmäßig am nordwestlichen Stadtrand, maximale im Bereich der Innenstadt auf. Ungewöhnlich ist aber, daß das Zentrum der Wärmeinsel nur im Ausnahmefall mit dem dicht bebauten Kern der Altstadt identisch ist. In Bezug auf diesen ist vielmehr regelmäßig eine Nord- bzw. Nordwestverschiebung der Wärmeinsel zu beobachten. In diese Richtungen nimmt die Temperatur während der Nacht trotz großer Freiflächen nur allmählich zum Stadtrand hin ab, während innerhalb der Altstadt ein scharfer N-S-Temperaturgradient einen kühleren Süd- von einem wärmeren Nordteil der weiteren Innenstadt trennt. Im Stadtrandbereich ist der Nordwesten durch einen starken horizontalen Tem-

peraturgradienten zwischen den vom Zentrum aus nach NW ausbuchtenden Isothermen und dem o.g. Bereich tiefster Temperaturen (Flugplatz/Mooswald) gekennzeichnet, der mit der Bebauungsgrenze zusammenfällt ('heat island cliff' im Sinne von CHANDLER). Im SW ist dagegen meist kein scharfer thermischer Gegensatz zwischen Bebauung und Freiland festzustellen. Hier liegen vielmehr die Temperaturen im Freiland zum Teil höher als im eng verbauten Bereich südlich der Altstadt am Ausgang des Dreisamtales in die Rheinebene.

Die Temperaturverteilung am 1.4.1976, 5.00 Uhr, zeigt die geschilderten Verhältnisse in beispielhafter Weise (Abb. 1).

2 Verteilung der Oberflächentemperaturen

Dieselbe thermische Asymmetrie in Bezug auf die Baustruktur zeigt auch die gleichzeitig ermittelte Verteilung der Oberflächentemperaturen (Abb. 2; entsprechend der Einstellung der Referenzstrahler umfassen die Grauwerte den Bereich zwischen -10° , schwarz und $+20^{\circ}$, weiß): deutlich ist dies v.a. an der Zone relativ dunkler Grauwerte, die vor dem Ausgang des Dreisamtales quer durch die Innenstadt zu verfolgen ist und wie in Abb. 1 eine markante Grenze innerhalb der Altstadt bedingt. Der Nordteil der Innenstadt weist, wie anhand einer Äquidensitendarstellung nachgewiesen werden kann, im Flächenmittel um 3° höhere Oberflächentemperaturen auf, obwohl hier großflächig derselbe Bebauungstyp wie südlich der Altstadt gegeben ist. Auch die durchweg tiefen Oberflächentemperaturen im NW der Stadt (v.a. die Wälder im Vergleich zu den Wäldern in Hanglage im rechten Bildteil) und die relativ hohen am südwestlichen Stadtrand entsprechen der Verteilung der Lufttemperatur. Beide Übereinstimmungen sind mit der Wirksamkeit des ausgeprägten, in Freiburg als 'Höllentäler' bekannten Bergwindsystems zu erklären, das - entgegen früherer Auffassung - abkühlend wirkt und zu einer allochthonen Veränderung von Oberflächen- und Lufttemperatur führt.

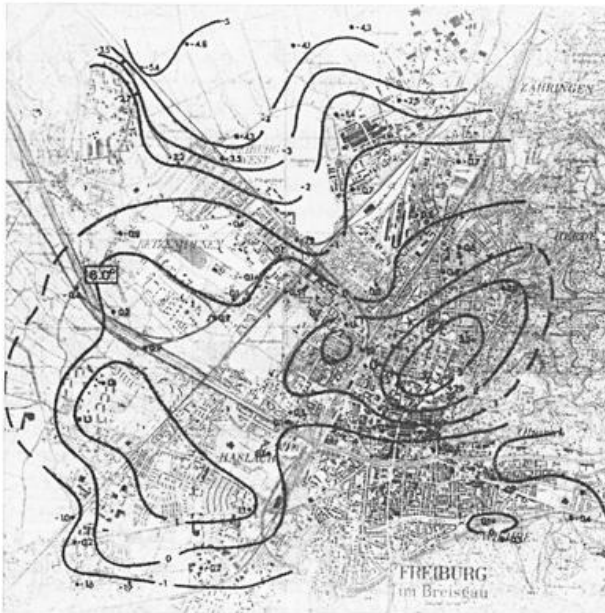


Abb. 1: Verteilung der Lufttemperatur in Freiburg am 1.4.1976, 5.00 Uhr. Angaben in $^{\circ}\text{C}$ - Abweichung von der Temperatur des Referenzpunktes im W der Stadt (6°C).

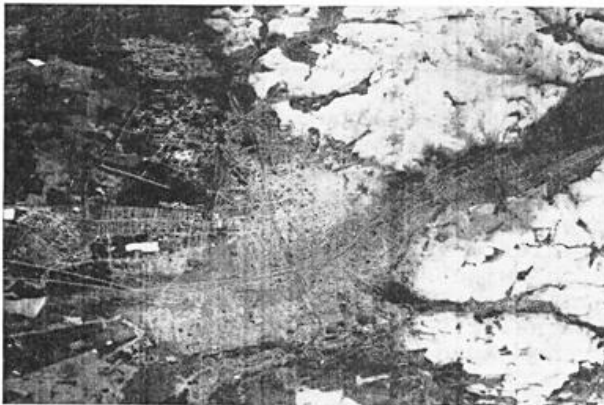


Abb. 2: Verteilung der Oberflächentemperaturen in Freiburg am 1.4.1976, 4.30 Uhr (IR-Scanner-Aufnahme; Freigabe: Reg.v.Oberbayern Nr. GS 300/7003. Querachse des Bildes NW - SE).

Die bemerkenswerte Kongruenz zwischen kleinmaßstäbigem IR-Thermalbild *) und gleichzeitig gemessener Verteilung der Lufttemperatur gilt nur für den Termin kurz vor Sonnenaufgang. IR-Thermalbilder der Mittagssituation zeigen trotz der starken kleinräumigen Differenzierung der Oberflächentemperaturen in der Äquidensitendarstellung ebenfalls einen Insel-Effekt mit hohen Oberflächentemperaturen im Stadtzentrum und den dicht bebauten Wohnge-

bieten und geringeren im umgebenden Freiland. Das Lufttemperaturfeld zeigt mittags dagegen keine Wärmeinsel. In den beschatteten Straßenschluchten der Innenstadt sind die Lufttemperaturen teilweise geringer als über den stark aufgeheizten und abgetrockneten Wiesenflächen des Stadtumlandes. Daß mittags trotzdem eine Oberflächentemperatur-Wärmeinsel registriert wird, ist anhand des Schemas in Abb. 3 folgendermaßen zu erklären: Die für die Lufttemperatur maßgebliche Energieumsatzfläche verschiebt sich durch den Wechsel von Ein- und Ausstrahlung vom Straßenniveau am frühen Morgen zu den südexponierten Wänden bzw. den Dachflächen am Mittag.

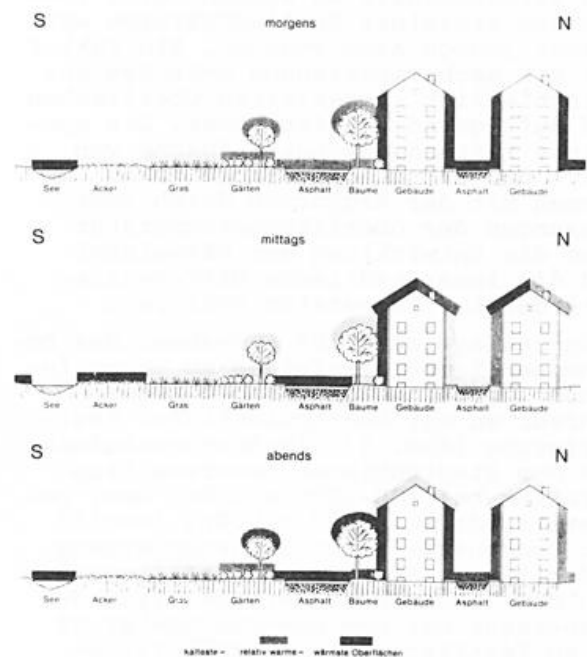


Abb. 3: Modellhafte Zusammenfassung des thermischen Verhaltens verschiedener Elemente städtischer Baukörper im Tagesgang (nach WEISCHET, 1975).

3 Tages- und Jahresgang der Oberflächentemperatur

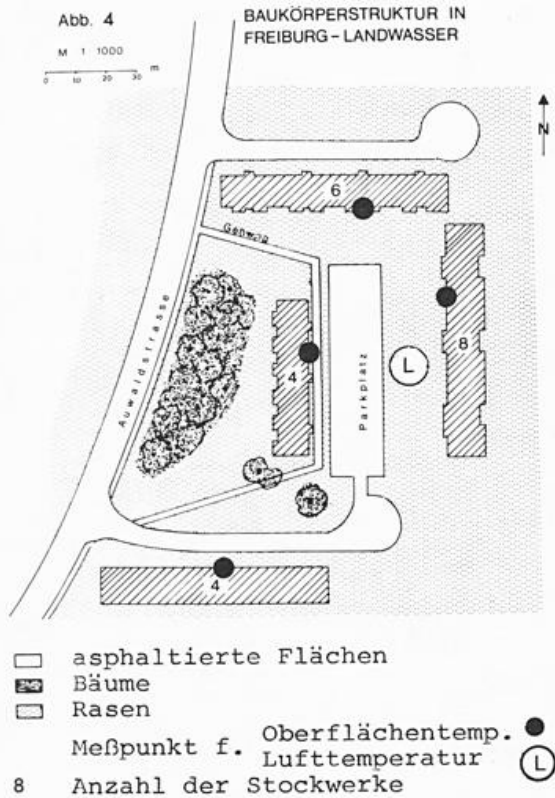
Zur Erklärung des Zusammenhangs zwischen Oberflächentemperaturen und bodennahen Lufttemperaturen in der Gesamtstadt sind Detailmessungen des kleinräumigen Mosaiks der Strahlungstemperatur an vier charakteristischen Baukörpern im Tages- und Jahresgang ausgemessen worden.

Die 'Baukörperstruktur' - d.i. die charakteristische Kombination aus Gebäuden und dazwischenliegenden befestigten oder mit Vegetation bestandenen Arealen- ist überall verschie-

den, bei Konzentration auf wenige Charakteristika lassen sich Typen herauskristallisieren, die für Bauepochen bestimmend sind und sich in vielen Städten wiederfinden.

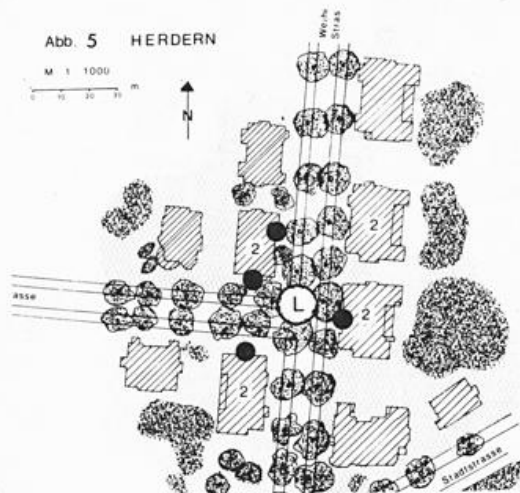
Im folgenden werden zwei extrem unterschiedliche Baukörper dargestellt.

a. Der Typ der Trabantenstadt, der in den 60er Jahren an der Peripherie vieler Städte entstand (Beispiel Freiburg-Landwasser, Abb. 4).



Die mehrgeschossigen Wohnblöcke sind aus Fertigbetonteilen errichtet, dazwischen liegen Parkplätze, Straßen- und Rasenflächen ohne nennenswerten alten Baumbestand.

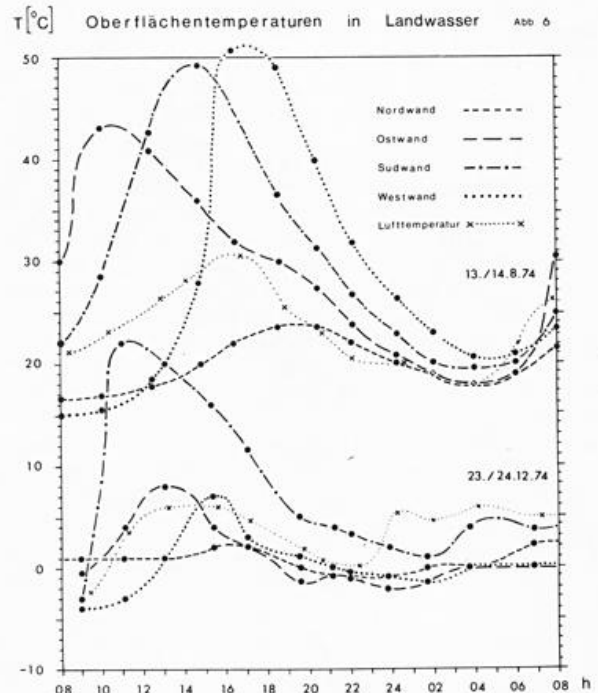
b. Der Typ eines Villenvororts der Jahrhundertwende (Beispiel Freiburg-Herdern, Abb. 5).



Zweigeschossige Villen, aus Sandsteinquadern oder verputztem Ziegelmaterial liegen in parkähnlichen Gärten mit altem Baumbestand, der sich längs der Straßen fortsetzt.

Für einen Hochsommertag (13./14.8.1974) und einen Frühwintertag (23./24.12.74) ist der Tagesgang der Strahlungstemperaturen der nach den Haupthimmelsrichtungen exponierten Hauswände dargestellt (Abb. 6 u. 7).

Die Messungen erfolgten mit dem Strahlungsthermometer KT 24 der Fa. Heimann (Spektralbereich 8 - 35 μm) in zweistündigen Intervallen bei Strahlungswetter (Meßentfernung ca. 5 m, Meßhöhe ca. 2 m, Meßgenauigkeit 0.5°C).



In Landwasser werden im Sommer wie im Winter die höchsten Tages- und die tiefsten Nachttemperaturen erreicht. Die daraus resultierende Tagesschwankung ist deutlich größer als in allen anderen Baukörpern. Die Temperaturhöchstwerte sind entsprechend ihrer Exposition zeitlich verschoben. Mit Ausnahme der Nordwand liegen die Strahlungstemperaturen bis kurz vor Sonnenaufgang über der Temperatur der umgebenden Luft.

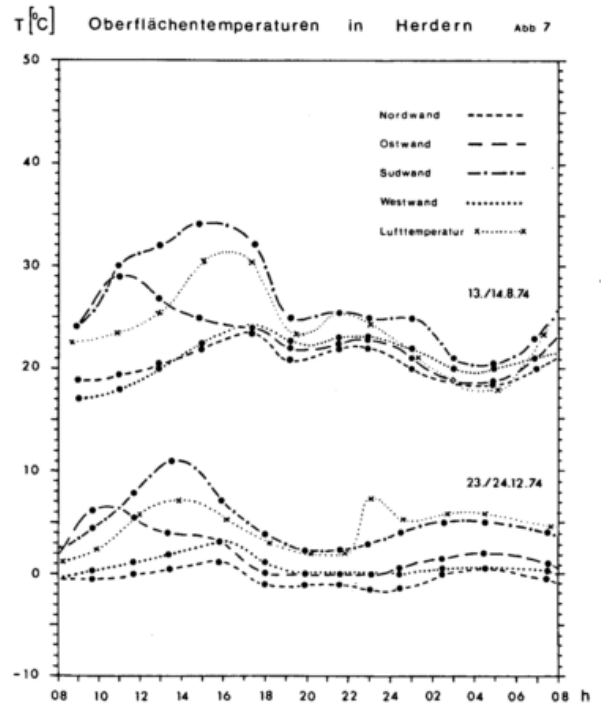
Dieses Temperaturverhalten wird durch Bauweise und Baumaterial hervorgerufen: Die weit auseinanderstehenden Häuser aus gut wärmeleitenden, jedoch mit geringer Speicherkapazität ausgestatteten Betonplatten erhitzen sich stark und rasch. Hierbei ist wichtig, daß auch Wände, die nicht der direkten Strahlung ausgesetzt sind, durch die Reflexion und die Eigenemission der gegenüberliegenden Wände, der Straßen-

und Parkplatzoberflächen und auch der bei sommerlicher Trockenheit sehr warmen Rasenflächen aufgeheizt werden. Bei Nacht strahlen die Wände die gespeicherte Energie rasch wieder aus. Auffällig ist die Asymmetrie zwischen Ost- und Westwand zum Sommertermin sowie die Sonderstellung der Südwand zum Wintertermin.

Im Gegensatz dazu sind die Amplituden der Oberflächentemperatur in Herdern klein. Tagsüber kann die direkte Strahlung nur sporadisch bis ins Straßenniveau vordringen. Die Strahlungsabsorption erfolgt weitgehend im Dachniveau und an den Baumkronen. Die nächtliche Ausstrahlung wird durch die Gegenstrahlung der Gebäude und Bäume kompensiert.

Vergleicht man die Maxima und die Minima der Oberflächentemperatur der Hauswände zu verschiedenen Jahreszeiten (Abb. 8, Monatseinzelwerte aus den Jahren 1973-1975), so ergibt sich auch hier eine Bestätigung der bei den Tagesgängen gemachten Aussagen: Die Minima in Landwasser liegen bei allen vier Hauswänden tiefer als in Herdern, während die Maxima ganzjährig höher liegen. Entsprechend ist in Landwasser die Amplitude der einzelnen Monatswerte größer als in Herdern, im Extremfall viermal so groß.

Aufgrund dieser Meßreihen kann eine Trennung städtischer Wohngebiete in Areale mit makrothermem, mesothermem und mikrothermem Temperaturverhalten deutlich unterschieden werden.

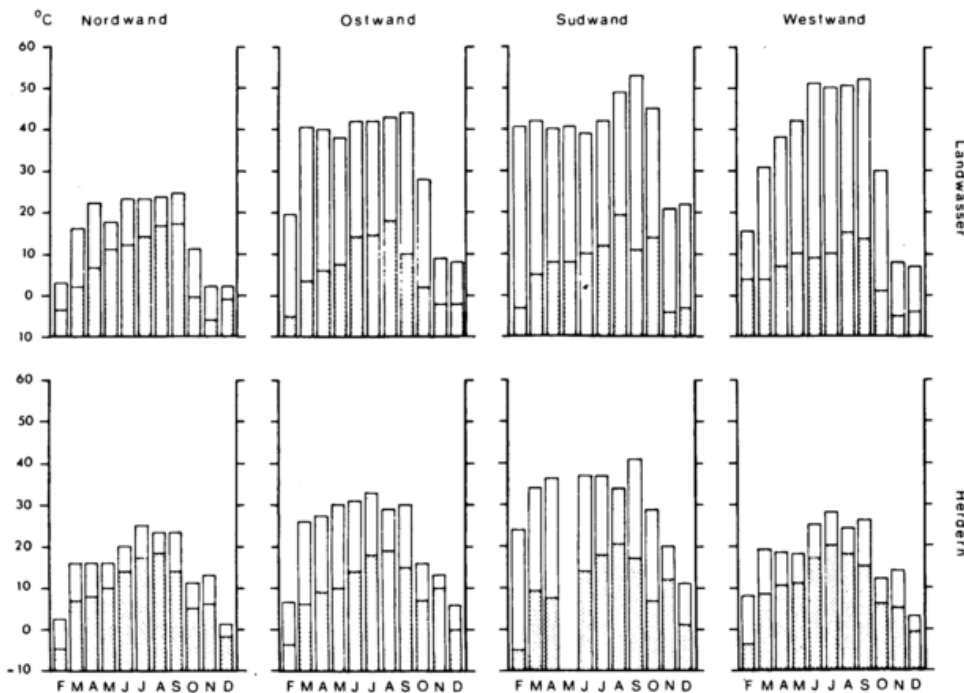


Literatur:

- Nübler, W.: Konfiguration und Genese der Wärmeinsel der Stadt Freiburg. Diss. Freiburg 1977.
 Untersuchung der stadtklimatischen und lufthygienischen Verhältnisse der Stadt Freiburg i.Br.. Hg.v. Stadtplanungsamt, Freiburg 1974.
 Weischet, W.: Stadtklimatologische Konsequenzen von Line-Scanner-Aufnahmen der Oberflächentemperaturen im Tagesgang. In: DFVLR (Hg.): Symposium Erd- erkundung. Porz-Wahn 1975, S. 459-467.

Abb. 8

Maxima und Minima der Oberflächentemperatur unterschiedlich exponierter Flächen in zwei Stadtteilen Freiburg zu verschiedenen Jahreszeiten



KONKURRIERENDE GESICHTSPUNKTE DER ZIELVORSTELLUNGEN FÜR DAS STADT- UND LANDSCHAFTSKLIMA

Karl Höschele

Meteorologisches Institut der Universität Karlsruhe

Kurzfassung

In der Regional-, Stadt- und Bauplanung bestehen auch innerhalb der von der klimatologischen Seite her entwickelten Zielvorstellungen konkurrierende und scheinbar widersprüchliche Beziehungen. Als erstes Beispiel wird die zum Teil gegensätzliche Beeinflussung der thermischen Bedingungen durch verdunstende Oberflächen in der Stadt auf den Wärmehaushalt des Menschen behandelt. Daneben wird noch das Problem der "Durchlüftung" und der Besonnung angesprochen. Den Abschluß bildet die Besprechung einiger Projekte - Dachbegrünung und Immissions-schutzwälle - bei denen konkurrierende klimatische Gesichtspunkte auftraten.

Abstract

Contradicting climatological aspects exist in regional and town planning as well as in building design. This study deals mainly with the problem of reversing temperature and humidity conditions in urban atmospheres, as a consequence of evaporating areas, and their influence on sensible and latent heat flow in human heat balance. Other problems are "airflow" and solar radiation / shade effects. Finally various aspects of some projects - roof gardens and dams - are discussed.

1 EINLEITUNG

Je mehr klimatische Gesichtspunkte in der Planung der Stadtlandschaft in den Vordergrund gerückt werden, umso eher zeigen sich auch innerhalb der verschiedenen klimatisch orientierten Zielvorstellungen echte und scheinbare Widersprüche. Dabei ergeben sich Probleme der Rangordnung und Bewertung, die mit Hilfe von Modellvorstellungen der beteiligten Systeme zu lösen sind, als Voraussetzung für planerische Entscheidungen. Im folgenden werden zum Teil stichwortartig derartige gegensätzliche Zielsetzungen aufgeführt. Danach folgen Beispiele einiger Projekte, bei denen klimatische Konkurrenzprobleme auftraten.

2 DIVERGIERENDE BIOKLIMATISCHE ZIELSETZUNGEN

2.1 Thermische Bedingungen

Der Wärmehaushalt des Menschen nimmt mit Recht in der Biometeorologie und auch bei Fragen des Stadtklimas den ersten Platz ein [8]. Ein Grund dafür ist das breite zeitliche und örtliche Spektrum der im Lebensraum auftretenden thermischen Zustände, die auf der kalten wie auf der warmen Seite die Grenzen der Zutraglichkeit häufig überschreiten. Für bioklimatische Beurteilungen, z.B. für regionale Klassifikationen [1], werden etwas einseitig die ungünstigen Folgen der "Wärmebe-

lastung" betont. Dies setzt sich fort in der Beurteilung des nach der warmen Seite von der Umgebung sich abhebenden Stadtklimas: die Ausbildung der "Wärmeinsel" wird zunächst vorwiegend negativ eingeschätzt. Dabei liegen unter den mitteleuropäischen Klimabedingungen eine Reihe von Vorteilen in der Anhebung des thermischen Niveaus, zumindest während der kalten und der Übergangsjahreszeiten, in denen der Aufenthalt im Freien durch zu niedrige Temperaturen beeinträchtigt ist.

Noch schwieriger als die Temperaturerhöhung ist die angenommene Erniedrigung der Luftfeuchte in der städtischen Atmosphäre zu beurteilen, die den menschlichen Wärmehaushalt mit beeinflusst. Verringert sie die Wärmebelastung? Hat eine Feuchtezufuhr, durch Verdunstung von Vegetationsflächen, Bäumen, Brunnen und Wasserflächen eine bemerkenswerte Wirkung auf die Wärmebelastung, die der Temperaturerniedrigung der Oberflächen und der Luft durch die Verdunstung entgegenwirkt? Ist die Stadtluft überhaupt trockener und welcher Zustand ist anzustreben?

Neben Meßdaten zum Stadtklima, die für die Lufttemperatur sehr reichlich, für die Luftfeuchte sehr viel spärlicher vorhanden sind, können zur Lösung der angeschnittenen Fragen die in den letzten Jahren ausgearbeiteten, physikalisch begründeten Modelle [5,7] zur

Berechnung der Energiebilanzen des Menschen (in seiner Umgebung) einerseits und der Stadtoberfläche bzw. der oberflächennahen Luftschicht andererseits verwendet werden.

Nach eigenen Messungen und den Angaben in der Literatur [10,11] weichen die für den Wärmehaushalt maßgeblichen Feuchtegrößen Wasserdampfdruck e bzw. spezifische Feuchte s tatsächlich in der Stadtatmosphäre im Mittel nur sehr wenig von den Werten des Umlands ab, mit einem geringen Jahres- und Tagesgang der Differenzen, der weitgehend mit den Temperaturdifferenzen parallel geht: z.B. trockener und kühler am Vormittag, feuchter und wärmer am Nachmittag und in der Nacht.

Im Bezug auf Temperatur und Feuchte verhält sich die Stadt wie eine wüstenhafte Insel mit eingestreuten Oasen. Mit dem kleiner werdenden Anteil feuchter Oberflächen steigt die Verdunstung je Flächeneinheit an. Der Oaseneffekt bewirkt, daß schon bei einem Anteil verdunstender Flächen um 20 bis 30 % das Bohnenverhältnis ganztägig unter 1 sinkt, d.h. für die gesamte Stadtfläche übertrifft die Verdunstung die Abgabe fühlbarer Wärme. Die dabei erzielbare Herabsetzung der Maxima der Lufttemperatur beträgt nach Berechnungen von Oke (1972) bereits 60 % der Differenz Stadt - Umland. Vereinfacht gesehen kann man davon ausgehen, daß ein wachsender Anteil verdunstender Flächen dem Temperaturüberschuß erst schneller dann langsamer zunehmend abbaut, während der Wasserdampfgehalt ungefähr konstant bleibt.

Der Frage, wie sich vorhandene Änderungen des Wasserdampfgehalts unter verschiedenen sonstigen Bedingungen auf den menschlichen Wärmehaushalt auswirken, sind wir anhand von Modellrechnungen nachgegangen [5,7]. Auch heute noch wird vereinfachend die Äquivalenttemperatur als Maß für die Wärmebelastung benutzt [4]. In der Bewertung der Wirkungen von Änderungen der Lufttemperatur $\Delta\vartheta$ im Vergleich zu Änderungen des Wasserdampfdrucks Δe bestehen zwischen den verschiedenen Maßzahlen erhebliche Diskrepanzen. Die Modellrechnungen bestätigen die in der "Effektiven Temperatur" und in ähnlichen empirischen Größen enthaltene Entsprechung $\Delta\vartheta = c \cdot \Delta e$, mit $c \approx 0,3$ K/mb im Bereich um 20°C . Dabei wächst c mit der Temperatur und mit der Wärmeproduktion, auch die Luftbewegung und die Strahlungsverhältnisse haben einen Einfluß. Von ganz extremen Fällen abgesehen bleibt $c < 0,4$ K/mb, so daß es nur einem Bruchteil des bei der Berechnung der Äquivalenttemperatur auftretenden Faktors $c \approx 1,5$ K/mb (bei Normaldruck) entspricht. Mit geringen Erhöhungen des Wasserdampfgehalts erkaufte Temperaturerniedrigungen sind deshalb bezüglich der Wärmebelastung des Menschen günstiger zu be-

werten als der Vergleich der Äquivalenttemperaturen angibt. Lediglich für den Atmungsanteil der Wärmeabgabe, der abhängig von den Temperatur- und Feuchteverhältnissen der Umgebung 10 bis 15 % der gesamten Wärmeabgabe ausmacht, liegt der Faktor c mit 1,2 K/mb nahe bei dem der Äquivalenttemperatur. Hier überwiegt auch der latente Anteil, während er bei der Wärmeabfuhr über die Oberfläche nur unter Belastungsbedingungen den fühlbaren und Strahlungswärmestrom übertrifft.

2.2 Andere teilweise gegensätzliche Aspekte

Mit der allgemeinen Forderung nach einer Begünstigung der "Durchlüftung" des Stadtgebiets wird neben dem Abbau des Temperaturüberschusses die Verdünnung und der Abtransport von Luftverunreinigungen, deren Quellen im Stadtgebiet liegen, angestrebt. Luftbewegungen in dem "Bestandsraum" der Stadt sollen unterstützt werden. Dieser Forderung entgegen steht das Bedürfnis nach windgeschützten Zonen im eigentlichen Aufenthaltsbereich, auf Terrassen und Balkonen, in Parkanlagen, Freibädern, Einkaufsstrassen. Möglichkeiten der teilweisen Auflösung dieses Problems bietet die Berücksichtigung der bevorzugten Richtungen für Stark- und für Schwachwinde durch die Vermeidung bzw. Anlage von Schleusen. Weiterhin sollten lokale Düseneffekte vermieden werden, auf der anderen Seite ist eine weitgehende Abschirmung von Bereichen ohne Emissionsquellen, auch thermischer Art, z.B. beschattete Innenhöfe von Einzelgebäuden oder Wohnblocks, durchaus anzustreben.

Ein weiteres Gegensatz-Paar soll hier nur als Stichwort genannt werden: Besonnung und Beschattung. Forderungen, die beide im Bereich der Einzelplanung von Gebäuden und Straßen auftauchen, jahreszeitlich variierend und sehr häufig mit anderen, z.B. den thermischen, verknüpft.

3 BEISPIELE VON PROJEKTEN

Die thermischen Aspekte verdunstender Oberflächen im Stadtgebiet sind im Abschnitt 2.1 behandelt worden. Am Projekt einer Dachbegrünung in einem Krankenhausgelände - als Alternative zu einem Trockendach mit Kiesauflage - haben wir modellmäßige Betrachtungen über die verschiedenen Auswirkungen angestellt [6]. Zu den insgesamt positiv zu bewertenden thermischen Auswirkungen kamen noch einige weitere Gesichtspunkte, wie die Verminderung der Staub- und in geringerem Ausmaß auch der Abgasimmission sowie auch der Lärmbelastung in dem unmittelbar anschließenden Bettenhaus.

Zwei Projekte, die das Problem "Durchlüftung" tangierten, befaßten sich

hauptsächlich mit der Errichtung von Schutzwällen gegen die Lärm- und Abgasemissionen einer Autobahn bzw. einer Umgehungsstraße (Tangente). Der "Autobahn"-Damm verläuft in etwa 1,5 km Entfernung fast parallel zum Gebirgsrand, den Ausläufern des Nordschwarzwaldes, die das Rheintal in SW-NE-Richtung verlaufend begrenzen. Ein vorhandener etwa 8 m hoher Erdwall von knapp 1 km Länge soll weitergeführt werden. Die Frage ist, ob der primär gegen den Lärm errichtete Schutzwall die Durchlüftung des geschützten Wohngebiets beeinträchtigt, wenn diese von der Hangzone her erfolgt, und damit die abendliche Wärmebelastung im Sommer vergrößert. Die seit zwei Jahren laufenden lokalen Windmessungen zeigten, daß nur in seltenen Fällen kurzzeitig südöstliche Luftströmungen von der Hangzone her auftreten. Bei Wetterlagen mit hoher Wärmebelastung erfolgt die Luftzufuhr hauptsächlich aus dem nordöstlich gelegenen Waldgebiet.

Im Gegensatz zum Autobahn-Projekt verläuft der "Tangenten"-Wall quer zur bevorzugten Windrichtung und zur Richtung des Rheintals von NW nach SE. Er soll ein unmittelbar nordöstlich anschließendes Erholungsgelände um einen parallel zur Straße und zum Wall geführten Wasserlauf (die Alb) gegen die Lärm- und Abgasemissionen der Umgehungsstraße schützen. Zu befürchten war eine mit der Errichtung des Walls verbundene Bremsung der Luftströmungen aus beiden Hauptrichtungen, SW und NE und damit eine mangelhafte Durchlüftung des interessierenden Geländeeinschnitts. Durch die Ausformung des Geländes und die Anordnung der Baumpflanzungen wurde versucht, die bei Messungen beobachtete Ablenkung der bodennahen Luftströmung in der Richtung des Geländeeinschnitts zu unterstützen. Ein zusätzliches Randproblem brachte die Schattenwirkung des Schutzwalls für die Nutzung des dicht anschließenden Gartengeländes. Einen Kompromiß zwischen wachsender Lärm- und abnehmender Abgasemission erfordert die Festlegung einer optimalen Fahrgeschwindigkeit. Sie kann nach einem Bewertungsschema erfolgen, dem für die beteiligten Komponenten die Abstände von den Immissionsgrenzwerten zugrunde gelegt sind.



Die Lage der Immissionsschutzwälle
 (1) an der Autobahn parallel zum Talgrund
 (2) an der "Tangente", quer zur Tal- und Hauptwindrichtung

Literatur

- [1] Becker, F.: Bioklimatische Reizstufen für eine Raumbewertung zur Erholung. Forsch.- u. Sitzungsber. d. Akademie f. Raumforsch. u. Landesplanung, Bd. 76 (1972) S. 45-61.
- [2] Chandler, T.J.: Absolute and relative humidities in towns. Bull. AMS 48 (1967) S. 394-399.
- [3] Chandler, T.J.: Urban climatology and its relevance to urban design. WMO, Tech. Note No. 149, Genf 1976.
- [4] Harlfinger, O.: Vergleichende Untersuchung der physiologischen Wärmebelastung zwischen Mitteleuropa und den Mittelmeerländern. Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. B, 23 (1975) S. 81-98.
- [5] Höschele, K.: Die Ermittlung optimaler thermischer Bedingungen in Gebäuden aus einem Modell des menschlichen Wärmehaushalts. Teaching the teachers on Building Climatology, preprints Vol. 2, Nr. 38. The national Swedish Institute for Building Research, Stockholm 1972.
- [6] Höschele, K.: Klimatische Wirkungen einer Dachbegrünung. Garten und Landschaft 84, 334-337 (1974).
- [7] Höschele, K.: Der menschliche Wärmehaushalt bei vermindertem Luftdruck. Preprints INRCA-Kongress, Ancona 1976, S. 25-27.
- [8] Landsberg, H.E.: The assessment of human bioclimate. WMO Techn. Note No. 123, Genf 1972.
- [9] Myrup, L.O.; Morgan, D.L.: Numerical model of the urban atmosphere. Vol. 1, The city-surface interface. Contributions in Atm. Science No. 4, University of California-Davis, 1972
- [10] Oke, T.R.: Evapotranspiration in urban areas and its implications for urban climate planning. Preprints, C.I.B. Colloquium, Teaching the Teachers on Building Climatology, Stockholm 1972.
- [11] Staiger, H.: Temperatur- und Feuchtigkeitsprofile durch das Stadtgebiet von Karlsruhe. Studienarbeit Meteorol. Inst. Karlsruhe 1968 (nicht veröffentlicht).

EIN BEITRAG ZUR VERTIKALEN TEMPERATURVERTEILUNG ÜBER EINER GROSZSTADT

ALOIS MACHALEK

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, A-1190 Wien

Kurzfassung

Auf Grund von Messungen an zwei Türmen in Wien konnte das vertikale Temperaturprofil über einer Großstadt studiert werden. Über dem Stadtkern konnte eine Schicht kälterer Luftmassen (Kälteinsel-Effekt oder cross-over-Effekt) nachgewiesen werden, die eine Abhängigkeit von der Jahreszeit und den Windverhältnissen aufweist und durch die vertikale Schadgasverteilung (SO_2) dokumentiert wird. Weiters wurde der vertikale Temperaturgradient über dem Stadtzentrum, insbesondere das Auftreten von Inversionen untersucht.

1 PROBLEMSTELLUNG

Auf dem Gebiete der Stadtklimatologie wurde der Temperaturanalyse weit mehr Augenmerk gewidmet als allen anderen meteorologischen Parametern. Hierbei ist aber weit weniger über die vertikale als über die horizontale Temperaturverteilung bekannt, was auf die Schwierigkeiten bei solchen Untersuchungen hinweist. In einigen Städten wurden die verschiedensten Meßpraktiken, wie Ballone, Meßtürme, hohe Bauwerke, Hubschrauber etc., angewandt, die vielfach nur stichprobenartige Ergebnisse, aber keine homogenen Meßreihen lieferten. Das gleiche gilt auch für Temperaturdifferenzen zwischen Stadt und Land in bestimmten Niveaus der unteren atmosphärischen Grundschicht.

2 DIE WIENER MESSUNGEN

Für die in Wien gewonnenen Messungen war es von Vorteil, daß zwei hohe Bauwerke vorhanden sind, nämlich das eine im Stadtzentrum - der 137m hohe Südturm des Stephansdomes - und das andere in einem noch relativ unverbauten Stadtgebiet - der 252m hohe Donauturm. Die Türme liegen ungefähr 5 km Luftlinie voneinander entfernt bei annähernd gleicher Seehöhe. Die Messungen wurden mittels Platin-Hartglaswiderstandsthermometer in 5 verschiedenen Höhen durchgeführt und dauerten von Januar 1973 bis September 1976. Die in den Höhen 5, 25, 50, 80 und 110m gewonnenen Temperaturregistrierungen wurden in 2-Stunden Intervallen ausgewertet und mit der Rechenanlage der Zentralanstalt bearbeitet. Gleichzeitig wurden am Stephanurm Schwefeldioxidmessungen nach dem Absorptionsverfahren von Bamberger-Nußbaum-Liesegang und mittels kontinuierlich registrierender Gasspurenanalytoren der Marke Picoflux durchgeführt, die E. Link in seiner Dissertation behandelte.

3 DER KÄLTEINSEL-EFFEKT

Die Temperaturverhältnisse in bodennahen Luftschichten in einer Stadt sind weitgehend bekannt, wobei in der Stadt ein Wärmeüberschuß gegenüber dem Land besteht, der auf die große Wärmekapazität von Häusern und Straßen zurückzuführen ist. Diese Eigenschaft hat eine langsamere und nachhaltigere Erwärmung zur Folge und verhindert aber auch eine rasche Abkühlung. Mit dabei von Bedeutung ist auch die "Glashauswirkung" der Dunstglocke über der Stadt, die zwar die Einstrahlung am Tag vermindert, aber noch mehr die nächtliche Ausstrahlung.

Die Stadt stellt somit im Vergleich zur Umgebung eine Wärmeinsel dar, die nach herkömmlicher Meinung weit über das Dachniveau, das ja eine zweite Erwärmungsebene darstellt, hinausreicht. Lediglich in wenigen Arbeiten ist zu finden, daß über der Stadt im Vergleich zur Umgebung eine Schicht kälterer Luftmassen liegt, wie stichprobenartige Messungen in New York, San Franzisko und Palo Alto gezeigt haben. Man hat diese Schicht wegen des Überkreuzens der vertikalen Temperaturkurven Stadt-Land als "cross-over-Schicht" bezeichnet, die hier "Kälteinsel" genannt werden soll, als Gegensatz zur "Wärmeinsel" (cold island - heat island).

Aus den Untersuchungen ging hervor, daß es über der Stadt Wien in einer bestimmten Höhe über Grund ebenfalls zu negativen Temperaturdifferenzen bei einem Vergleich Stadt-Land kommt. Die über dem Stadtzentrum gemessenen Temperaturen sind fallweise niedriger als die in gleicher Höhe über dem Freiland gemessenen. Diese Kälteinsel ist in den Wintermonaten mit Ausnahme weniger Stunden um Mittag in einer Höhe von ungefähr 50 bis 60 m über dem Dachniveau des Stadtkernes anzutreffen, während ab Mitte Mai dieser Effekt verschwindet und stattdessen sich eine Wärmeinsel

bildet. Über der Kälteinsel nimmt die Temperaturdifferenz Stadt-Land wieder etwas ab und geht infolge der in diesen Höhen vorherrschenden advektiven Luftströmungen einer Temperaturgleichheit zwischen Stadtbereich und Freiland entgegen.

Der Tagesgang dieser Temperaturschichtung zeigt, daß der Kälteinselleffekt, der hauptsächlich bei antizyklonalen bzw. gradientschwachen Wetterlagen auftritt, eindeutig von der Jahreszeit abhängt und von Februar bis Mai mit zunehmender Sonneneinstrahlung verschwindet. Im Monat Mai liegt bereits ganztägig eine Wärmeinsel über der Stadt, die tagsüber ein ausgeprägtes Maximum aufweist.

Es gelang auch die Abhängigkeit der Kälteinsel von den herrschenden Windverhältnissen nachzuweisen. Demnach scheint sich bei Windgeschwindigkeiten von 5 - 10 m/s die Kälteinsel über den Stadtzentrum aufzubauen, wogegen es bei Windgeschwindigkeiten unter 4 m/s zur Ausbildung einer Wärmeinsel kommt.

3.1 Auswirkungen auf die SO₂-Verteilung

Die am Stephansturm im Zentrum von Wien gewonnenen Schwefeldioxid-Ablagerungswerte bekräftigen in markanter Weise den Kälteinselleffekt und zwar in der Form, daß neben dem Zusammenwirken von thermo-dynamisch bedingten Austauschprozessen den Strahlungsverhältnissen vorrangige Bedeutung zukommt.

Die Kälteinsel beginnt unterhalb von 50 m, aber noch über dem mittleren Dachniveau. E. Link konnte zeigen, daß die SO₂-Ablagerungen im 50m-Niveau sehr hohe Summenwerte aufweisen. Zwischen 50 und 110m nimmt der SO₂-Wert stark ab, was durch die Existenz der Kälteinsel auf seine Wirkung als Sperrschicht hinweist. Die durchwegs neuerliche starke Zunahme von Schwefeldioxid in 110 m Höhe erklärt sich nun im Verlauf der kälteren Jahreszeit im Gegensatz zur heizungsfreien Periode im Sommer, nicht als Folgeerscheinung einer erhöhten Ansammlung von Schwefeldioxid in der Umgebungsluft auf Grund einer ausgeprägten thermischen Schichtbildung, sondern ist eine Folge des verstärkten advektiven Luftmassentransportes und ist somit als Relativwert ein Maß für das in der Luft enthaltene Schwefeldioxid.

Aus den SO₂-Ablagerungen über der inneren Stadt ist somit ein ursächlicher Zusammenhang zwischen der Ansammlung von luftverunreinigenden Stoffen und der Kälteinsel zu erkennen.

In Abbildung 1 ist der Kälteinselleffekt schematisiert wiedergegeben. Die vertikale Temperaturverteilung über der Stadt (S) und über Land (L) ist äquivalent einem mittleren, winterlichen Schönwettertag, während die SO₂-Werte

einer 28-tägigen Meßperiode derselben Jahreszeit entsprechen.

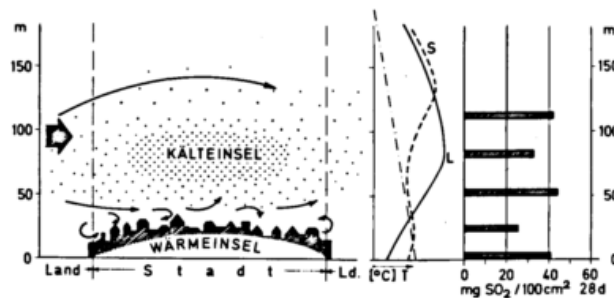


Abbildung 1: Der Kälteinselleffekt im Zusammenhang mit der vertikalen SO₂-Verteilung

3.2 Ursachen des Kälteinselleffekts

Die Ursachen des Kälteinselleffekts sind nicht gänzlich geklärt, eine Modellstudie ist in Arbeit. In der Literatur findet man 3 Theorien: 1. die vertikale Luftmischung über der Stadt, 2. starke Aufwinde über der Stadt, die durch Absinkvorgänge über dem offenen Land kompensiert werden und 3. der Strahlungsverlust in einer Schicht, die über der Stadt wesentlich mehr luftverunreinigende Stoffe enthält als über Land.

Wie die Schwefeldioxidverteilung zeigt, ist als Hauptursache der Strahlungsverlust der innerstädtischen Luftschicht anzunehmen. Über dem Stadtkern tritt erwartungsgemäß im Winter ein vielfaches an Luftverunreinigungen auf, wodurch von vornherein diese Luftschicht ein größeres Absorptionsvermögen besitzt als die umgebende Luft. Dadurch stellt sich über dem inneren Stadtgebiet in einer bestimmten Höhenschicht ein Strahlungsverlust ein, welcher der Ansammlung von luftverunreinigenden Stoffen quasi proportional ist und durch das Absinken der Temperatur gekennzeichnet ist. Diese Temperaturabnahme kann in den Wintermonaten nicht durch die Erwärmung vom Boden her kompensiert werden und tritt eben als Kälteinsel über der Stadt in Erscheinung.

Die horizontale Ausdehnung der Kälteinsel ist zur Zeit noch ungeklärt, reicht aber mit Sicherheit kaum über das dichtverbaute Stadtzentrum hinaus. Die Größenordnung des Kälteinselleffektes ist weit kleiner als die des Wärmeinselleffektes, aber bei Betrachtung der Ausbreitungsbedingungen von Luftverunreinigungen von nicht zu unterschätzender Bedeutung.

4 DAS VERTIKALE TEMPERATURPROFIL

Zur Beurteilung der Ausbreitungsbedingungen von luftverunreinigenden Stoffen in und über einer Stadt ist die

Kenntnis der vertikalen Temperaturverteilung von primärer Bedeutung; und zwar bekommt das Temperaturprofil der bodennahen Dekameter eine gewichtige Rolle.

4.1 Temperaturgradient

Um einen Überblick auf die therm-

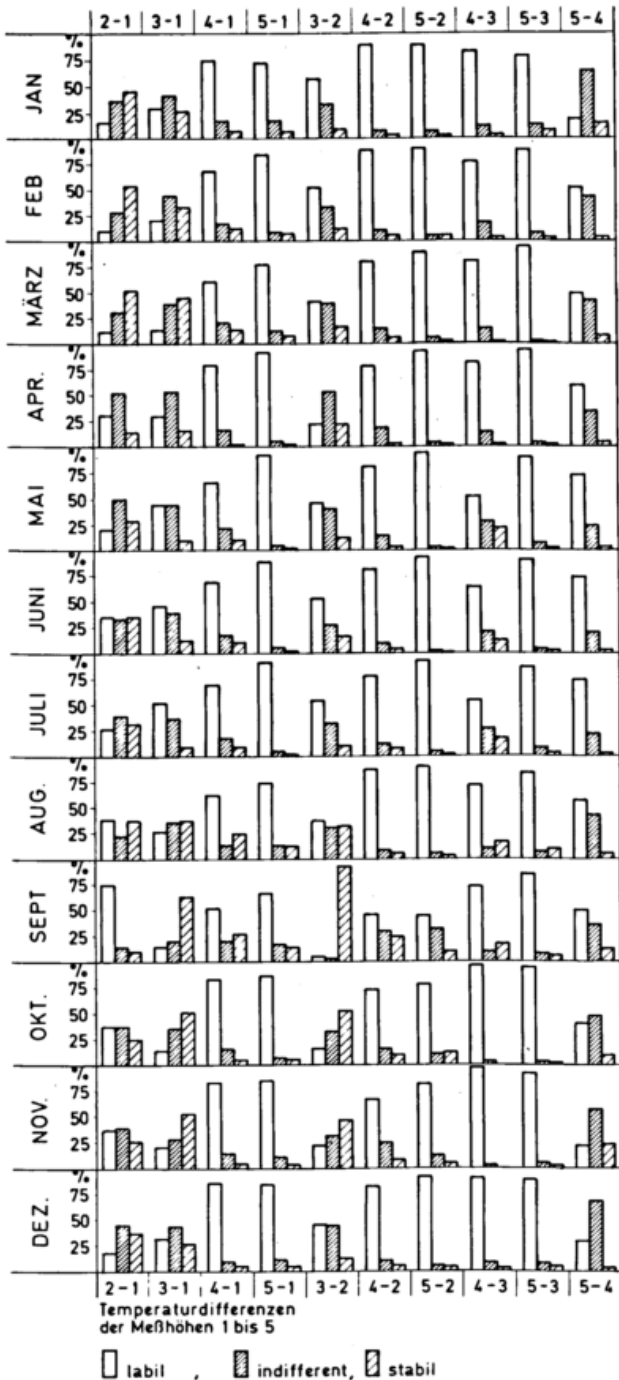


Abbildung 2: Jahresgang der relativen Häufigkeiten (in %) der Temperaturdifferenzen der Meßhöhen 1 bis 5

ischen Verhältnisse über dem Stadtzentrum zu gewinnen, wurden Temperaturdifferenzen zwischen den jeweiligen Meßhöhen gebildet und je nach deren Wert in Gruppen zusammengefaßt. Dabei gilt Meßhöhe 1=5m, 2=25m, 3=50m, 4=80m und Meßhöhe 5=110m über Grund, die Gruppierung erfolgte in 3 Klassen: labile Luftschichtung (Temperaturabnahme mit der Höhe), indifferente Luftschichtung (Isothermie bzw. Temperaturdifferenzen zwischen -0,3 und +0,3 Grad) und stabile Luftschichtung (Temperaturzunahme mit der Höhe). Die Ergebnisse dieser Unterteilung werden als relative Häufigkeiten in Prozenten für die Monate Januar bis Dezember in Abbildung 2 wiedergegeben.

Für die Temperaturverteilung bis zur Dachhöhe (das zeigt die Temperaturdifferenz 2 minus 1) sind die komplizierten Strömungsverhältnisse in Straßen und Höfen von wesentlicher Bedeutung, wobei die Dachebene eine weitere Erwärmungsfläche darstellt. Während in den Sommermonaten keine der drei Temperaturdifferenzen ein markantes Maximum aufweist, so dominiert in den Wintermonaten die stabile Schichtung. Einen relativ großen Prozentanteil nimmt während des ganzen Jahres die indifferente Schichtung ein. Die 75% bei negativen Temperaturdifferenzen im September sind auf einen kurzfristigen Geräteausfall zurückzuführen.

Betrachtet man die Schichtung bis 50 m, so überwiegt bereits im Sommer die labile, in den Übergangsmonaten die stabile Schichtung, während in den Wintermonaten der indifferente Temperaturgradient vorherrscht.

Bei einem Bereich Boden bis zu 80m hat die negative Temperaturdifferenz bzw labile Schichtung ein eindeutiges Übergewicht. Inversionen treten nur mehr bis zu 25% auf. Das findet man noch verstärkt bei der Schichtung bis 110 m, wo ganzjährig in über 75% aller Fälle eine labile Schichtung registriert wurde.

Wie sehr das Dachniveau als eine Art "2.Boden" bei der Bildung des Temperaturgradienten von Bedeutung ist, zeigt die Differenz 25 zu 50 m. Hier sind häufige Inversionslagen im Herbst zu erkennen, während sonst die Durchmischung dieses Schichtbereiches im Wechsel von labilen und indifferenten Gradienten ausgeprägt ist.

Alle anderen Temperaturdifferenzen hingegen zeigen ein Maximum der labilen Schichtung, was auf den turbulenten Austausch der Luftmassen über der Stadt und somit auf eine Unterbindung des Aufbaues von Inversionen zurückzuführen ist.

4.2 Inversionen

Inversionen hemmen den vertikalen Luftmassenaustausch, verstärken die An-

sammlung der luftverunreinigenden Stoffe in Bodennähe und haben somit eine ähnliche Wirkung wie die Kälteinsel. Im Gegensatz zur Wärmeinsel, die ja die

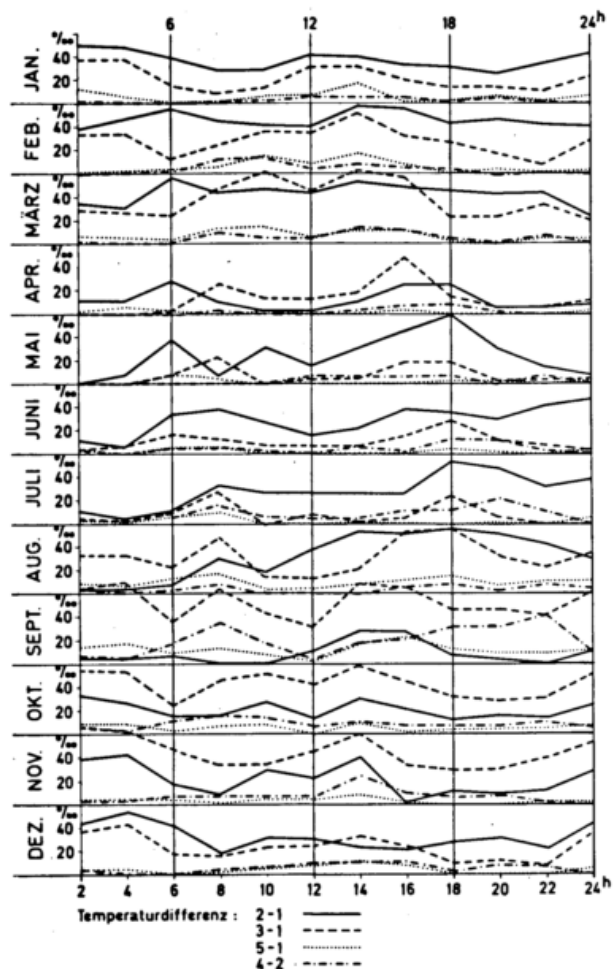


Abbildung 3: Tagesgang der relativen Häufigkeiten (in Promille) der Temperaturdifferenzen der Meßhöhen

vertikale Durchmischung und folglich die Zerstreung der Luftverunreinigung fördert. Demzufolge muß angenommen werden, daß die Wärmeinsel in den Zeiten starker Sonneneinstrahlung den Aufbau mächtiger Inversionen verhindert und lediglich kurzdauernde stabile Schichtungen ermöglicht. Diese Annahme wird von den Messungen über der Wiener Innenstadt bekräftigt. Die Temperaturdifferenzen zwischen den jeweiligen Meßhöhen am Stephansturm zeigen keinen eindeutig ausgeprägten Tagesgang der stabilen Schichtung. Lediglich die Luftmasse unterhalb 50m weist einen markanten Tagesgang der Inversionen auf, nämlich mit dem Maximum während der Nachtstunden und dem Minimum tagsüber während der Wintermonate (Abbildung 3). Im Sommer tritt die Wirkung des Dachniveaus als quasi zweite Oberfläche gut in Erscheinung, was aus der Inversionsbildung in den Abendstunden zu erkennen ist.

Oberhalb 50 m nimmt die stabile Schichtung überhaupt nur geringe Werte an.

Der Vergleich Inversionshäufigkeit über der Stadt und über Land ergibt somit eindeutig, daß es über verbautes Gebiet zu keinem markanten Aufbau mächtiger Inversionen kommen kann, das im Gegensatz zur Inversionsbildung über freiem Gebiet steht. Die auftretenden stabilen Schichtungen erreichen bloß geringe Ausmaße und sind nur von kurzer Dauer. Die Bedeutung von bodennahen Inversionen über der Stadt in bezug auf die Schadgasausbreitung kann daher nur von untergeordneter Art sein. Die SO_2 -Messungen in Wien haben hingegen gezeigt, daß dem Effekt der Kälteinsel als Sperrschicht des vertikalen Austausches in den Monaten der größten Luftverunreinigungskonzentrationen eine große Bedeutung beizumessen ist, wobei dem Zusammenwirken von Kälteinsel und Inversionen besonderes Interesse zugewandt werden muß. Ebenso muß der Einfluß der Kälteinsel auf die städtische Grenzschicht (boundary layer) noch detaillierter studiert werden. Diesbezügliche Studien werden in Wien durchgeführt.

5 LITERATUR

- Bach, W.: An Urban Circulation Model. Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. B (1970), 18.
- Berg, H.: Der Einfluß einer Großstadt auf Bewölkung, Niederschlag und Wind. Biokl. Beibl. (1943) 10, S. 65-70.
- Bornstein, R.: Observation of the Urban Heat Islandeffect in New York. J. Appl. Met (1968) 7, S. 575-582.
- Duckworth-Sandberg: The Effect of Cities upon Horizontal and Vertical Temperatur Gradient. Am. Met. Soc. Bull. (1954) 35.
- Kratzer, A.: Das Stadtklima. 1956.
- Link, E.: Spezielle Untersuchung des SO_2 Gehaltes der Luft in der unteren atmos. Grundsicht in Wien. Diss. Wien, 1975.
- Machalek, A.: Das vertikale Temperaturprofil über der Stadt Wien. We. u. Le. (1974) 26, S. 87-93.
- Machalek, A.: Der Einfluß eines Betonturmes auf die Temperaturregistrierung. We. u. Le. (1974) 26, S. 69-86.
- WMO Technical Notes, No. 108 (1968)
No. 134 (1975)
No. 149 (1976)

PROFIL DER LUFTZIRKULATION IN EINEM STADTGEBIET

Guglielmo Zanella

Istituto di Scienze Geografiche - Laboratorio di Climatologia

Facoltà di Magistero

Università di Parma, Italia

ZUSAMMENFASSUNG

Achtjährige Beobachtungsreihen des Windes an zwei Stationen von Parma, eine in der inneren Stadt und die andere an ihrem Rand, werden statistisch verglichen. Die Untersuchung betrachtet die folgenden Aspekte:

1. Tagesgang der Calmen und der Windgeschwindigkeit für Monaten, Jahreszeiten und Jahr.
2. Verteilung des Windes nach Geschwindigkeitsklassen und kritischer Wert der Windgeschwindigkeit, der bestimmt ob der Wind in der inneren Stadt stärker ist als am Stadtrand.
3. Mittlere Richtung des Windes an den zwei Stationen.

1. EINLEITUNG

Wie die umfangreiche Literatur zum Stadtklima erkennt, gibt es einen ausgeprägten Unterschied zwischen dem Profil des Windes in einer Stadt und in ihrer Umgebung. Die unebene Morphologie von jedem Stadtraum hindert die regionalen Winde, die deswegen von ihrer Richtung abweichen und ihre Geschwindigkeit vermindern. Die Stadt macht eine Wärmeinsel aus, die einen horizontalen thermischen Gradienten rundherum bestimmt und deswegen kann ein Stadtraum eine Konvergenz von Luftmassen nach der Stadt selbst anzuregen. Die Reibung und die höhere Temperatur rufen ausserdem eine grössere Erschütterung in der Luftzirkulation in einem Stadtraum hervor.

Im Rahmen dieser Betrachtungen werden in dieser Arbeit die Ergebnisse von einem Vergleich der dreistündlichen Beobachtungen über den Wind in Parma (Poebene) besprochen, die von 1968 bis 1975 an zwei Stationen, 2,5 Km etwa voneinander entfernt, eine (Osservatorio Meteorologico dell'Università) in der inneren Stadt und die andere (Stazione Meteorologica dell'Aeronautica Militare) in ihrer nordwestlichen Umgebung an dem Flughafen durchgeführt wurden.

2. CALMEN

Der Vergleich der zwei Stationen zeigt vor allem, dass die Häufigkeit der Calmen ($V < 1$ m/s) in der inneren Stadt von November bis März höher ist, das heisst in den kältesten Monaten, während der Flughafen in den anderen Monaten

mehr Calmen verzeichnet als die Stadtstation. Der Tagesgang, im allgemein, zeigt, dass die Innenstadt in den Stunden mit höchster Lufterwärmung weniger Calmen hat als der Flughafen (Abb.1). In den wärmsten Stunden der Sommermonaten (12, 15, 18, TMG) ist die Häufigkeit der Calmen in der inneren Stadt 2/5 derjenigen an dem Flughafen.

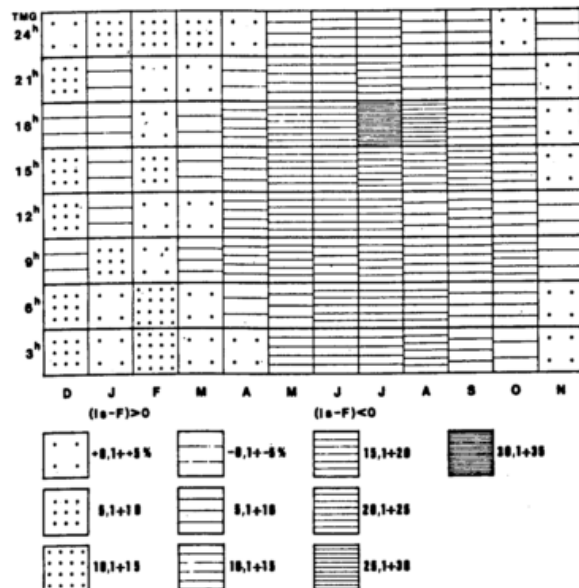


Abb.1. Schematischer Vergleich des Tagesgangs der Häufigkeit der Calmen ($V < 1$ m/s) in der Innenstadt (Is) und am Flughafen (F) Monat für Monat.

3. WINDGESCHWINDIGKEIT

Als Jahresmittel ist die Windgeschwindigkeit in der inneren Stadt niedriger als am Flughafen. Abb.2 zeigt den mittleren jahreszeitlichen Tagesgang der Windgeschwindigkeit in der Innenstadt und am Flughafen. Dabei kann man sehen, dass, im allgemeinen, die Kurven der zwei Stationen, mit ein gut ausgeprägtes Minimum und Maximum im Frühling und in Sommer, dem Tagesgang der Lufttemperatur folgen. Im Winter, im Frühling und im Herbst, ausser um 9 Uhr und 18 Uhr, ist die Windgeschwindigkeit an der Stadtstation immer niedriger als am Flughafen, während im Sommer, ausser um 21 Uhr, ereignet sich das Gegenteil.

Die Tabelle 1 enthält für jeden Monat, jede Jahreszeit und für das Jahr die mittleren Werte der Windgeschwindigkeit an den zwei Stationen. Wie daraus zu entnehmen ist, ist, den ganzen Tag hindurch, die Windgeschwindigkeit höher an der Stadtstation im Juli und beinahe so auch im August; dagegen ist sie höher am Flughafenstation im November und in den Winter- und Frühlingsmonaten. Im Juni, September und Oktober ist das Verhältniss unbestimmt.

Um bestätigen zu können, ob die Zirkulation während besonderer Perioden des Jahres und besonderer Stunden des Tages mit schwachen Regionalwinden in der inneren Stadt aktiver ist, hat man die Windgeschwindigkeit am Flughafen und in der Innenstadt nach drei Klassen vergleicht. Als Basis für diesen Vergleich hat man die Windgeschwindigkeit am Flughafen betrachtet.

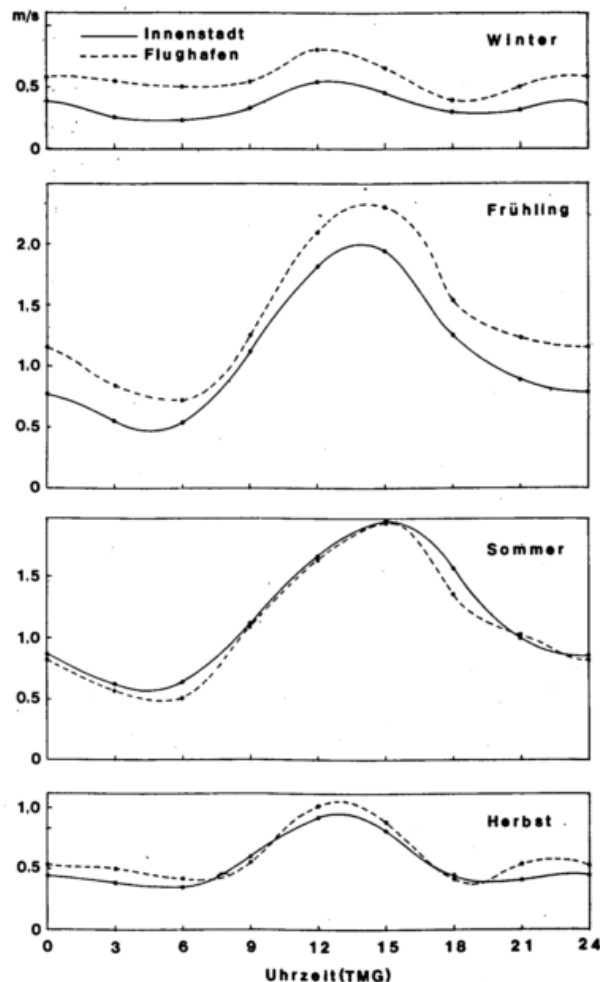


Abb.2. Mittlerer jahreszeitlicher Tagesgang der Windgeschwindigkeit an zwei Stationen.

Tabelle 1. Dreistündliche Mittelwerte der Windgeschwindigkeit in der Innenstadt (Is) und am Flughafen (F) in den Monaten, Jahreszeiten und in dem Jahr.

	0 ^h		3 ^h		6 ^h		9 ^h		12 ^h		15 ^h		18 ^h		21 ^h	
	Is	F	Is	F	Is	F	Is	F	Is	F	Is	F	Is	F	Is	F
Dezember	0,23	0,43	0,20	0,44	0,18	0,40	0,31	0,41	0,39	0,64	0,25	0,44	0,23	0,30	0,21	0,43
Januar	0,27	0,49	0,26	0,44	0,20	0,37	0,18	0,37	0,38	0,55	0,32	0,51	0,29	0,30	0,29	0,39
Februar	0,38	0,90	0,37	0,84	0,39	0,80	0,53	0,87	0,91	1,32	0,73	1,16	0,41	0,60	0,48	0,75
WINTER	0,29	0,60	0,27	0,57	0,26	0,51	0,34	0,54	0,55	0,82	0,43	0,69	0,31	0,39	0,32	0,52
März	0,55	0,95	0,51	0,81	0,45	0,75	0,81	1,02	1,50	2,07	1,49	1,94	0,85	1,24	0,66	1,06
April	0,86	1,34	0,63	1,03	0,57	0,81	1,35	1,54	2,01	2,31	2,23	2,79	1,45	1,92	0,93	1,35
Mai	0,94	1,08	0,58	0,74	0,59	0,67	1,21	1,21	1,97	2,04	2,14	2,33	1,55	1,64	1,12	1,41
FRÜHLING	0,77	1,14	0,58	0,86	0,53	0,74	1,12	1,25	1,83	2,14	1,95	2,35	1,28	1,60	0,90	1,27
Juni	1,10	1,12	0,73	0,76	0,72	0,60	1,30	1,35	1,83	1,81	2,21	2,39	1,97	1,77	1,39	1,50
Juli	0,92	0,90	0,68	0,60	0,68	0,58	1,14	1,11	1,75	1,69	2,05	1,98	1,73	1,35	0,98	0,93
August	0,54	0,48	0,49	0,33	0,49	0,36	0,87	0,83	1,46	1,41	1,58	1,52	1,15	0,95	0,63	0,64
SOMMER	0,85	0,83	0,63	0,56	0,63	0,51	1,10	1,09	1,68	1,63	1,94	1,96	1,61	1,35	1,00	1,02
September	0,42	0,36	0,39	0,40	0,36	0,34	0,63	0,58	1,12	1,16	1,32	1,21	0,55	0,44	0,40	0,47
Oktober	0,43	0,54	0,39	0,49	0,37	0,38	0,63	0,47	0,83	0,88	0,77	0,70	0,34	0,23	0,36	0,41
November	0,47	0,68	0,35	0,66	0,34	0,55	0,49	0,64	0,73	1,02	0,52	0,78	0,42	0,62	0,46	0,63
HERBST	0,44	0,53	0,38	0,52	0,36	0,43	0,59	0,56	0,89	1,02	0,87	0,89	0,44	0,43	0,41	0,54
JAHR	0,58	0,78	0,46	0,63	0,45	0,55	0,79	0,87	1,24	1,40	1,29	1,47	0,91	0,94	0,65	0,84

Tabelle 2. Mittlerer jahreszeitlicher Tagesgang der Windgeschwindigkeit am Flughafen nach drei Geschwindigkeitsklassen; prozentuelle Differenzen zwischen Flughafen und Innenstadt ($\Delta = \frac{F - I_s}{F} \%$).

KLASSEN	0 ^h		3 ^h		6 ^h		9 ^h		12 ^h		15 ^h		18 ^h		21 ^h		
	F	Δ	F	Δ	F	Δ	F	Δ	F	Δ	F	Δ	F	Δ	F	Δ	
	m/s	%	m/s	%	m/s	%	m/s	%	m/s	%	m/s	%	m/s	%	m/s	%	
WINTER	0-2,3	0,3	45,5	0,2	37,5	0,3	44,4	0,3	22,2	0,3	8,3	0,3	20,0	0,1	-40,0	0,3	22,2
	2,4-5,4	3,1	55,0	3,4	60,8	3,2	60,9	3,2	57,7	3,3	47,1	3,5	46,0	3,7	51,9	3,5	52,8
	≥5,5	6,5	45,9	6,2	46,8	7,7	47,6	7,1	46,7	7,5	41,9	7,6	46,5	6,7	56,4	6,4	39,1
FRÜHLING	0-2,3	0,4	7,1	0,3	-9,1	0,3	-9,1	0,5	-50,0	0,9	-25,0	0,8	-34,5	0,4	-53,3	0,4	-15,4
	2,4-5,4	3,4	44,7	3,4	49,2	3,3	49,1	3,4	39,0	3,5	26,4	3,6	29,5	3,5	35,4	3,7	39,7
	≥5,5	6,8	38,4	7,1	50,0	6,4	45,9	7,3	35,5	7,4	34,5	7,6	34,1	8,1	44,5	7,1	46,8
SOMMER	0-2,3	0,3	-66,7	0,3	-58,3	0,3	-90,0	0,5	-31,6	1,4	-40,0	0,9	-51,5	0,5	-135,3	0,3	-75,0
	2,4-5,4	3,3	31,1	3,5	43,5	3,3	40,7	3,6	34,6	3,4	25,6	3,6	22,7	3,5	16,5	3,5	28,9
	≥5,5	6,7	36,5	6,3	48,0	6,7	50,2	6,7	41,0	7,0	30,4	7,1	33,6	7,6	38,5	6,8	39,3
HERBST	0-2,3	0,3	-22,2	0,3	-22,2	0,2	-25,0	0,3	-45,5	0,6	-15,0	0,4	-50,0	0,1	-100,0	0,2	-28,6
	2,4-5,4	3,2	49,5	3,2	65,4	3,2	60,5	2,5	17,9	2,7	14,6	3,4	31,7	3,4	40,7	3,4	50,4
	≥5,5	6,3	54,6	7,0	41,8	8,1	35,5	7,5	38,6	6,7	34,0	7,4	40,0	7,0	41,2	6,4	50,0

Für jede Jahreszeit hat man, nach jeder Klasse, den mittleren Wert der Windgeschwindigkeit am Flughafen und die prozentuelle Differenz zwischen diesem und dem mittleren Wert der gleichzeitigen Messungen in der inneren Stadt berechnet. Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind in Tab.2 gezeigt. Von ihrer Besichtigung kann man gleich bemerken, dass die Zirkulation in der inneren Stadt im Frühling, Sommer und Herbst, in der Klasse 0-2,3 m/s, aktiver um alle Stunden, ausser um 0 Uhr im Frühling, ist. Der höchste prozentuelle Unterschied (135,3%) erscheint um 18 Uhr im Sommer. Der Winter, ausser um 18 Uhr, ist die einzige Jahreszeit, in der sich das erforschte Verhalten nicht zeigt. Für die anderen zwei Klassen ist die Windgeschwin-

digkeit am Flughafen in allen Jahreszeiten und in allen Stunden immer höher als in der inneren Stadt.

Überdies von graphischer Darstellung der Beziehung V_F versus V_{I_s} wird der kritische Wert des regionalen Windes bestimmt, unter dem die Windgeschwindigkeit in der inneren Stadt höher ist als am Flughafen. Wie Tabelle 3 zeigt, sind diese Werte höher in den wärmsten Stunden und in den wärmsten Monaten. Im allgemein erscheint dieser kritische Wert nicht in den winterlichen Monaten und auch nicht um 0 Uhr und 21 Uhr im Frühling und im Herbst.

4. WINDRICHTUNG

Die mittleren Windrichtungen, berechnete berücksichtigend auch die Windgeschwindigkeit nach den acht Grundrichtungen der Windrose, sind für jede Jahreszeit und für die beiden Stationen in Tabelle 4 angegeben. Man kann bemerken, dass die so berechnete Windrichtung, an beiden Stationen, eine Umdrehung von 360° über die 24 Stunden mit unregelmässiger Progression beschreibt. Den Tag hindurch ist der Winkel zwischen der mittleren Windrichtung am Flughafen und der mittleren Windrichtung an der Stadtstation immer positiv ausser um 15 Uhr im Frühling, Sommer und Herbst. Endlich, der mittlere Winkel zwischen den mittleren Richtungen an der zwei Stationen ist etwa 33° mit höchste Häufigkeit der Fälle zwischen 0° und 60°.

DANKSAGUNG

Ich danke Prof.A.L.Metnieks für die Unterstützung bei der Durchführung der Untersuchung.

Tabelle 3. Kritische Werte der regionalen Windgeschwindigkeit unter der die Zirkulation in der Innenstadt aktiver ist als am Flughafen.

Uhrzeit	WINTER	FRÜHLING	SOMMER	HERBST
TMG	m/s	m/s	m/s	m/s
0	-	-	0,4	-
3	-	0,3	0,7	0,2
6	-	0,4	0,4	0,2
9	-	1,1	1,0	0,5
12	-	1,3	1,6	0,3
15	-	1,0	1,8	1,0
18	-	0,9	2,1	0,4
21	-	-	1,1	-

Tabelle 4. Mittlere Richtungen des Windes an den zwei Stationen und Differenzen dazwischen.

		0 ^h	3 ^h	6 ^h	9 ^h	12 ^h	15 ^h	18 ^h	21 ^h
WINTER	F	249°50'	252°00'	276°50'	339°40'	352°20'	7°00'	344°15'	273°00'
	Is	242°10'	238°20'	181°30'	318°00'	334°30'	359°20'	268°50'	244°00'
	Δ	7°40'	13°40'	95°20'	21°40'	17°50'	7°40'	75°25'	29°00'
FRÜHLING	F	234°00'	233°40'	239°00'	20°20'	51°10'	85°50'	182°45'	228°00'
	Is	214°55'	195°10'	206°30'	309°30'	327°10'	91°50'	174°40'	189°40'
	Δ	19°05'	38°30'	32°30'	70°50'	84°00'	-6°00'	8°05'	38°20'
SOMMER	F	234°40'	246°00'	257°05'	2°20'	31°00'	14°30'	240°10'	243°40'
	Is	212°50'	217°20'	224°00'	342°00'	338°25'	61°20'	181°50'	223°20'
	Δ	21°50'	28°40'	33°05'	20°20'	52°35'	-46°50'	58°20'	20°20'
HERBST	F	243°10'	246°20'	245°40'	346°00'	16°30'	44°20'	249°20'	243°50'
	Is	192°30'	210°35'	203°45'	338°15'	14°00'	61°35'	127°50'	163°10'
	Δ	50°40'	35°45'	41°55'	7°45'	2°30'	-17°15'	121°30'	80°40'

LITERATUR

- Ackerman, B.: Wind field over the St. Louis metropolitan area. *J. Air Poll. Control Ass.* 24 (1974), S. 232-236.
- Angell, J.K.; Pack, D.H.; Dickson, C.R.; Hoeker, W. H.: Urban influence on night-time airflow estimated from tetron flights. *J. Appl. Meteor.* 10 (1971), S. 194-204.
- Bach, W.: An urban circulation model. *Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B* 18 (1970), S. 155-168.
- Brook, R.R.: The measurement of turbulence in a city environment. *J. Appl. Meteor.* 11 (1972), S. 443-450.
- Chandler, T.J.: Wind as a factor of urban temperatures—a survey in north-east London. *Weather* 15 (1960), S. 204-213.
- Chandler, T.J.: The climate of London. London: Hutchinson 1965.
- Conrad, V.; Pollak, L.W.: *Methods in Climatology*. Cambridge, Mass.: Harvard Univ. Press 1950.
- Davenport, A.G.: Instrumentation and measurements of wind speed spectra in a city. *Proc. Ist. Canad. Conf. Micromet. Teil II*, Toronto (1967), S. 361-369.
- Findlay, B.F.; Hirt, M.S.: An urban-induced mesocirculation. *Atmos. Environ.* 3 (1969), S. 537-542.
- Fosberg, M.A.; Rango, A.; Marlatt, W.E.: Wind computations from the temperature field in an urban area. Preprints, Conference on Urban Environment and Second Conference on Biometeorology, Amer. Meteorol. Soc. Philadelphia (1972), S. 5-7.
- Jones, P.M.; De Larringa, M.A.B.; Wilson, C.B.: The urban wind velocity profile. *Atmos. Environ.* 5 (1971), S. 89-102.
- Metnieks, A.L.: Sul regime del vento a Parma. *Ateneo Parmense, Ser. II* 9 (1973), S. 213-219.
- Munn, R.E.: Airflow in urban areas. In: *Urban Climates*, Tech. Note Nr. 108 (1970), WMO, Genf, S. 15-39.
- Peschier, J.: Wind and temperature profiles in an urban area. *Atmos. Sci. Group. Report Nr. 33* (1973), Univ. of Texas.
- Pooler, F.Jr.: Airflow over a city in terrain of moderate relief. *J. Appl. Meteor.* 2 (1963), S. 446-456.
- Santomauro, L.: Analysis of wind trend in an urban area situated on flat land. *Osservatorio Astronomico di Milano-Merate, Supplementi Meteorologici* 21 (1971), S. 1-22.
- Shiotani, M.: The relationship between wind profiles and stabilities of the air layer in the outskirts of the city. *J. Meteorol. Soc. Japan* 40 (1962), S. 315-329.
- Toperczer, M.: Ein Beitrag zur Struktur des Windes über Wien. *Arch. Met. Geoph. Biokl. Ser. B* 8 (1957), S. 66-74.
- Vukovich, F.M.: Theoretical analysis of the effect of mean wind and stability on an heat island circulation characteristic of an urban complex. *Mon. Weather Rev.* 99 (1971), S. 919-926.
- Vukovich, F.M.; Dunn, J.W.; Crissman, B.W.: A theoretical study of the St. Louis heat island: the wind and temperature distribution. *J. Appl. Meteor.* 15 (1976), S. 417-440.
- Wuerch, D.E.: An investigation of the resultant transport wind within the urban complex. *J. Appl. Meteor.* 11 (1972), S. 1346-1350.
- Zanella, G.: Il clima urbano di Parma. *Riv. Meteorol. Aeron.* 36 (1976), S. 125-146.

EIN VERFAHREN ZUR BIOKLIMATOLOGISCHEN BEWERTUNG DES THERMISCHEN MILIEUS

VON

G. JENDRITZKY, W. SÖNNING, H.J. SWANTES

DEUTSCHER WETTERDIENST

Zusammenfassung

Auf der Basis der Komfortgleichung nach FANGER, in der die sechs das thermische Milieu des Menschen bestimmenden Faktoren Lufttemperatur, Luftfeuchte, Windgeschwindigkeit, Strahlung, Bekleidung und Aktivität verknüpft sind, werden Modellrechnungen am Beispiel der Stadt Frankfurt/Main vorgestellt.

Für vielfältige Fragen in der Landesplanung, insbesondere der Siedlungsstrukturplanung, in der Stadt- und Kurortklimatologie sowie in der Gebäude- und Raumklimatologie ist es notwendig, Aussagen über die räumliche und zeitliche Variation der das thermische Milieu bestimmenden atmosphärischen Parameter zu machen. Physiologisch ist dabei die Komplexwirkung der Einflußgrößen bedeutsam, meteorologisch deren Wechselwirkungen.

Es hat nicht an Versuchen gefehlt, diese Komplexwirkung durch einfach zu berechnende Kenngrößen, Grenzwerte oder Indizes zu beschreiben. Man findet in der Literatur mehrere Dutzend solcher Verfahren, die bei speziellen Fragestellungen durchaus brauchbar sein können. Im Deutschen Wetterdienst wird von diesen für die Belange des Kurortklimadienstes die Äquivalenttemperatur und die Abkühlungsgröße verwendet.

Allen bisherigen Versuchen zur Erfassung des thermischen Milieus ist aber gemeinsam, daß einzelne oder mehrere Einflußgrößen auf das thermische Befinden und Empfinden des Menschen als konstant oder gar unwesentlich angenommen wurden. Eine umfassende Beschreibungsmöglichkeit der thermophysiologisch relevanten meteorologischen Bedingungen steht daher noch aus. Folgende Größen gehen in die Wärmebilanzgleichung des bekleideten Menschen ein:

H/A_{Du}	= Innere Wärmeproduktion bezogen auf die Oberfläche eines Einheitskörpers
I_{cl}	= Thermischer Widerstand der Bekleidung
t_a	= Lufttemperatur
t_{mrt}	= Mittlere Strahlungstemperatur
P_a	= Wasserdampfdruck der Luft
V	= Relative Windgeschwindigkeit

t_s = Mittlere Hauttemperatur

E_{sw}/A_{Du} = Wärmeverlust über die Oberfläche des Einheitskörpers durch Verdunstung von Schweiß

Bei konstanter innerer Wärmeproduktion, d.h. bei konstanter Aktivität sind die Hauttemperatur und die Schweißsekretion die beiden einzigen für das Wärmeempfinden wesentlichen physiologischen Parameter. FANGER /2/ fand nun, daß unter Komfortbedingungen ein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren Hauttemperatur bzw. der Schweißsekretion und der inneren Wärmeproduktion besteht, so daß sich die beiden letzten Terme in der obigen Aufzählung durch den ersten Term ausdrücken lassen. Wegen der Effizienz der Thermoregulationsmechanismen des Menschen ist in weiten Bereichen von "Diskomfort" die Wärmebilanzgleichung trotzdem ausgeglichen. Erst die zusätzliche Bedingung, daß die Hauttemperatur und die Schweißsekretion sich nur in relativ engen Grenzen ändern dürfen um Diskomfort zu vermeiden, macht die Erfüllung der Wärmebilanzgleichung hinreichend für thermisches Wohlbefinden; die Gleichung wird zur "Komfortgleichung" /2/.

Wenn sich nicht sämtliche Terme der Komfortgleichung zu Null ergänzen, herrscht "Diskomfort". Die Größe der Abweichung von Null ist dabei ein Maß für die thermische Belastung des Organismus; FANGER /2/ hat eine Beziehung zwischen dieser Abweichung und dem Empfinden auf einer psychophysischen Skala herstellen können.

In der praktischen Anwendung des FANGER-Verfahrens innerhalb der anfangs genannten Fragestellungen ist es notwendig, über typische Verhaltensweisen und Gewohnheiten der Bevölkerung bestimmte Annahmen zu machen, die es erlauben, die beiden nicht-meteorologischen Einflußgrößen Bekleidung und Aktivität auf das thermische Wohlbefinden entweder konstant zu halten oder nur in sinnvollen Grenzen in Abhängigkeit

von den meteorologischen Parametern variieren zu lassen. Danach wäre ein "Schonklima" ein solches, in dem durch "vernünftige", d.h. den meteorologischen Bedingungen angepaßte Bekleidung und Aktivität thermischer Komfort zu erreichen wäre. Daraus folgt nebenbei, daß die Festlegung der "Reizstärke" eines Bioklimas allein fragwürdig ist, da diese sehr stark durch Variation der beiden nichtmeteorologischen Variablen beeinflussbar ist /3/.

Die größte Schwierigkeit besteht unter Freilandverhältnissen in der Bestimmung der mittleren Strahlungstemperatur. Diese ist definiert als diejenige einheitliche Temperatur einer schwarzstrahlenden Umgebung eines Menschen in festgelegter Körperhaltung und Bekleidung, bei der der gleiche Wärmeverlust durch Strahlung auftritt wie unter natürlichen Verhältnissen. In die Berechnung der mittleren Strahlungstemperatur geht ein: die langwellige Strahlung sämtlicher Oberflächen von Erdboden, Gebäuden, Bewuchs etc., die kurzwellig reflektierte Sonnen- und Himmelsstrahlung von diesen Oberflächen und die direkte Bestrahlung eines Menschen durch Sonne und Himmel in Abhängigkeit von der Transmission, Trübung, Schichtdicke, Bewölkung und den astronomischen Parametern Deklination, Tageszeit und geographischer Breite. Um die Anwendbarkeit des von FANGER /2/ ursprünglich für Zwecke der Heizungs- und Lüftungstechnik entwickelten Verfahrens unter Freilandbedingungen zu prüfen, wurde versucht, anhand von Temperatur-, Feuchte- und Winddaten aus dem relativ engmaschigen temporären Meßnetz der Regionalen Planungsgemeinschaft Untermain (RPU) die Abweichungen von Komfortbedingungen für das Stadtgebiet von Frankfurt mit seiner näheren Umgebung zu berechnen. Dazu war eine Feinanalyse der o.a. meteorologischen Felder notwendig, wobei bei der Windanalyse neueste Ergebnisse von Windkanaluntersuchungen von verschiedenen Bebauungsstrukturen verwendet wurden. Danach wurde das Untersuchungsgebiet in 150 Raster von 1 km Kantenlänge eingeteilt und auf der Grundlage des Stadtplans wurde jedem so gebildeten Planquadrat eine von sechs möglichen Klassennummern zugeteilt, die darüber Aufschluß gibt, ob Grünflächen bzw. Parks, dichter Wald, offene Einfamilienhaussiedlungen, geschlossene mehrstöckige Bebauung, Hochhäuser oder Gewerbe- bzw. Industriegebiete vorherrschen. Für jede Klasse sind bestimmte Strahlungseigenschaften charakteristisch, die sich aus den Winkelfaktoren bezogen auf einen "Normmenschen", der Albedo und den Emissionskoeffizienten der Umgebungsoberflächen ergibt. Der Normmensch ist definiert als Person, die mit 3 km/h spazieren geht, sommerlich gekleidet ist (leich-

te Hose, offenes Hemd) und die in ihrer Wanderrichtung unabhängig von Sonnenstand und Windrichtung ist /3/. Die Berechnung der Strahlungsflüsse erfolgte für die Himmelsstrahlung nach VALKO/4/ und für die atmosphärische Gegenstrahlung nach BOLZ, FRITZ /1/.

Neben der Abweichung von Komfortbedingungen wurde noch die Äquivalenttemperatur und die Abkühlungsgröße nach HILL für jedes Planquadrat berechnet. Ein Vergleich dieser drei Felder zeigt die begrenzte Anwendbarkeit der beiden letzten Größen, da sie nicht in der Lage sind, alle Wertekombinationen der physiologisch relevanten Einflußgrößen zu beschreiben und so bestimmte Belastungssituationen nicht erfassen. Andererseits kann unter "Schwülebedingungen" bei Äquivalenttemperaturen über 49° durchaus thermisches Wohlbefinden eintreten.

Literatur:

- /1/ BOLZ, H.M. und FRITZ, H.:
Tabellen und Diagramme zur Berechnung der Gegenstrahlung und Ausstrahlung.
Z.Meteor. Bd.4 Nr.10 (1950),
S. 314-317
- /2/ FANGER, P.O.:
Thermal Comfort
McGraw-Hill, New York (1972)
- /3/ JENDRITZKY, G.:
Zur Problematik der medizinmeteorologischen Bewertung des thermischen Milieus.
Z.angew.Bäder-u.Klimaheilkunde 1976 eingereicht.
- /4/ VALKO, P.:
Die Himmelsstrahlung in ihrer Beziehung zu verschiedenen Parametern.
Arch.Meteor., Geophys., Bioklimat.
Service B 14 (1966) S. 337-359

UNTERSUCHUNG VON GASFÖRMIGEN LUFTVERUNREINIGUNGEN
MIT HILFE VON LASERN

H. Walther^{†)} und K.W. Rothe

Sektion Physik
der Universität München

Die technologische Entwicklung sowohl von Festfrequenz-Lasern wie auch von kontinuierlich abstimmbaren Lasern in den letzten Jahren hat die Möglichkeit eröffnet, mit Hilfe eines RADAR-ähnlichen Verfahrens Fernmessungen von gasförmigen Luftverunreinigungen durchzuführen. Die Technik wird unter dem Begriff LIDAR zusammengefaßt, da Licht anstelle von Mikrowellen verwendet wird. Beim Nachweis der Schadstoffgase kann auf unterschiedliche Streuprozesse zurückgegriffen werden.

Die zunächst bestechend erscheinende Verwendung der Ramanstreuung erwies sich bald wegen der sehr geringen Wirkungsquerschnitte als ungeeignet für die Messung über größere Entfernungen. Auch der Nachweis von Spurengasen in der Atmosphäre durch Fluoreszenzstreuung bringt Schwierigkeiten mit sich, da die angeregten Moleküle aufgrund von Stößen nur zu einem Bruchteil ihre Energie in Form von Strahlung abgeben. Bei elektronischen Übergängen kommt hinzu, daß die Fluoreszenzstrahlung wegen der Rotations-Vibrations-Aufspaltung des Grundzustandes über einen weiten Spektralbereich verteilt ist. Ein spektral schmalbandiger Nachweis, der notwendig ist, um die Hintergrundstrahlung zu unterdrücken, kann daher einen Großteil der Fluoreszenzstrahlung nicht erfassen.

Absorptionsmessungen in der Atmosphäre scheinen zunächst selbst bei Verwendung von gepulsten Lasern eine RADAR-ähnliche Messung auszuschließen, da zum Nachweis der Absorption in einer bestimmten Entfernung vom Laser Spiegel notwendig werden, welche die Laserstrahlung zum Ausgangspunkt zurück reflektieren. Damit scheint zunächst nur eine Messung über fest vorgegebene Strecken möglich. Es zeigt sich jedoch, daß die in der Atmosphäre vorhandenen Aerosole ausreichen, um über die Mie-streuung bei dieser Messung als Spiegel zu dienen. Da die Aerosole überall in der Atmosphäre vorhanden sind, wird aus jeder Entfernung ein Teil der Lichtintensität zurückgestreut, so daß eine zeitabhängige Beobachtung der rückge-

streuten Intensität Auskunft über die Absorption des Laserlichts als Funktion der Entfernung gibt. Führt man Messungen in einem Wellenlängenbereich durch, in dem die Mie-streuung praktisch konstant ist, jedoch nicht die Molekülabsorption, so kann über den Nachweis des rückgestreuten Lichtes in Abhängigkeit von der Zeit und der Wellenlänge die Konzentration einer Substanz als Funktion der Entfernung festgestellt werden. Diese Methode der differentiellen Absorption ist sehr universell und läßt sich sowohl bei elektronischen Übergängen als auch bei Rotations-Vibrations-Übergängen anwenden.

Der erste experimentelle Nachweis von atmosphärischer Verunreinigung mit Hilfe dieses Verfahrens ist von Rothe, Brinkmann und Walther durchgeführt worden /1,2/. Eine Übersicht über die insgesamt bisher erzielten Ergebnisse und deren theoretische Grundlagen ist in dem Artikel von Rothe und Walther /3/ enthalten. Darüber hinaus wurde inzwischen die Leistungsfähigkeit und Bandbreite des Verfahrens demonstriert, indem die dreidimensionale Ausbreitung des Wasserdampfes von Kühlturm-fahren in Abhängigkeit von der Zeit registriert und ausgewertet wurde. Der Einsatz einer solchen Apparatur ermöglicht es, von einem einzigen Standort aus die räumliche und zeitliche Konzentrationsverteilung einer Substanz zu verfolgen.

- /1/ K.W. Rothe, U. Brinkmann, H. Walther: Application of Tunable Dye Lasers to Air Pollution Detection: Measurements of Atmospheric NO₂ Concentrations by Differential Absorption, Appl. Phys. 3, 115 (1974)

^{†)} auch Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V., Projektgruppe für Laserforschung

- /2/ K.W. Rothe, U. Brinkmann, H. Walther: Remote Measurement of NO₂ Emission from a Chemical Factory by the Differential Absorption Technique, Appl. Phys. 4, 181 (1974)
- /3/ K.W. Rothe, H. Walther: Remote Sensing Using Tunable Lasers, in Tunable Lasers and Applications, herausgegeben von A. Mooradian, T. Jaeger, P. Stokseth, Springer Verlag, Heidelberg 1976

DIE LOKALKLIMATISCHEN WIND- UND INVERSIONS- VERHÄLTNISSE VON BERLIN

Horst Malberg

Institut für Meteorologie, Berlin

1 EINFÜHRUNG

Für die tägliche Wettervorhersage, für gutachterliche Stellungnahmen sowie für die empirische wie theoretische Erfassung von Ausbreitungsvorgängen anthropogener Luftbeimengungen ist die Kenntnis der lokalklimatischen Windverhältnisse sowie der physikalischen Inversionsparameter von grundlegender Bedeutung. Zwar sind die Grundzüge dieser Größen qualitativ schon lange bekannt, doch erfordern die gezielten, an die Meteorologie herangetragenen Anforderungen detaillierte quantitative Antworten. Aus der umfangreichen Untersuchung der Verhältnisse in Berlin (W) seien erste Ergebnisse vorgelegt.

2 DATEN UND METHODE

Die Untersuchung der Bodenwindverhältnisse in Berlin basiert auf den Klimabeobachtungen der Stationen Tempelhof und Tegel (beide Deutscher Wetterdienst) sowie Dahlem (Meteor. Institut der FU), d.h. auf den Windbeobachtungen von 7, 14 und 21 Uhr. Sie wurden durchgeführt für einen 20jährigen Zeitraum für Tempelhof und Dahlem (1953-72) und für ein 10jähriges Intervall (1963-72) in Tegel. Da der Transport der Luftbeimengungen wesentlich oberhalb der Anemometerhöhe erfolgt, ist anhand der täglichen synoptischen Beobachtungen von 13 Uhr ferner der Winkel zwischen aktuellem und geostrophischem Wind berechnet worden. Der Untersuchungszeitraum war ebenfalls 1953-1972.

Die Untersuchung der Inversionen erfaßte alle Situationen mit einer Untergrenze bis zu 1000m über Grund. Je nach der Höhe der Untergrenze wurden sechs Grundklassen definiert, und zwar B: 0-100m, C: 101-300m, D: 301-500m, E: 501-750m, F: 751-1000m. Als Untersuchungszeitraum wurden die Jahre 1965-74 herangezogen, wobei Radiosondenaufstiege von 7 Uhr für 1965-71 und von 12 Uhr von 1969-1974 ausgewertet wurden.

3 ERGEBNISSE

3.1 Die lokalklimatischen Windverhältnisse

3.1.1 Die mittleren jährlichen Bodenwindverteilungen

Wie die Untersuchungen gezeigt haben, sind die Grundzüge der Windverteilung im gesamten Stadtgebiet erwartungsgemäß gleich. Im Detail ergeben sich jedoch bemerkenswerte Unterschiede. Da diese in den Jahresmitteldarstellungen besonders gut zum Ausdruck kommen, sei nur auf diese eingegangen.

In den Abbildungen 1-3 ist dargestellt, mit

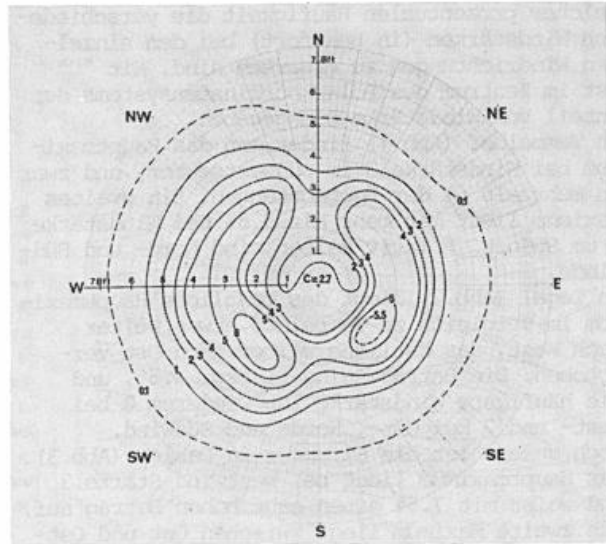


Abb. 1 Windverteilung in Tempelhof

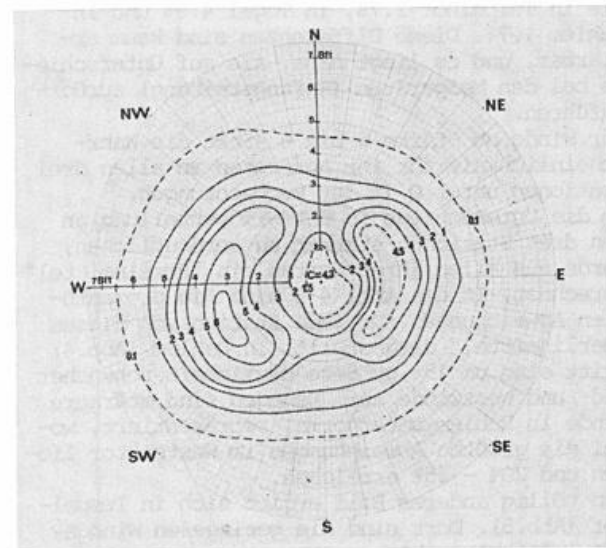


Abb. 2 Windverteilung in Tegel

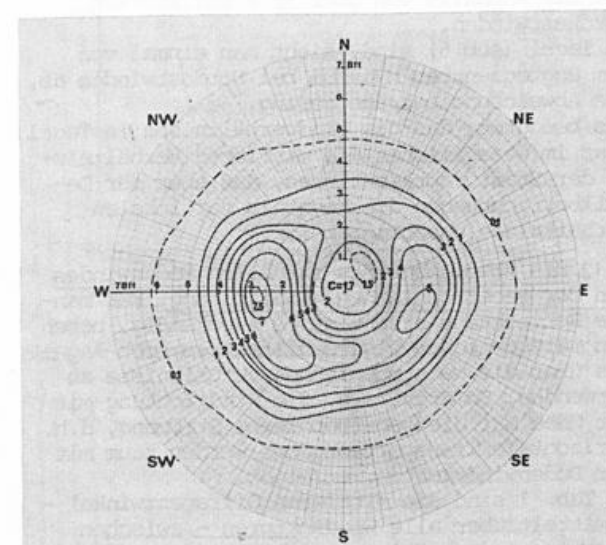


Abb. 3 Windverteilung in Dahlem

welcher prozentualen Häufigkeit die verschiedenen Windstärken (in Beaufort) bei den einzelnen Windrichtungen zu erwarten sind. Mit "C" ist im Zentrum des Polarkoordinatensystems der Anteil von Windstärke 0 angegeben.

In Tempelhof (Abb.1) findet man das Hauptmaximum bei Windstärke 3 im Südwestsektor, und zwar in mehr als 6% der Beobachtungen. Ein zweites Maximum liegt mit mehr als 5.5% bei Windstärke 2 um Südost. Relativ selten sind Nord- und Südwinde.

In Tegel (Abb.2) liegt das westliche Hauptmaximum im Vergleich zu Tempelhof etwas weiter nach West, das östliche weiter nach Ost verschoben. Die Beträge sind 6% bzw. 4.5%, und die häufigste Windstärke ist wieder 3 bei West- und 2 bei Ost-, Nord- und Südwind.

Noch anders ist die Struktur in Dahlem (Abb.3). Das Hauptmaximum liegt bei Westwind Stärke 3 und weist mit 7.5% einen sehr hohen Betrag auf. Das zweite Maximum liegt zwischen Ost und Ost-südost und erreicht 5%.

Auffällig sind die Unterschiede windstillen Situationen. Nach den Beobachtungen betragen sie in Tempelhof 2.7%, in Tegel 4.3% und in Dahlem 1.7%. Diese Differenzen sind kaum erklärbar, und es liegt nahe, sie auf Unterschiede bei den Meßgeräten (Anfangsreibung) zurückzuführen.

Für Winde ab Stärke 5 bis 6 sinkt die Wahrscheinlichkeit für ihr Auftreten an allen drei Stationen unter 0.1% der Beobachtungen.

Um die Unterschiede in der Windverteilung an den drei Stationen stärker zu verdeutlichen, wurde aus allen ihren Werten ein "Berlinmittel" berechnet. In den Abb. 4-6 sind die prozentualen Abweichungen für jede Station von diesem "Berlinmittel" dargestellt. In Dahlem (Abb.4) tritt eine um 15% größere Häufigkeit schwacher Süd- und Westwinde auf. Dagegen sind stärkere Winde in Dahlem unternormal repräsentiert, wobei die größten Abweichungen im Westsektor liegen und 20% - 25% erreichen.

Ein völlig anderes Bild ergibt sich in Tempelhof (Abb.5). Dort sind die geringeren Windgeschwindigkeiten bis zu 20% unterrepräsentiert. Überdurchschnittlich groß sind die Häufigkeitswerte ab Windstärke 4. Besonders ausgeprägt ist die Anomalie von über 35% bei starken Nordwestwinden.

In Tegel (Abb.6) sieht man einmal von dem engbegrenzten Minimum bei Nordostwinden ab, die Abweichungsbeträge gering.

Das bedeutet, daß die Windverhältnisse in Tegel zwar im wesentlichen die mittleren Verhältnisse der Stadt repräsentieren, daß aber für Detailbetrachtungen die Kenntnis der lokalen Verhältnisse unabdingbar ist.

3.12 Die Abweichung des aktuellen Bodenwindes von der geostrophischen Windrichtung. Für manche Betrachtung erscheint es zweckmäßig, neben den tatsächlichen Windverhältnissen noch Angaben über die geostrophischen Verhältnisse zu verwenden. So dreht z.B. die Windrichtung mit der Höhe auf die geostrophische Strömung, d.h. horizontale Transportvorgänge werden kaum mit der Bodenwindrichtung erfolgen.

In Tab. 1 sind die mittleren Differenzwinkel - gemittelt über alle Windsektoren - zwischen geostrophischem und Bodenwind mit mittlerer Abweichung und Streuung angegeben.

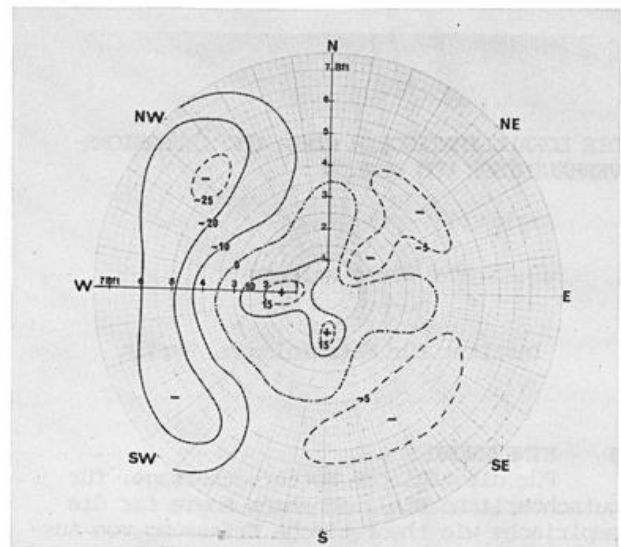


Abb. 4 Abweichungen in Dahlem

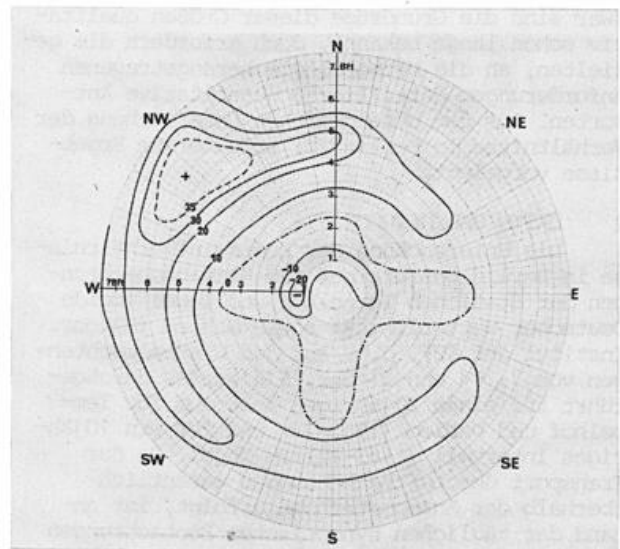


Abb. 5 Abweichungen in Tempelhof

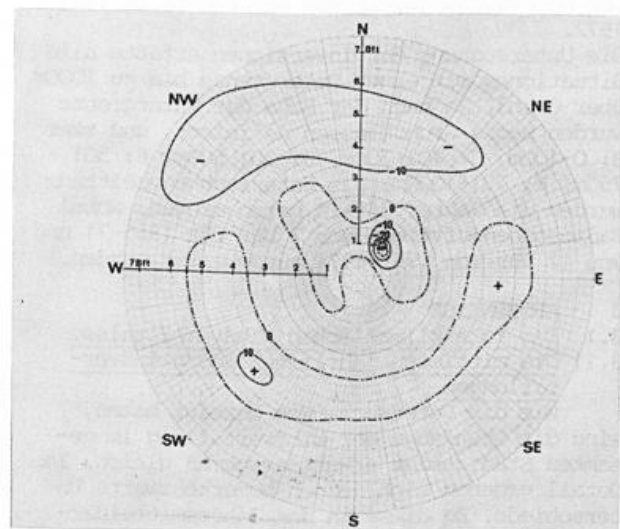


Abb. 6 Abweichungen in Tegel

Tabelle 1

	Frü	Som	Her	Win
α ($^{\circ}$)	22	22	25	28
Abw. ($^{\circ}$)	22	28	19	18
β ($^{\circ}$)	33	40	28	27

Wie man erkennt, sind die Winkel jahreszeitenabhängig und liegen zwischen 22° und 28° . Sie sind wesentlich kleiner als bisher allgemein angenommen wurde. Die Streuung erreicht ihren größten Wert bei den gradientschwachen sommerlichen Wetterlagen.

Auf die Frage, inwieweit eine Abhängigkeit vom Windsektor, und zwar als Ausdruck der örtlichen Reibungsverhältnisse wie der Luftmassenstabilität vorliegt, gibt Abb.7 Aufschluß.

Wie man erkennt, stimmen im Sommer bei Winden um Süd aktuelle und geostrophische Windrichtung praktisch überein. Sowohl über West wie über Ost nimmt die Ablenkung zum tiefen Druck hin zu; sie erreicht bei Westwind 17° , bei Ostwind 29° . Der größte Differenzwinkel tritt mit 45° bei Nordwind auf.

Auch in den anderen Jahreszeiten liegt ein relatives Minimum des Differenzwinkels bei Süd- bis Südwestwind vor. Dabei ist jedoch der Unterschied zwischen den Verhältnissen von Süd- und Nordströmung im Winter weniger groß (25° zu 35°) als im Frühjahr (9° zu 32°) und Herbst (20° zu 37°).

3.2 Die lokalklimatischen Inversionsverhältnisse

3.21 Mittlere Häufigkeit von Inversionen. In Tab. 2 ist für den 7 Uhr-Termin die mittlere Anzahl der Inversionen in den einzelnen Inversionsklassen und Jahreszeiten wiedergegeben.

Tabelle 2

7 Uhr	B	C	D	E	F	(n)
Win	21.4	22.1	14.0	10.4	7.1	75.1
Frü	22.9	19.3	9.6	7.0	2.3	61.0
Som	20.1	21.1	5.6	5.3	1.0	53.1
Her	36.8	15.0	8.8	7.1	4.3	71.9

Die größte Inversionshäufigkeit in den unteren 1000m tritt im Winter und Herbst mit Werten über 70 auf. Bodeninversionen (B) sind in den Herbstmonaten an rund 37 Tagen, d.h. an 40% aller Herbsttage zu erwarten.

Tab. 3 ist zu entnehmen, welcher Prozentsatz der um 7 Uhr beobachteten Inversionen zur Mittagszeit noch vorhanden ist.

Tabelle 3

	B	C	D	E	F	Total
Win	55	71	99	141	145	88.3
Frü	3	19	66	143	326	46.2
Som	0	6	36	51	350	17.9
Her	9	51	91	123	170	48.7

Die günstigsten Bedingungen für eine Andauer der Bodeninversion bis zum Mittag (und u.U. bis zum Folgetag) sind im Winter vorhanden, wenn sich 55% aller Frühinversionen als resistent erweisen. Im Sommer werden hingegen alle Bodeninversionen, im Frühjahr 97% und im Herbst 91% aufgelöst.

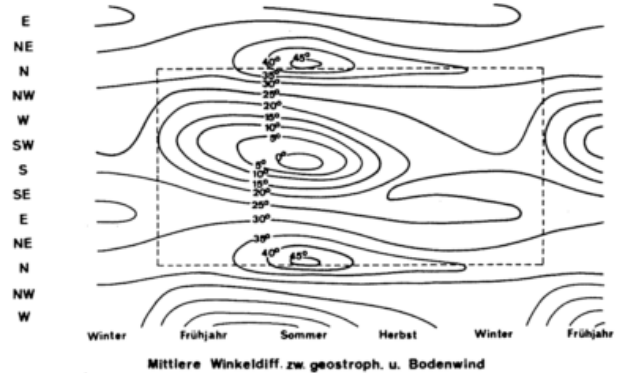


Abb. 7

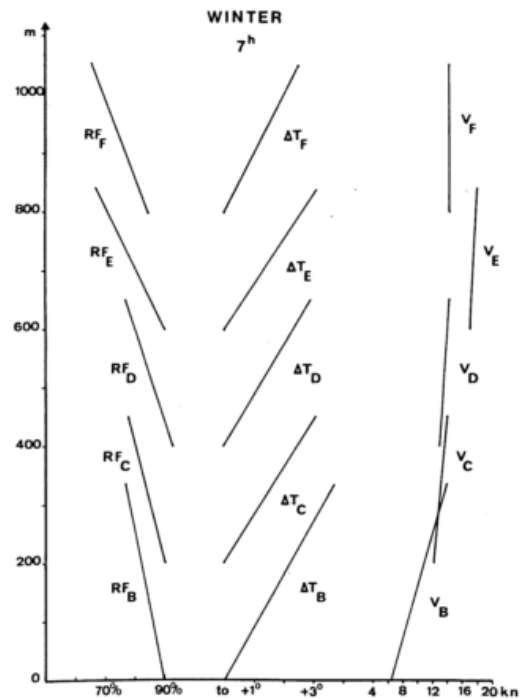


Abb. 8 Inversionsverhältnisse im Winter, 7^h

Jedoch muß dabei beachtet werden, daß im Herbst 51% der C-Klasse (100-300m) erhalten bleiben, während es im Frühjahr nur 19% und im Sommer sogar nur 6% sind.

Allgemein läßt sich feststellen: In der B-, C- und D-Klasse nimmt die Anzahl der Inversionen vom Morgen zum Mittag ab. Dabei ist die Abnahme am größten in B, mäßig groß in C und am kleinsten in D.

Dieser Sachverhalt wird erklärlich, wenn man bedenkt, daß durch die Einstrahlung die Inversionsuntergrenze im Tagesverlauf angehoben wird.

Die Inversionen der E- und F-Klasse sind zwar absolut gesehen weniger häufig als die tiefer gelegenen, doch nimmt ihr prozentualer Anteil vom Morgen zum Mittag zu. (Eine Ausnahme bilden nur die E-Inversionen im Sommer, deren Verhalten dann auch allein von der täglichen Temperaturwelle bestimmt wird). Offensichtlich handelt es sich bei der E- und F-Klasse zum Teil um einen anderen Inversionstyp.

3.22 Tages- und jahreszeitlicher Gang der Inversionsparameter. Die Stärke von Inversionen ist im wesentlichen bestimmt durch ihre vertikale Mächtigkeit und den Betrag ihrer Temperaturzunahme mit der Höhe. Als weitere Parameter sind Feuchte und Windverhältnisse im Inversionsbereich von Bedeutung.

Die mittleren jahreszeitlichen Verhältnisse für Winter und Sommer, und zwar für 7 Uhr und 12 Uhr, sind in den Abb. 8-11 wiedergegeben. Dabei läßt sich für jede Grundklasse die durchschnittliche Inversionsmächtigkeit an der Ordinate ablesen. Eingezeichnet ist ferner die mittlere relative Feuchte und Windgeschwindigkeit an der Inversionsuntergrenze sowie die Feuchte-, Temperatur- und Windänderung im Inversionsbereich. Die Gradienten von Feuchte, Temperatur und Wind sind aus den Darstellungen ableitbar.

Im Winter erreicht um 7 Uhr (Abb.8) die Bodeninversion eine Mächtigkeit von 335m. Die relative Feuchte beträgt am Boden rund 90% und nimmt bis zur Inversionsobergrenze auf 77% ab. Die Temperaturzunahme beträgt 3.7° . Die Windgeschwindigkeit wächst von 6 kn am Boden auf 14 kn an der Inversionsobergrenze an.

Mächtigkeit und Intensität der höherliegenden Inversionen ist geringer als bei der Bodeninversion, auch nimmt die Windgeschwindigkeit innerhalb der Inversion kaum noch zu.

Um 12 Uhr (Abb.9) beträgt die Mächtigkeit der Bodeninversion rund 420m, der Temperaturanstieg beträgt 4.1° ; die relative Feuchte geht auf 85% an der Basis und 68% an der Obergrenze zurück. Auch bei den höher gelegenen Inversionen ist eine Verstärkung festzustellen.

Im Sommer sind um 7 Uhr (Abb.10) die Bodeninversionen nur 250m mächtig, wobei ihre Temperatur um 2.1° mit der Höhe zunimmt. Die Feuchte beträgt an der Untergrenze 72%, an der Obergrenze 54%. Zum Mittag (Abb.11) haben sich alle Boden- und fast alle C-Inversionen aufgelöst.

Im Vergleich zum Winter zeigt sich deutlich, daß Mächtigkeit und Intensität der Inversionen aller Höhenklassen wesentlich weniger stark ausgeprägt sind.

Die vorstehenden Betrachtungen und Aussagen sind allein anhand der Mittelwerte erfolgt. Die Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß die mittleren Werte in die Klasse größter Häufig-

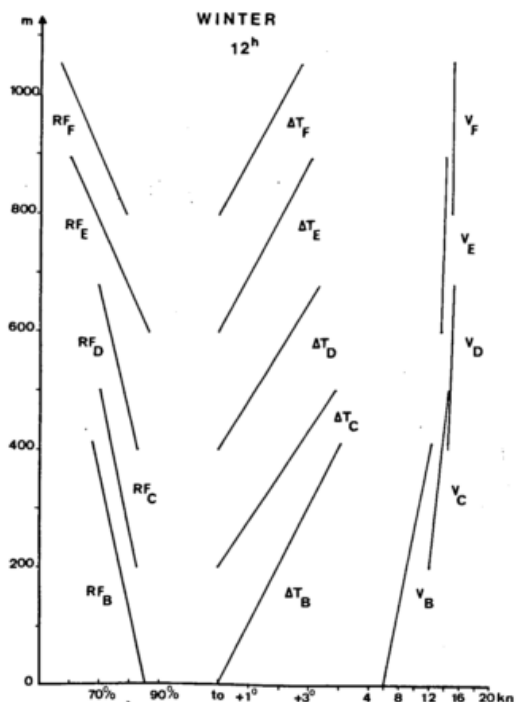


Abb. 9 Inversionsverhältnisse im Winter, 12^h

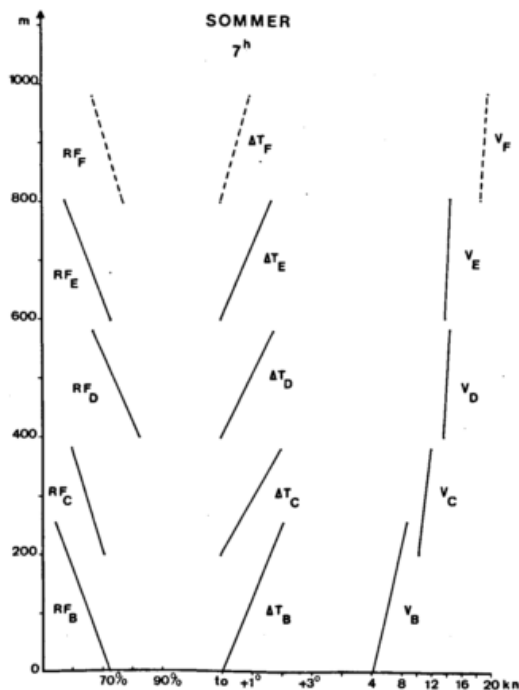


Abb. 10 Inversionsverhältnisse im Sommer, 7^h

keit hineinfallen, so daß aus Gründen einer anschaulichen Diskussion der lokalen Verhältnisse diese Betrachtungsweise gerechtfertigt erscheint. Bestätigt werden die grundsätzlichen Aussagen über die bodennahen Inversionen auch durch Fesselballonsondierungen, die gemeinsam mit H. Riehl in Berlin-Gatow durchgeführt wurden.

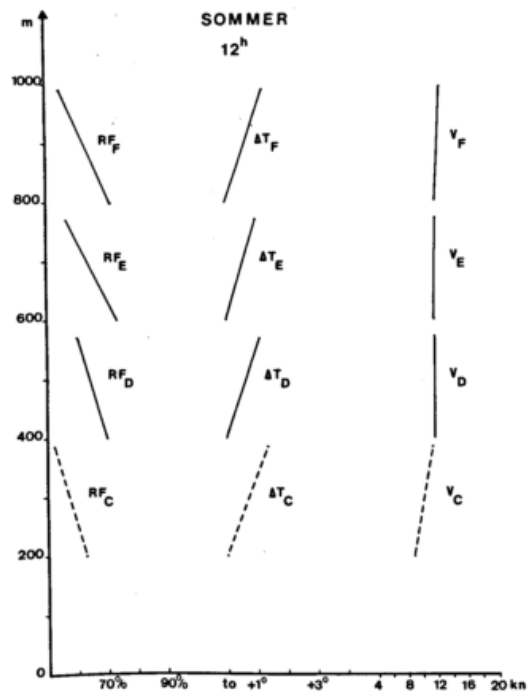


Abb. 11 Inversionsverhältnisse im Sommer, 12^h

DARSTELLUNG DES ZEITLICHEN ABLAUFES VON SO_2 -VERTEILUNGEN ÜBER BERLIN-WEST IM ZEITRAFFERFILM

Benno Carus
Freie Universität Berlin
Institut für geophysikalische Wissenschaften und Hochschulfilmreferat

Die raum-zeitliche Schadstoffverteilung in einem großstädtischen Ballungsgebiet wird von der Advektion aus dem Umland, von der Emission innerhalb des Gebietes und von meteorologischen Parametern bestimmt. Die Komplexität der Zusammenhänge wird am Beispiel von Berlin-West in einem Film dargestellt, der die Struktur der Stadt und den Aufbau des SO_2 -Meßnetzes (4 km Maschenweite) erläutert und exemplarisch den zeitlichen Ablauf der SO_2 -Verteilungen über 48 Stunden in seiner Abhängigkeit von verschiedenen meteorologischen Parametern und Vorgängen (Temperatur, Temperaturschichtung, Luftmassenwechsel, Windänderung, Niederschlag) diskutiert .

1 DAS BERLINER SO_2 -MESSNETZ

1.1 Der technische Aufbau

Die erste Ausbaustufe des Berliner Meßnetzes umfaßt 31 Stationen, die in einem regelmäßigen Gitternetz mit 4 km Maschenweite angeordnet sind. Diese Maschenweite wurde gewählt, um die unterschiedliche Struktur der Stadtbebauung zu erfassen und die Bewegungen von SO_2 -Maxima innerhalb der Stadt zu verfolgen. Außerdem ist ein Vergleich mit anderen Ballungsgebieten gewährleistet.

Die Gitterschnittpunkte stellen die ideale Lage der Meßstellen dar. Aber nur in den seltensten Fällen gelang es, die Station innerhalb eines 100 m Umkreises vom Schnittpunkt zu errichten. Es wurden daher zwei Toleranzbereiche eingerichtet: bis zu 400 m im Umkreis für dichtbesiedelte Gebiete, hier liegen die meisten Stationen, und ein 800 m Toleranzbereich für die dünner besiedelten Randgebiete.

Drei Voraussetzungen mußten erfüllt sein, um eine Station zu errichten: 1. Stromanschluß und 2. Telefonanschluß mußten vorhanden sein, 3. es wurden öffentliche Gebäude gewählt, um einen aufwendigen Meßhüttenbau zu vermeiden. Aus wirtschaftlichen Gründen wurde vorerst auf Stationen in den Waldgebieten im Westen Berlins verzichtet, da hier nur geringe Belastungen zu erwarten sind.

Nur ein Schnittpunkt mußte der realen Lage der Meßstelle angeglichen werden, nämlich der Punkt im Bezirk Stadtmitte, der mehr als 800 m weit in Ost-Berlin liegt. Bei den hier zu erwartenden hohen Konzentrationen wäre eine zu große Positionsverfälschung aufgetreten.

1.2 Die Datenübertragung und -verarbeitung
Grundlage der Übertragung sind ständige

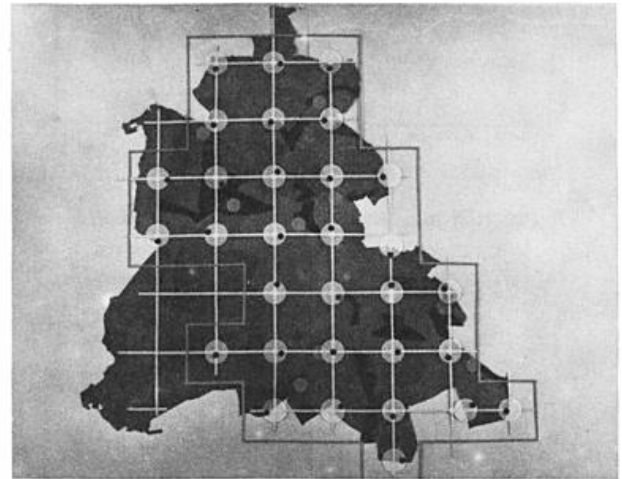


Abb. 1 Die Verteilung der Meßstellen (Die graue Fläche ist das Stadtgebiet von Berlin-West, an den Gitterschnittpunkten sind die 800 m Toleranzbereiche mit der realen Meßpunktlage markiert, Industriegebiete sind dunkelgrau, die hellgrauen Punkte sind Kraftwerke.)

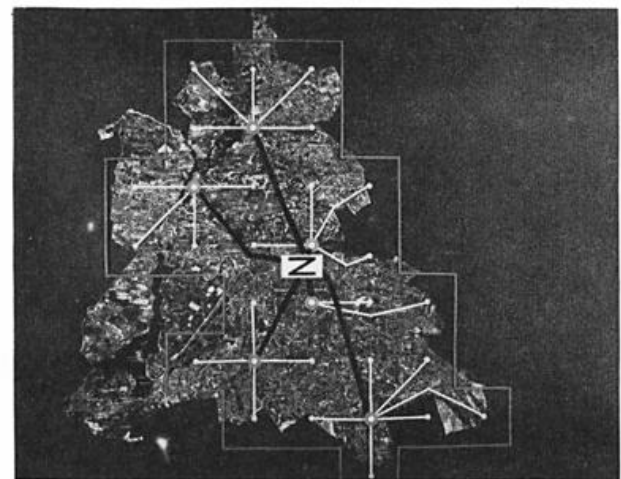


Abb. 2 Die Datenübertragung zur Zentrale

Telefonleitungen. Die Stationen eines Stadtgebiets sind zu einer Gruppe zusammengefaßt. Die in dieser Gruppe zentral gelegene Meßstelle ist der Knotenverteiler, er verbindet diese Stationen mit der Zentrale, wo die Daten in der Zentralsteuereinheit zusammenlaufen.

Die kontinuierlich messenden Stationen geben im On-Line-Betrieb ständig 3-Min.-Mittel über den Knotenverteiler an die Zentrale ab. Hier werden sie gespeichert und zu 1/2-Stunden-Mittel weiterverarbeitet. Diese 1/2-Std.-Mittel können jederzeit in tabellarischer Form, aber auch in analysierten Kartendarstellungen ausgegeben werden.

Messung und Aufbereitung der Daten erfolgt vollelektronisch über die Stationen, die Zentralsteuereinheit und den Prozeßrechner.

Um dieses, sowohl zeitlich als auch räumlich lückenlose Datenmaterial meteorologisch auszuwerten, erschien es sinnvoll, die vom Computer bereits analysierten SO_2 -Verteilungen in einer zeitlich gerafften Folge darzustellen. Hier bot sich das Medium Trickfilm an und damit wurde es nun auch möglich, parallel zur Änderung der SO_2 -Verteilung ausgewählte und aufbereitete meteorologische Parameter darzustellen.

Der aus diesem ersten Versuch entstandene Film

DAS BERLINER SO_2 -MESSNETZ, TEIL II

zeigt, wie die SO_2 -Verteilung im gesamten Stadtbereich sich den meteorologischen Bedingungen, die hier die Summe vieler Einzeleinflüsse darstellen, anpaßt.

2 DIE RÄUMLICHE UND ZEITLICHE VERTEILUNG VON SO_2 AM 16. UND 17. 1. 76

2.1 Die meteorologischen Parameter

Die Abhängigkeit der Emission, Transmission und Immission von SO_2 ist von den Einflüssen der Atmosphäre folgendermaßen abhängig:

- Die Emission ist nur Temperaturabhängig, je nach Jahreszeit besteht ein mehr oder weniger großer Heizbedarf, der einen beträchtlichen Anteil der SO_2 -Produktion stellt. Energie- und Industrieenergiebedarf neben der Heizkomponente sind nicht von meteorologischen Faktoren abhängig.
- Auf die Transmission wirkt die Summe der meteorologischen Parameter: hier sollen Luftmassenwechsel, Temperaturschichtung, vertikale Durchmischung, Windgeschwindigkeit und Niederschlag berücksichtigt werden.
- Für die Immission, d.h. für die biologische und chemische Belastung eines Punktes ist aus meteorologischer Sicht nur die Windrichtung wesentlich (Luv oder Leelage zum Emittenden).

2.2 Ablauf der beiden Tage

Am 16.1. morgens lag Berlin im Bereich

beruhigter arktischer Polarluft, die Windgeschwindigkeit nimmt, bei über Nord drehenden Winden, bis zur teilweisen Windstille ab. Deutlich ist in Abb. 3 zu erkennen, daß die Struktur der SO_2 -Verteilung seine Nordost-Südwest-Ausrichtung, die sich im Verlauf der Nacht bei höheren Windgeschwindigkeiten eingestellt hatte, beibehält. Der Wind ist offensichtlich zu schwach, um dem Feld eine neue Struktur aufzuzwingen.

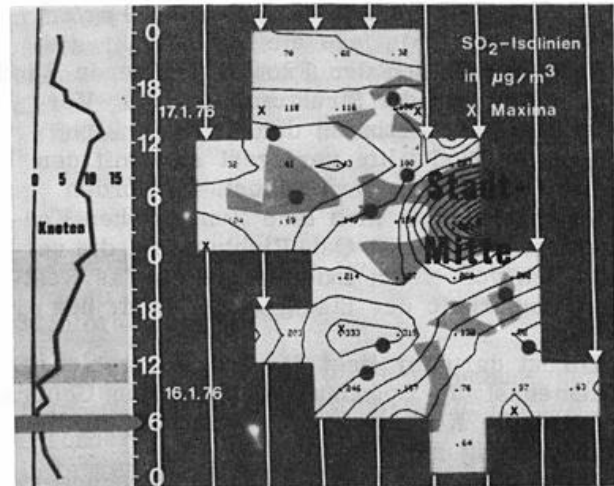


Abb. 3 Die Lage am 16.1. um 6 Uhr (Das Bild zeigt den Kartenausschnitt, so wie er sich aus Abb. 1 ergab. Hellgrau sind Flächen starker Industrieansiedlung und Wohngebiete mit Kernbebauung. Dunkelgraue Punkte markieren Kraftwerke. Maxima der SO_2 -Verteilung sind durch Kreuze gekennzeichnet. Weiße Linien auf dem Umfeld geben die Windrichtung an. Windgeschwindigkeit und Temperaturverlauf sind entsprechend der Zeitachse aufgetragen.)

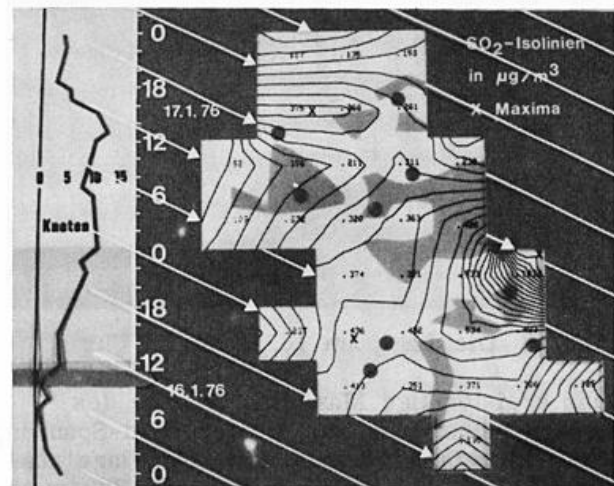


Abb. 4 Die Lage am 16.1. um 10 Uhr

Parallel zum abflauenden Wind nimmt die Sicht markant von 26 km auf 8 km ab. Diesen niedrigsten Wert erreicht sie um 10 Uhr.

Der Staub verhält sich analog, er erreicht um 10 Uhr mit $200 \mu\text{g}/\text{m}^3$ seinen Höchstwert und liegt damit doppelt so hoch wie um 4 Uhr.

Die SO_2 -Konzentration, die nachts um $110 \mu\text{g}/\text{m}^3$ im Mittel für die Stadt schwankte, nimmt ab 4 Uhr leicht und ab 6 Uhr stark zu. Unmittelbar vor dem Durchgang einer Warmfront erreicht sie um 10 Uhr über dem Stadtgebiet ihre Höchstwerte ($340 \mu\text{g}/\text{m}^3$ im Mittel). Die Station südlich der Stadtmitte erreicht sogar Werte von über $1000 \mu\text{g}/\text{m}^3$. (siehe Abb. 4)

Der im Bereich der Front zunehmende Wind verändert nun die Strukturen der SO_2 -Verteilung. Das Maximum der Konzentration über der Stadtmitte verlagert sich mit den Nordwest-Winden nach Südost. Im Norden Berlins zeichnet sich eine Zunge hoher Konzentration in West-Ost-Richtung ab, die vermutlich von einem Industriegebiet, das westlich außerhalb der Stadtgrenzen liegt, her rührt.

Direkt darunter liegt das Industriegebiet Siemensstadt - Spandau, im Lee dieses Gebiets nimmt die Konzentration in Richtung Stadtmitte stetig zu.

Aber schon während des Frontdurchganges wird durch die zunehmende Windgeschwindigkeit und den beginnenden Austausch der Luftmassen die hohe Konzentration abgebaut und nach Osten über die Grenze der Stadt abgetrieben. Abb. 5.

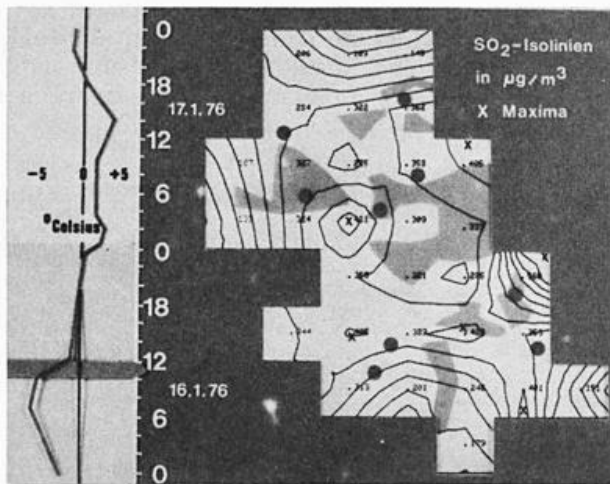


Abb. 5 Die Lage am 16.1. um 11 Uhr

Das kreisförmige Maximum im Lee des großen Industriegebiets Siemensstadt-Spandau, das sich während der Nordwestwindlage ausgebildet hat, zeigt einen deutlichen Zusammenhang zwischen diesem Gebiet verstärkter Emission und der gemessenen SO_2 -Verteilung.

Mit dem Frontdurchgang steigt die Lufttemp. um 3°C an und erreicht damit -2°C . Für diesen Tag wird eine Durchmischungshöhe von 430 m gemessen, die vom Vortag war

mit 800 m fast doppelt so hoch.

Die Stadt befindet sich nun im Bereich milder Meeresluft. Sie hat die stark mit SO_2 angereicherte Polarluft ersetzt. Die Winde drehen nun auf südwest und nehmen weiter zu. Sie verhindern ein Ansteigen der SO_2 -Konzentration, die um 18 Uhr ihr Minimum mit $130 \mu\text{g}/\text{m}^3$ im Flächenmittel erreicht. (siehe Abb. 6).

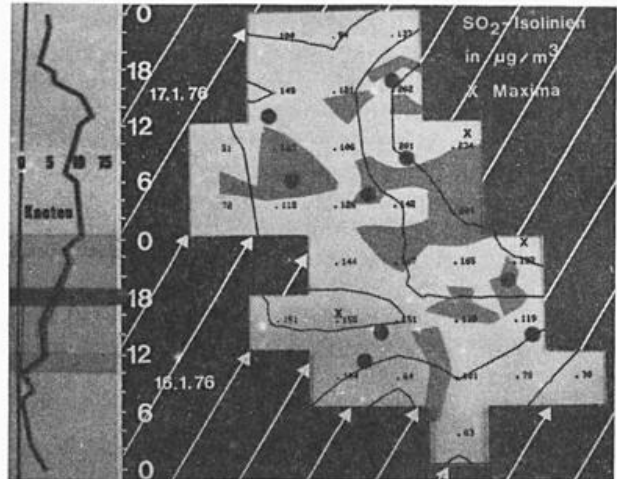


Abb. 6 Die Lage am 16.1. um 18 Uhr

Damit wird wieder nahezu der Wert der Wert vom 16.1., 0 Uhr, erreicht. Die vor und während des Frontdurchganges einigermaßen deutlich erkennbaren Verbindungen zwischen Gebieten verstärkter Emission und maximaler Belastung verwischen vollständig.

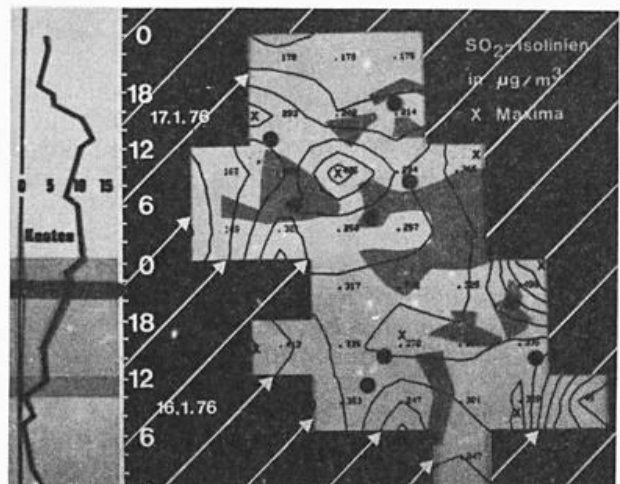


Abb. 7 Die Lage am 16.1 um 21 Uhr

Fast alle Stationen messen Werte nahe beim Flächenmittelwert. Das SO_2 ist gleichmäßig über die Stadt verteilt, mit geringfügig ansteigenden Werten in Windrichtung. Auch der Staubgehalt hat wieder abgenommen und sich auf ein Niveau um $130 \mu\text{g}/\text{m}^3$ eingespielt.

Die Sichtweite, die wieder 18 km erreicht hatte, fängt bereits um 16 Uhr wieder an abzunehmen. Ab 18 Uhr ist dann auch wieder eine deutliche Zunahme der mittleren SO_2 -Konzentration zu beobachten, die gegen 21 Uhr ihren höchsten Wert erreicht. (siehe Abb. 7)

Da die Windgeschwindigkeiten bei 8 Knoten liegen, ist eine deutliche Ausrichtung der Struktur der SO_2 -Verteilung zu erwarten. Abbildung 7 zeigt, daß sie auch tatsächlich eintrat. Wieder fällt ein nahezu kreisförmiges Maximum im Lee des Industriegebiets Siemensstadt-Spandau auf, nur diesmal der Windrichtung entsprechend im Nordosten.

Im Süden Berlins beginnt eine Zunge hoher Konzentration im Bereich von zwei Kraftwerken. Dieses Gebiet setzt sich genau in Windrichtung unter Zunahme der Konzentration fort. Industriegebiete südlich der Stadtmitte, ein Kraftwerk und zunehmend dichter werdende Wohnbebauung lassen die SO_2 -Konzentration bis fast $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$ an der letzten Meßstelle vor der Grenze ansteigen.

Ab 22 Uhr markiert sich in den Registrierungen von Staub, Sicht, Temperatur und Wind wieder ein Luftmassenwechsel. Das Stadtgebiet kommt in den Bereich maritimer Polarluft. In Verbindung mit diesem Luftmassenwechsel fällt zwischen 22 Uhr und 24 Uhr auch Niederschlag, so daß die SO_2 -Werte im Mittel nach 0 Uhr mit $60 \mu\text{g}/\text{m}^3$ ihren niedrigsten Wert im betrachteten Zeitraum erreichen.

Der Effekt des wash-out durch Niederschlag scheint hier eine ganz wesentliche Rolle gespielt zu haben. Allerdings ist im Bereich des Umweltschutz zu bedenken, daß zwar die Atmosphäre durch den Niederschlag gereinigt wird, die Schadstoffe aber unmittelbar auf Pflanzen und Gebäude im Bereich des Niederschlags übertragen werden.

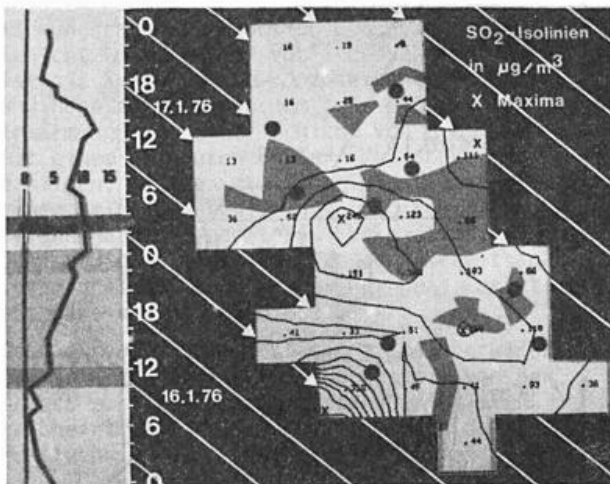


Abb. 8 Die Lage am 17.1. um 3 Uhr

Die Abbildung 8 zeigt noch einmal eine nahezu modellartige Ausrichtung des SO_2 -Feldes nach der Windrichtung bei Windgeschwindig-

keiten um 10 Knoten.

Ob der extrem hohe Wert im Südwesten auf einer Fehlmessung, einer lokalen Belastung oder auf einer außerhalb des Stadtgebiets liegenden Quelle beruht, ist nicht mehr festzustellen.

Für den ganzen 17.1. wurde im weiteren Verlauf ein deutlich geringeres Niveau der SO_2 -Belastung gemessen. Dies ist sicher, neben der Anhebung der Durchmischungsschicht, für die an diesem Tag 630 m gemessen wurde, und der relativ hohen Windgeschwindigkeiten, die erst gegen Abend abnahmen, auch darauf zurückzuführen, daß dieser Tag ein Sonnabend war und damit ein Teil der industriellen Belastung wegfiel.

3 Literaturhinweise

- Gutsche, B., Lenschow, P. Untersuchung zur Luftverunreinigungssituation Berlins unter besonderer Berücksichtigung der politischen Lage der Gesamtstadt. Inst.f.Theor.Meteorologie Berlin 1973
- Häntzsch, S. Am Beispiel Berlin - Grundzüge eines stationären Meßnetzes zur Luftüberwachung wasser, luft und betrieb 19 (1975) Nr.12 S. 693 ff
- Ludwig, Chr. Der gegenwärtige Stand der Forschung auf dem Gebiet der Immissionsbelastung von industrialisierten Städten. Inst.f.Theor. Meteorologie Berlin 1974
- Carus, B., Zick, Chr. Das Berliner SO_2 -Meßnetz Teil I Aufbau des Meßnetzes Teil II Die räumliche und zeitliche Verteilung von SO_2 am 16. und 17.1.1976 16 mm Farbtonfilm Inst.f.geophys.Wissenschaften und das Hochschulfilmreferat der FU Berlin

VERGLEICHENDE STUDIE ZUM EINFLUSS DES AEROSOLS AUF DEN ENERGIEHAUSHALT
DER RURALEN UND URBANEN ATMOSPHERE

Thomas Böhlen, Reiner Eiden

Institut für Meteorologie, Universität Mainz

Die Dunstglocke der Grosstädte verändert in signifikanter Weise das atmosphärische Strahlungsfeld. Dieser Effekt wird während Inversionswetterlagen noch verstärkt. Besonders augenfällig sind die verminderte Sichtweite und die starke Zunahme der diffusen Himmelsstrahlung. Die durch die Aerosolpartikel verursachte Streuung solarer und terrestrischer Strahlung führt dabei nicht nur zu einer Erhöhung der Intensität des diffusen Strahlungsfeldes. Es wird auch der optische Weg der Strahlung durch die Atmosphäre verlängert. Dadurch nimmt die Strahlungsabsorption durch die Gasmoleküle der Atmosphäre zu. Dies ist der Fall unabhängig davon ob die Aerosolpartikel selbst absorbieren oder nicht. Die Injektion von Aerosolpartikel in die Atmosphäre führt insgesamt zu einer Erhöhung des Energietransfers aus dem Strahlungsfeld. Die Erwärmungsrate nimmt zu.

Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden mit Hilfe eines eindimensionalen Modells vorgenommen, das von Korb et al. (1974) entwickelt und dem hier behandelten Problem angepasst wurde (Böhlen, 1976). Es erlaubt die getrennte Behandlung des solaren ($0.2 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 4 \mu\text{m}$) und des terrestrischen ($\lambda \geq 4 \mu\text{m}$) Spektralbereichs.

Zur Simulation ruraler - Modell 1 - und urbaner Verhältnisse - Modell 2 - wurden die in Abb. 1 angegebenen Aerosolpartikelprofile verwendet. Die von der US Standard Atmosphäre abweichende Feuchte - und Temperaturprofile sind in Abb. 2 aufgetragen. Für beide Modelle wurde eine Oberflächenalbedo von $A_s = 20\%$ angenommen, sowie ein konstantes CO_2 -Mischungsverhältnis von $m = 4.59 \cdot 10^{-4} \text{g/g}$ und die gleiche O_3 -Höhenverteilung (Bolle, 1967).

Die optischen Eigenschaften des Materials der atmosphärischen Aerosolpartikel wurden durch einen komplexen Brechungsindex von $m = 1.55 - i \cdot 0.50$ ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$) charakterisiert.

Modell 2 repräsentiert die Verhältnisse über einer Stadt während einer Inversionswetterlage. Die Höhe der Inversionsschicht wurde mit 500 m angenommen, die Partikelanzahldichte am Boden N_0 mit $100\,000 \text{ Partikel/cm}^3$. Die dieser Partikelkonzentration entsprechende Normsichtweite ist $V_n = 0.5 \text{ km}$.

Die Bodenkonzentration im Falle der ruralen Atmosphäre - Modell 1 - betrug $N_0 = 3000 \text{ Partikel/cm}^3$. Dies entspricht einer Sichtweite von $V_n = 65 \text{ km}$.

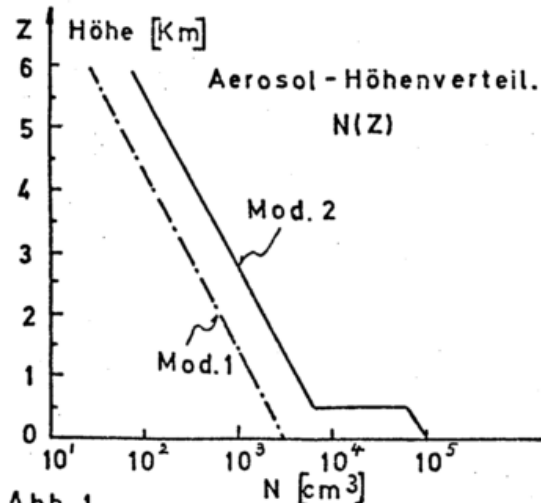


Abb. 1

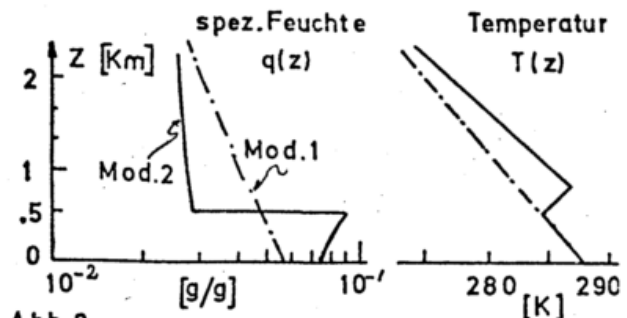


Abb. 2

Die momentanen Erwärmungsraten dT/dt der beiden Modelle zeigen im solaren Spektralbereich in unmittelbarer Bodennähe erhebliche Unterschiede (Abb. 3). Die "Stadtatmosphäre" verzeichnet eine enorme Zunahme der Erwärmungsrate. Bei hochstehender Sonne liegt in beiden Fällen das Maximum am Boden auf. Mit sinkender Sonne (zunehmender Zenitdistanz ϑ_0) wandert das Maximum der Erwärmung in der Stadtatmosphäre unter gleichzeitiger Abschwächung bis zur oberen Inversionsgrenze. Unter "Reinluftverhältnissen" nimmt mit sinkender Sonne zwar auch die Erwärmungsrate ab. Ihr Maximum hebt sich jedoch nicht vom Boden ab.

Bei sehr hohen Partikelkonzentrationen wird, vor allem bei schräger Sonneneinstrahlung, die Streuung ihren maximalen Wirkungsbereich nicht mehr am Boden haben, auch wenn sich dort noch die maximale Partikelkonzentration befinden sollte. Es dringt nicht mehr genügend Strahlung bis zur Bodenoberfläche durch, die an den dort vorhandenen Partikeln gestreut und dann absorbiert werden kann.

Während die Aerosolpartikel im solaren Spektralbereich eine entscheidende Rolle spielen, kann ihr Einfluss abgesehen von Effekten im Fensterbereich, im terrestrischen Spektralbereich vernachlässigt werden.

Die Bedeutung des atmosphärischen Aerosols im solaren Spektralbereich kann die Abb. 4 deutlich machen. Hier sind Erwärmungsraten für eine getrübbte Atmosphäre ($N_0=17000 \text{ Part./cm}^3$) und eine ungetrübbte, aber sonst identische Atmosphäre aufgetragen.

Der experimentelle Nachweis des Energietransfers aus dem Strahlungsfeld stellt allerdings hohe, wenn nicht unerfüllbare Anforderungen an die Messgeräte. Diese Anforderungen, wie sie z.B. an 2 π -Geräte zu stellen sind, können der Abb. 5 entnommen werden. Sie zeigt das Verhältnis des maximal zulässigen relativen Fehlers f_{\max} der Strahlungsflussmessung zu einem geforderten absoluten Fehler $\Delta E = \Delta (dT/dt)$ der Erwärmungsrate als Funktion der ausgemessenen Schicht Δz . In der vorliegenden Abbildung ist die Schichtdicke Δz zwischen Erdboden und Höhe z angegeben. Um z.B. die mittlere Erwärmungsrate einer Schicht von $\Delta z = 500 \text{ m}$ mit einem absoluten Fehler $\Delta E \leq 0.5 \text{ K/d}$ zu erhalten, müssten die Strahlungsflüsse mit einem relativen Fehler von $f_{\max} \leq 0.25 \%$ gemessen werden (Modell 2). Für grössere Schichtdicken sinkt die Messgenauigkeitsanforderung. Bei zunehmender Reinheit der Atmosphäre steigt sie wieder.

Eine experimentelle Erfassung und Überwachung der Erwärmungsraten in Abhängigkeit von der Aerosolpartikelkonzentration über Städten erscheint damit beim heutigen Stand der Messtechnik noch nicht möglich.

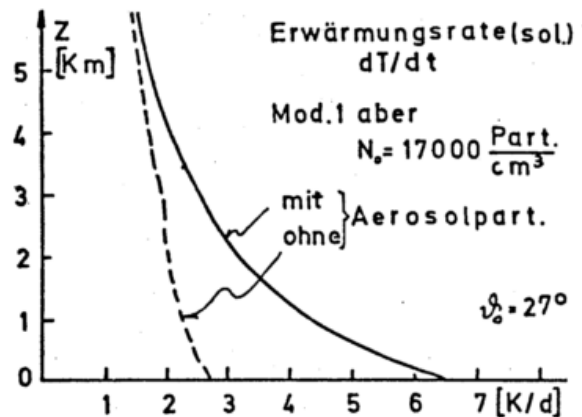


Abb. 4

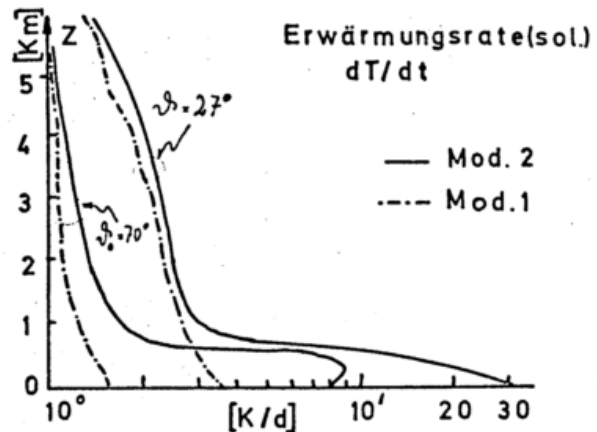


Abb. 3

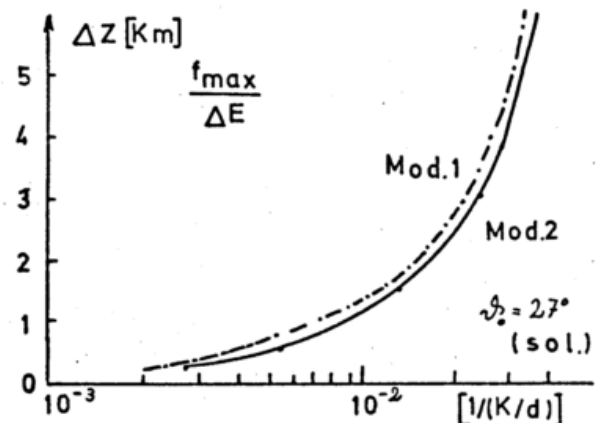


Abb. 5

LITERATUR

1. Böhlen, Th.: Über den zulässigen Messfehler der Nettostrahlungsflussdichten bei vorgegebenem Fehler der resultierenden Strahlungsdivergenzen und Erwärmungsraten für verschiedene Atmosphärentypen. Diplomarbeit, Mainz, 1976
2. Bolle, H.J.: Infrarotspektroskopie als Hilfsmittel und Gegenstand meteorologischer und planetarischer Forschung. BMWF, Forschungsbericht W 67-17, 1967
3. Korb, G.; Zdunkowski, W.; Geleyn, J.; Panhans, W.: Grundlagen zur Entwicklung eines atmosphärischen Zirkulationsmodells, Teil 2: Parametrisierungsvorschläge. Veröffentlichung des Instituts für Meteorologie, Mainz, 1974

LUFT- UND OBERFLÄCHENTEMPERATURVERTEILUNG AUF GROSSTERRASSEN IN STRAHLUNGSNÄCHTEN

Wilfried Endlicher

Geographisches Institut I der Universität Freiburg im Breisgau

Bei den Flurbereinigungen im Rebland des Kaiserstuhls werden in zunehmendem Maße die konventionellen Kleinterrassen zu betriebswirtschaftlich günstigen, mehrere Hektar umfassenden Großterrassen umgelegt (Abb.1).

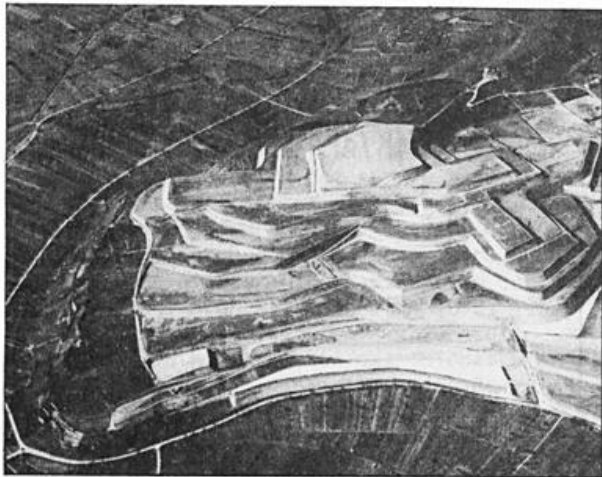


Abb.1: Großterrassenanlage am Ihringer Fohrenberg vor Beginn der Neubepflanzung

Daß aus einer derart weitgehenden Veränderung des Reliefs auch eine solche des Geländeklimas resultiert, blieb bisher weitgehend unberücksichtigt. Neben der Verschlechterung der Einstrahlungsverhältnisse - südexponierte Hanglagen werden zu ebenen Terrassen abgeflacht - steht das Problem der Frostgefährdung flurbereinigter Terrassenanlagen im Vordergrund.

Im Rahmen des vom BMfFT geförderten Deutschen Flugzeugmeßprogramms wurden deshalb in windschwachen Strahlungsnächten mit einem Infrarot-Zeilenabtaster kalibrierte Wärmebilder der bebauten Rebareale erstellt und synchron zur Befliegung Lufttemperaturmeßfahrten über die Terrassen durchgeführt. Digital zu Äquidensiten verarbeitet, erlauben diese Thermalaufnahmen der Reblauboberflächen in Ver-

bindung mit Lufttemperaturmessungen quantifizierbare Aussagen bezüglich Kaltluftseen und -flüssen.

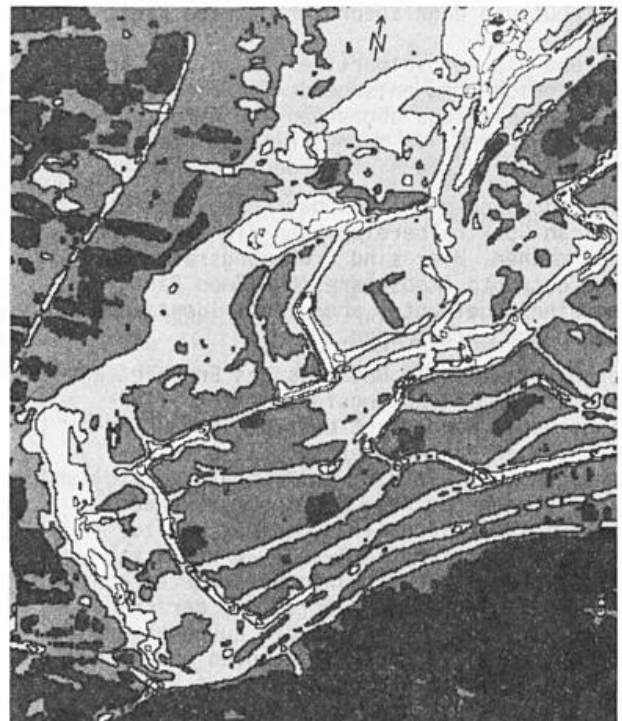


Abb.2: Zu Äquidensiten verarbeitetes Wärmebild des Fohrenbergs vom 16.7.1976, 4.14 Uhr, aus 1000 mNN Flughöhe. Temperaturintervalle:
 schwarz < 13°C } Oberreihebene
 dunkelgrau 13-14°C }
 mittelgrau₁ 14-15°C } Großterrassen
 mittelgrau₂ 15-16°C } klein- und un-
 hellgrau₁ 16-17°C } terr.Rebanlagen
 hellgrau₂ > 17°C } Wald, Kunstbauten
 und heller > 17°C } Wald, Kunstbauten

Wie aus Abb.2 zu ersehen, weisen die Großterrassen zwar höhere Oberflächentemperaturen als die Oberreihebene auf, doch liegen sie auf diesen "Ebenen am Hang" wesentlich unter denen an klein- oder unterterrassierten Rebhängen (Ausnahme: Gipfellagen). Die Oberflächentemperatur auf den Großterrassen sinkt bis auf etwa 14°C, an

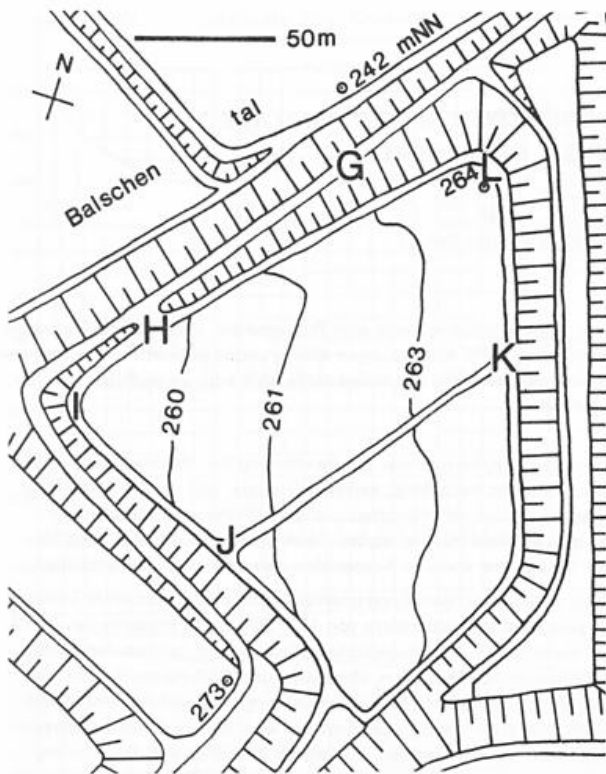


Abb. 3: Großterrasse am Schneckenberg

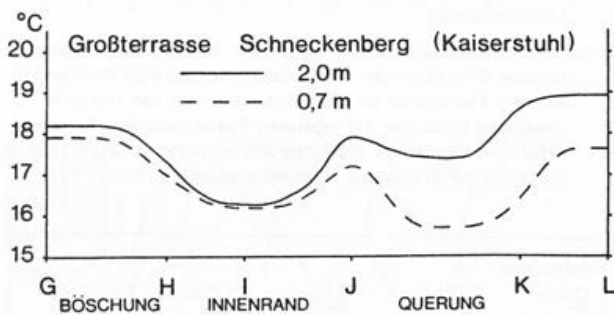


Abb. 4: Lufttemperaturprofil über die Großterrasse synchron zur IRLS-Aufnahme; z.Vgl. Lufttemp., 2 m ü.G., im Balschental 14,8°C, in der Oberrheinebene bei Ihringen 14,1°C.

den Rebhängen des westexponierten Winklerbergs (linker Bildrand Abb. 1.2) nur bis auf 17°C.

Abb. 5 zeigt die Detailanalyse einer einzelnen Großterrasse dieser Anlage. Das zur Verringerung der Erosionsgefährdung geschaffene bergwärtige Gefälle der Großterrassen führt am Terrassentiefsten (I) zu einer "Falle" für autochthone Kaltluft. Die Temperaturminima sind dort ähnlich tief wie auf Talböden (Balschental) oder in der vorgelagerten Oberrheinebene, die Frostgefährdung somit erheblich größer. Dies wird durch das Lufttemperaturprofil, dessen Werte etwa um 2°C über denen der Oberflächentemperatur liegen,

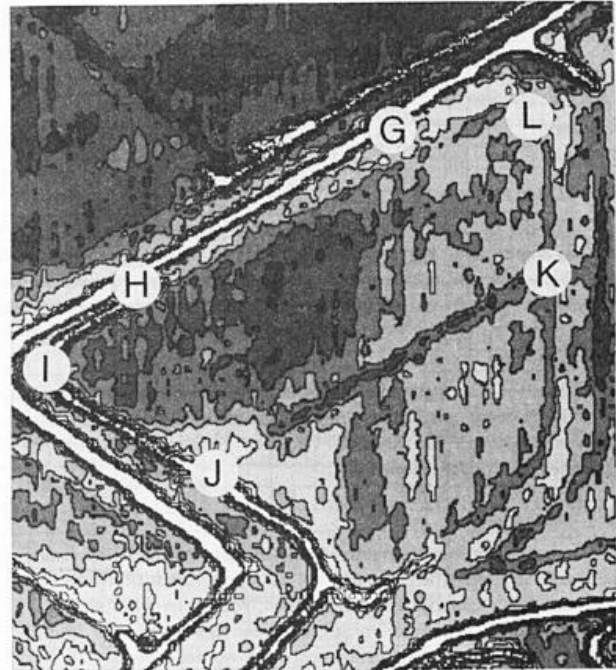


Abb. 5: Äquidensitenbild der Oberflächentemperaturen am Schneckenberg

Temperaturintervalle:
 dunkelgrau₁ 13.5-14.0°C } Balschental u.
 dunkelgrau₂ 14.0-14.5°C } Terr. tiefstes
 mittelgrau₁ 14.5-15.0°C } Terrassenaußen-
 mittelgrau₂ 15.0-15.5°C } rand, schmale T.
 im Osten
 hellgrau₁ 15.5-16.0°C } Kleine Terr.,
 hellgrau₂ 16.0-16.5°C } begraste Bö-
 schungen
 weiß > 18.0°C asphalt. Wege

bestätigt. Von den begrasteten Böschungen (G) kann die Kaltluft abfließen, so daß dort um 2°C höhere Lufttemperaturen gemessen werden.

Eine im Oktober 1972 am Fohrenberg durchgeführte Frostschadenskartierung erbrachte ähnliche Ergebnisse, gleiches gilt für Lufttemperaturprofile aus den Übergangsjahreszeiten.

Derartige Überlegungen sollten künftig bei Flurbereinigungsmaßnahmen nicht unberücksichtigt bleiben. Hierfür sind temperaturkalibrierte Wärmebilder und Meßfahrten von großer Relevanz.

Lit.: Endlicher, W.: Zum Temperaturverhalten auf Großterrassen in Strahlungsnächten anhand von Meßfahrten, Frostkartierung und Thermalbildern. Die Wein-Wissensch. 32 (1977) i. Druck.

Lorenz, D.: Untersuchungen zum Verhalten nächtlicher Kaltluftflüsse am Taunus unter Verwendung von Wärmebildern. Luft-hyg.-meteorolog. Modellunters. i. d. Region Untermain, 3. Arbeitsber., Reg. Planungsgem. Untermain, Frankfurt/M. (1972).

VORHERSAGE MÖGLICHER INDUSTRIE-EMISSIONEN UNTER VORLAGE IMMISSIONSKLIMATOLOGISCHER GRENZWERTE

W. Fett (Bundesgesundheitsamt Berlin) H. Fortak (Freie Universität Berlin)

0 Zusammenfassung

Für die Industrie eines geplanten Seehafengebietes wird in Anwendung der Ausbreitungsrechnung eine Prognose der Immissionsklimatologie für das angrenzende Küstengebiet durchgeführt. Durch modellmäßige Simulation werden die Auswirkungen aller grundsätzlich in Frage kommenden Quellenanordnungen ermittelt. Unter Zugrundelegung einer einheitlichen Gesamtquellenstärke der Schadstoffe wird eine im Hinblick auf den Umweltschutz optimale Lösung für eine Industrialisierung des Hafengebietes gefunden.

1 Situation

In einer Planungsstudie prüft die Freie und Hansestadt Hamburg die Nutzung des Nordsee-Wattgebieten nahe der Inseln Scharhörn und Neuwerk vor Cuxhaven für einen Tiefwasserhafen mit gleichzeitiger Industrieansiedlung.

2 Aufgabe

Unter Zugrundelegung der Ausbreitungsrechnung ist zu ermitteln, welche Emissionen, die sich bei der ökonomisch sinnvollen Industrieansiedlungen zwangsweise ergeben, noch tolerierbar sind, wenn die vom Gesetzgeber vorgeschriebenen Grenzwerte der Immission im Watt und an der Küste eingehalten werden sollen.

Probeweise wird von einer Schadstoffemission in Höhe von 10 t SO₂/h ausgegangen. Zu variieren ist die Quellengeometrie nach Anzahl und geometrischer Anordnung im Raum (Ort, Höhe). Aus der Fülle der Möglichkeiten werden fünf verschiedene Konfigurationen in bezug auf die von ihnen erzeugten Immissionsklimatologie im Watt und im Küstenbereich untersucht (s. Abb. 1). Die errechneten Immissionsklimatologien sind dabei bezüglich der flächenmäßigen Verteilung der auftretenden Maximalkonzentrationen, der Mittelwerte und der Perzentile (95 %; 97,5 %) zu bewerten. Als optimale Lösung soll dann die herausgesucht werden, die sowohl die Insel Neuwerk als auch das Cuxhavener Küstengebiet minimal belastet und außerdem schwachgradientige Feldstrukturen aufweist, die darauf schließen lassen, daß auch das Wattgebiet möglichst wenig belastet wird. Hiermit handelt es sich um die Lösung einer Aufgabe, die eine direkte Umkehrung der bisherigen Ausbreitungsrechnung beinhaltet: Vorgegeben ist eine als tolerabel angesehene Immissionsklimatologie; gesucht ist eine Quellenkonfiguration (d.h. eine Emissionskataster für ein Industriegebiet), die garantiert, daß die vorgegebene Immissionsklimatologie an keiner Stelle die vorgegebenen Werte überschreitet.

3 Vorarbeiten

Zur Ermittlung der Statistik der benötigten Ausbreitungsparameter wurde die Windrichtungsstatistik der Insel Scharhörn mit den Klimabeobachtungen des küstennahen Flugplatzes Nordholz kombiniert verarbeitet und damit eine Ausbreitungs-klimatologie für den interessierenden Teil der Deutschen Bucht geschaffen. Die für die Ausbreitungsrechnung benötigten sogenannten Emissionswerte E*, die in die Schornsteinüberhöhungsformel eingehen und nicht vorgegeben werden können, wurden in einer Vorstudie anhand in Deutschland bestehender Industrieanlagen als Beziehung zwischen E* und der Emissionsrate Q empirisch bestimmt.

4 Ergebnisse

Bezüglich der maximalen Bodenkonzentration wurde zunächst für eine kritische Windrichtung (vom Tiefwasserhafen über Neuwerk nach Cuxhaven = 300°) gefunden, daß eine linienmäßige Anordnung von fünf Quellen im Hafengebiet parallel zur Küste angeordnet für einen weiten Bereich von Quellenhöhen die geringsten Immissionswerte erzeugt (s. Abb. 2).

Als miteinander besonders konkurrierend erweisen sich bezüglich der Immissionen der erniedrigende Effekt der Quellenaufgliederung und der erhöhende Effekt infolge der damit einhergehenden abnehmenden Schornsteinüberhöhung.

Ein weiteres Kriterium war die Berechnung der Maximalwerte in ihrer räumlichen Verteilung, wobei sich zeigte, daß die erwähnte Quellenkonfiguration den flachsten und ausgeglicheneren Verlauf über das ganze Gebiet hinweg ergibt. Dieselbe Feststellung gilt auch für den Verlauf der anderen Kenngrößen der Immissionsklimatologie.

Nach vielen derartigen Experimenten ergab sich als optimale Lösung für eine Gesamtemissionsrate von 10 t SO₂/h das Ergebnis der Abb. 3, das die räumlich sehr ausgeglichene Struktur der beiden immissionsklimatologischen Parameter Mittelwert und 97,5-Perzentil zeigt. Die hier ermittelten Immissionswerte sind so gering, daß bei einer Quellenkonfiguration der angegebenen Art weit höhere Emissionswerte zugelassen werden könnten, die jedoch im Falle einer Realisierung durch eine Neuberechnung der Werte der Abb. 3 ermittelt werden müßten, um ganz sicher zu gehen, daß der beabsichtigte Schutzeffekt in dem betrachteten Gebiet erhalten bleibt.

5 Literaturhinweis

Fortak, H.; Fett, W.; Dußler, B.; Tamer, A.: Mathematisch-meteorologische Simulation der Immissionsklimatologie im Watt und auf dem Festland an der Elbmündung infolge von Industrieansiedlung im Gebiet des geplanten Tiefwasserhafens Neuwerk/Scharhörn. Hamburger Küstenforschung. Heft 32, Strom- und Hafenbau der Freien und Hansestadt Hamburg, 1975

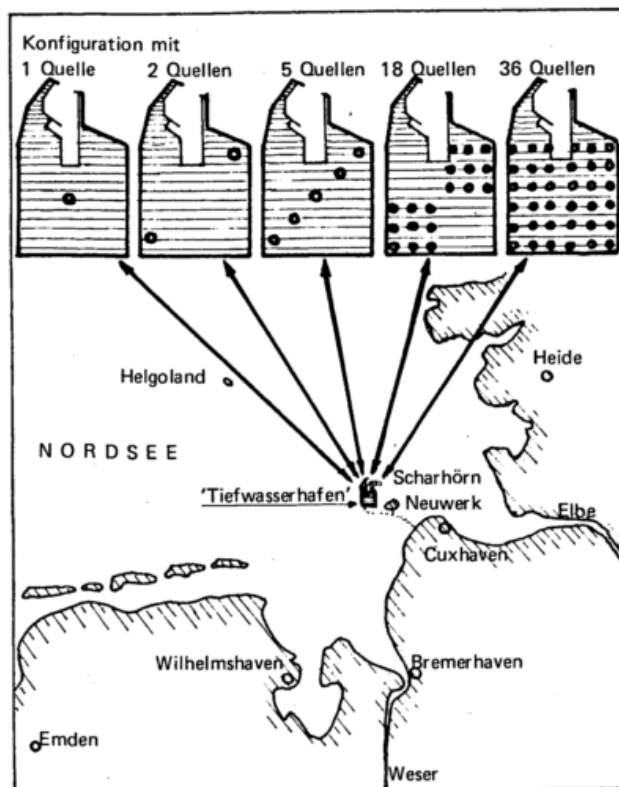


Abb. 1. Konfigurationen der Quellen und Lage des 'Tiefwasserhafens'

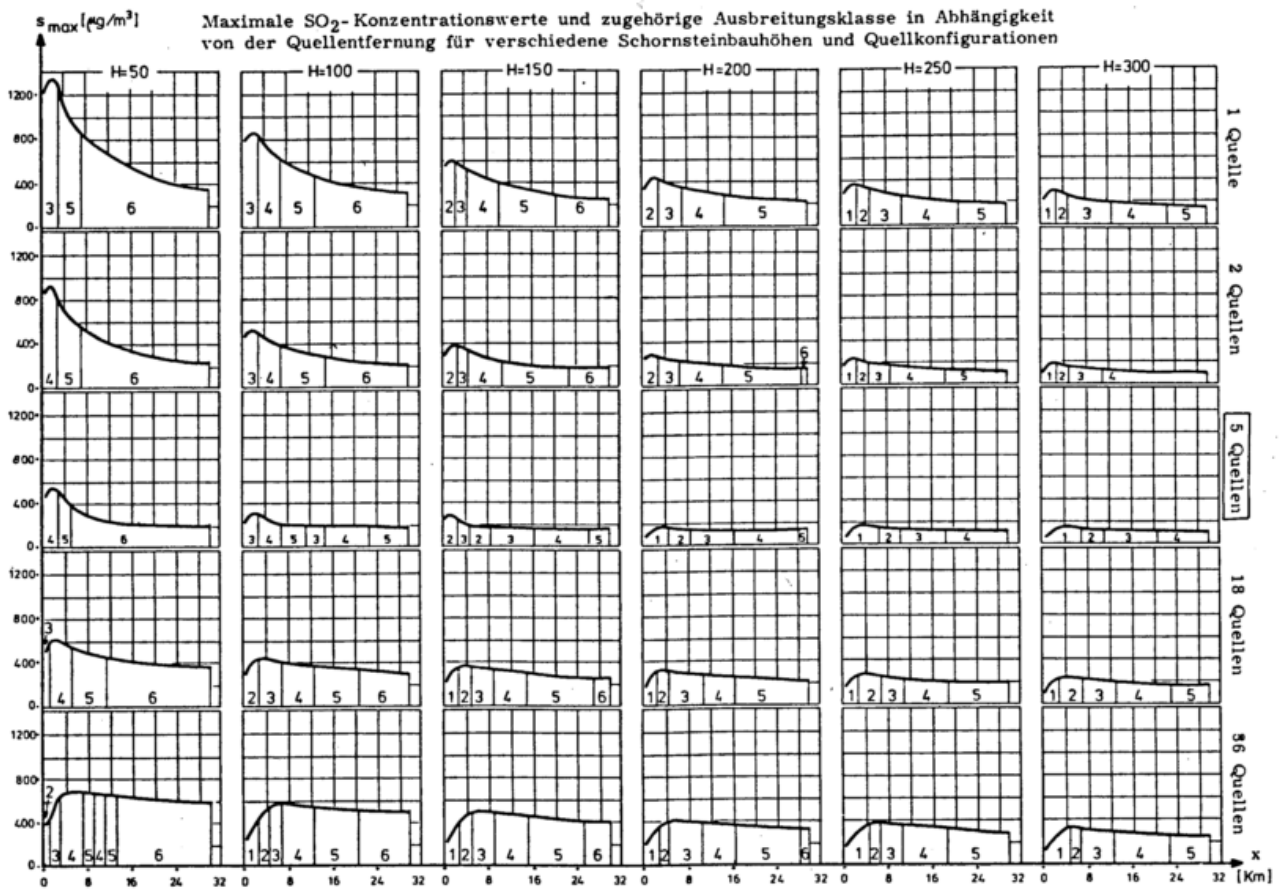


Abb. 2

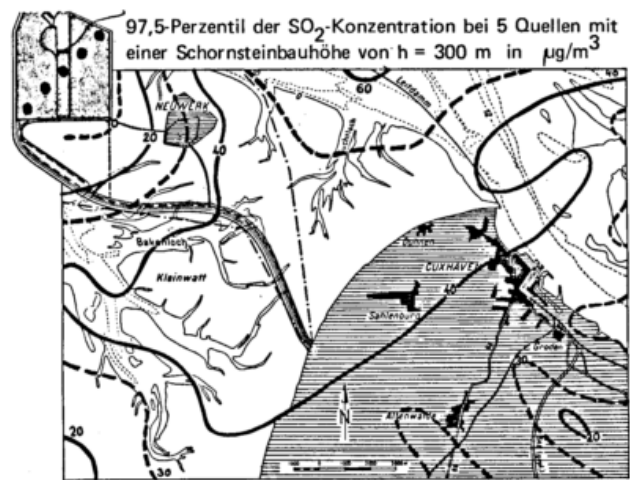
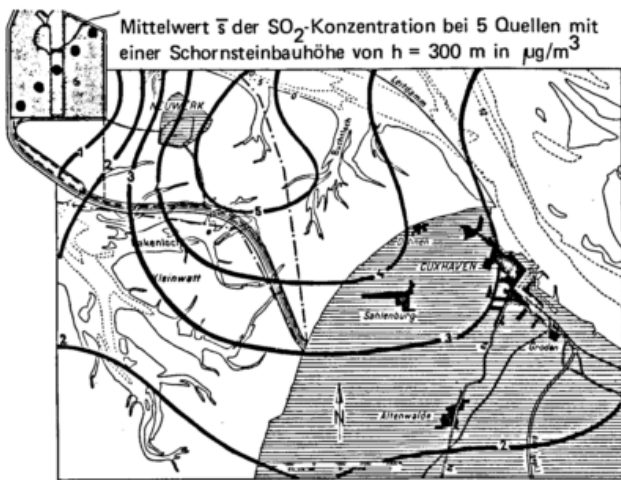


Abb. 3

OBERFLÄCHEN- UND LUFTTEMPERATUREN ZWISCHEN SCHWARZWALD UND OBERRHEINEBENE

Hermann Goßmann

Geographisches Institut I der Universität Freiburg/Br.

Mit Hilfe von Sondenaufstiegen, Messungen von Luft- und Oberflächentemperaturen an der Schauinslandseilbahn und längs der Schauinslandstraße, sowie der Auswertung von Infrarotwärmebildern⁺⁾ wird die thermische Wechselwirkung zwischen den Oberflächen im Hangbereich des Schwarzwaldes und der Luft über der freien Oberrheinebene untersucht.



Abb. 1: Topographische Situation



Abb. 2: Thermalbildstreifen (hell = warm, dunkel = kalt), Flugrichtung von links nach rechts, 1000 Bildzeilen mit je 200 Bildelementen, Flughöhe 4000m NN

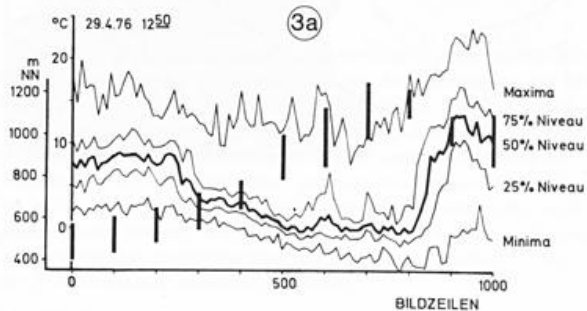
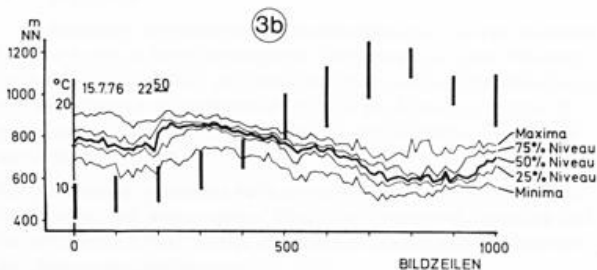


Abb. 3: Statistik der Strahlungstemperaturen auf den einzelnen Bildzeilen von Abb. 2a, b. Die vertikalen Striche bezeichnen die auf der jeweiligen Bildzeile vertretenen Geländehöhen. Die Streuung ist bei der Mittagsituation größer. Die semiquartilen Abstände sind auf den Bildzeilen mit vorwiegender Waldbedeckung (300 - 700) wesentlich kleiner als über Wiesen- und Ackerflächen (Zeilen 1-200 u. 800-1000).



+) Die Thermalbilder wurden im Rahmen des vom BMFT geförderten FMP von Seiten der DFVLR aufgenommen.

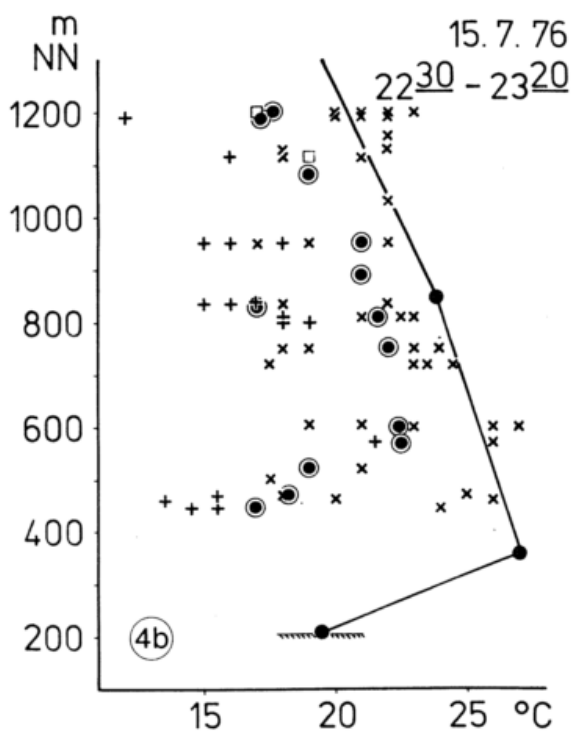
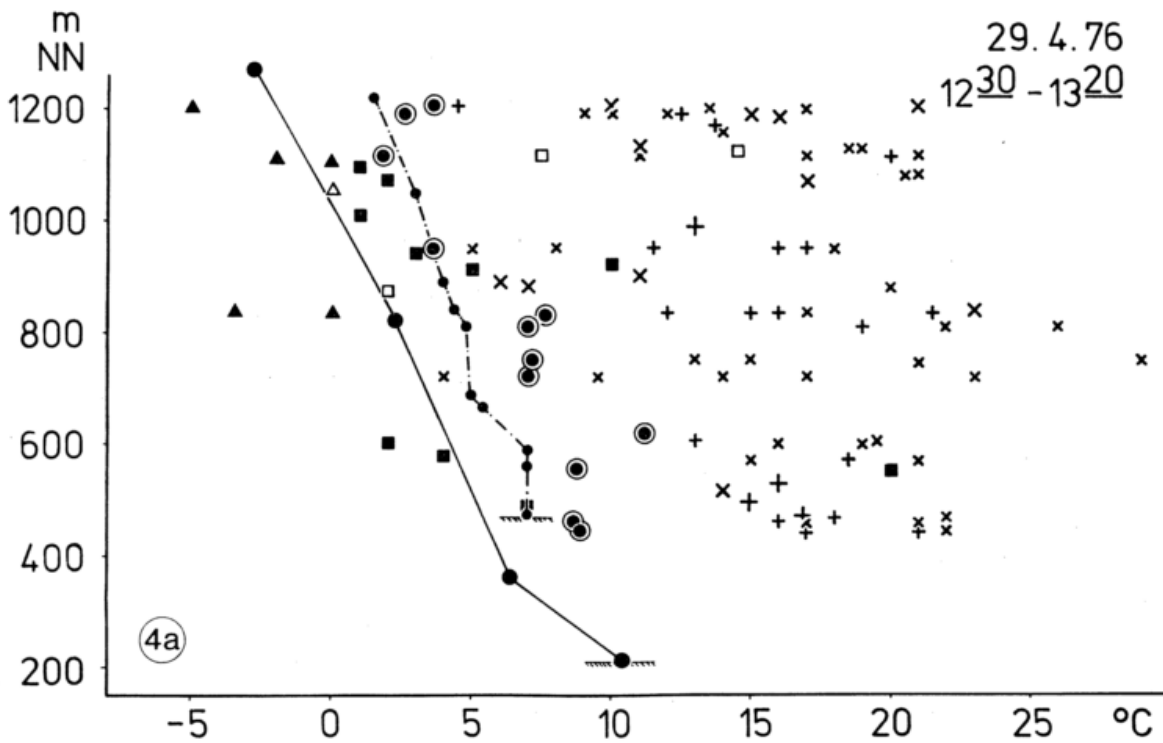


Abb. 4: Luft- und Oberflächentemperaturen in verschiedenen Höhen.

Luft: ●● Sonde in Bremgarten
 ●● längs der Seilbahn
 ● 1.5 m über Grund

Oberflächen:

- △ Schnee
- Wald, Gebüsch
- + Wiesen
- x Asphalt, Sand, Fels etc.
- ↑ Meßabstand < 5 m
- └ Messung a.d. Seilbahnkabine

Ergebnisse:

Die hangnahe Luft ist am Mittag wärmer, am späten Abend kälter als die Luft der freien Atmosphäre gleicher Höhe. Bei der Mittagssituation liegen die Temperaturen 10 - 30 m über Grund (Seilbahn) noch um mehr als 2 grd über denen der hangfernen Luft (Abb. 4a).

Die vertikalen Gradienten der Temperatur der hangnahen Luft entsprechen in beiden Situationen denen der freien Atmosphäre, am Mittag mit einer größeren Streuung der Einzelwerte als am Abend (Abb. 4a, b). Ausnahme: Hohlformen mit Kaltluftstau (in Abb. 4b bei 400 - 500 und 800 m Höhe).

Von den vier Oberflächenklassen besitzt Wald die einheitlichsten Oberflächentemperaturen. Die Werte zeigen eine starke Abhängigkeit von der Lufttemperatur und damit von der Höhenlage (Abb. 3 u. 4).

Die Oberflächentemperaturen von Wiesen streuen v.a. am Tage in allen Höhenlagen in Abhängigkeit von der Exposition stärker als die von Wald (Abb. 3a, 4).

Für vegetationsfreie Flächen und Wiesen kann bei beiden Situationen eine Abhängigkeit der Oberflächentemperaturen von der Lufttemperatur und damit von der Höhenlage nicht nachgewiesen werden (Abb. 4a, b).

+) gemessen mit Infrarotradiometern KT 24 d. Fa. Heimann

*) GOSSMANN, H.: Erfassung vertikaler Temperatur- und Feuchteprofile mit Hilfe der Schauinslandseilbahn ... Daten u. Dokumente zum Umweltschutz H.14, 67-81, Hohenheim 1975.

BESTIMMUNG DER ATMOSPHERISCHEN TRÜBUNG AUS DER BRENNSPUR
DES SONNENSCHIEIN - AUTOGRAPHEN

Ruprecht Jaenicke
Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

KURZFASSUNG

Es wird die Bestimmung des atmosphärischen Trübungs-faktors angegeben aus der Zeitdifferenz zwischen astronomischen und registrierten Sonnenaufgang und -untergang bei wolkenlosem Himmel. Damit ist es möglich das bestehende Stationsnetz und die vorhandenen Beobachtungsreihen für eine langfristige Trendbestimmung zu verwenden und daraus Schlüsse für mögliche Klimaänderungen zu ziehen.

The paper describes the determination of the atmospheric turbidity factor from the time span between astronomical and recorded sunrise/sunset on cloudless days. It then is possible to use the existing network and the available observation series for the determination of longterm trends and the consequences on the climate.

1 EINLEITUNG

Im Jahre 1971 stellte der SMIC-Report fest, daß nur an wenigen ausgewählten Stationen einigermaßen langfristige Meßreihen der atmosphärischen Trübung vorliegen. Somit lassen sich nur bedingt Langzeitänderungen erfassen. Insbesondere fällt es schwer, den Einfluß der Staubbela-stung auf das Klima abzuschätzen. Der SMIC-Report empfiehlt ein weltweites Netz von etwa 100 Stationen, bei denen die optischen Parameter mit etwa 5% Genauigkeit bestimmt werden können. Es sind Bemühungen im Gange ein solches Meßnetz aufzubauen. Es wird gezeigt werden, daß es möglich ist aus den Meßstreifen des Sonnenschein-autographen CAMPBELL-STOKES die atmosphärische Trübung abzuschätzen. Damit steht unmittelbar ein umfangreiches Stationsnetz zur Verfügung, aus dem langfristige Meßreihen nach-träglich ausgewertet werden können.

2 THEORETISCHE ÜBERLEGUNGEN

Der komplexe Trübungs-faktor T_g nach LINKE ist definiert zu

$$I = I_0 \cdot \exp(-b_g \cdot T_g \cdot m) \quad (1)$$

Die optische Dicke b_g ist eine Funktion der Luftmasse m und damit auch von der Sonnenhöhe h abhängig. Sie liegt tabel-liert vor.

In Sonnenschein-autographen vom Typ des CAMPBELL-STOKES werden die Sonnenstrah-len fokussiert und es wird eine Brenn-

spur in den Registrierstreifen ge-brannt, wenn die Sonne nicht durch die Wolken verdeckt ist. Es ist eine be-kannte Erfahrung, daß die Brenns-pur erst dann entsteht, wenn die Bestrah-lungsstärke der Sonne einen Grenzwert I_{CS} überschreitet. Dieser Grenzwert ist eine Gerätekonstante, variiert aber auch noch mit äußeren Bedingungen, wie in verschiedenen Untersuchungen gezeigt wurde. Berechnet man nun T_g als Funktion des Sonnenhöhengrenzwin-kels α , so ergibt sich in sehr guter Näherung für Grenzwinkel $\alpha < 30^\circ$ eine lineare Beziehung

$$\begin{aligned} T_g &= c_1 \cdot \alpha + c_2 \\ c_1 &= 0.298 \text{ rad}^{-1} \\ c_2 &= 1.971 \end{aligned} \quad (2)$$

wenn der Bestrahlungsstärkegrenzwert $I_{CS} = 20 \text{ mW cm}^{-2}$ gewählt wird. Hat ein Gerät einen anderen Grenzwert, so läßt sich eine entsprechende Gleichung ermitteln. Befolgt man bei der Auswertung der Brennstreifen die empfohlenen Regeln, so wird T_g bei $\alpha = 5^\circ$ auf 5% genau bestimmt. Dieser Wert am Äquator wird besser in höheren Breiten und bei größerer Trübung (größere Werte von α).

3 ANWENDUNG

Eine Anwendungsmöglichkeit sei demon-striert. Die Figur zeigt die Auswertung langfristiger Beobachtungen in Kopenhagen*). Diese Daten liegen vor für die Monate Januar und Juli aus den

Jahren 1888 bis 1940. Auffällig sind die relativ starken Fluktuationen in den Jahren vor 1917 und die recht gleichmäßige Trübung in den Folgejahren. Es liegt nah, die starken Schwankungen auf atmosphärische Staubschichten durch Vulkanausbrüche zurückzuführen. Zum Vergleich ist der "dust veil index" (D.V.I.) nach LAMB (1970) aufgetragen, in einer etwas modifizierten Form (Abbau des D.V.I. mit einer stratosphärischen Lebenszeit von etwa 2 Jahren). Wichtige Vulkanausbrüche auf der Nordhalbkugel (1888: Japan 38° N, Ritter Islands 5° S; 1902: Antillen 15° N; 1907: Kamchatka 52° N; 1912: Katmai 58° N) spiegeln sich deutlich im Trübungsfaktor wieder. Es können auch Ausbrüche zugeordnet werden, für die LAMB (1970) praktisch keinen D.V.I. angeben konnte. So deutet sich 1915 der Ausbruch eines Vulkans in Kalifornien an. Allerdings gibt es auch hohe Trübungsfaktoren, die nicht zu zuordnen sind. So werden 1895 und 1896 hohe Trübungen im Juli beobachtet. Die Trübungen in den entsprechenden Januarmonaten sind nicht auffällig erhöht, so daß auch an andere Ursachen gedacht werden kann. Nach 1917 beruhigt sich die vulkanische Tätigkeit sehr auffällig und die Trübungsfaktoren kehren zu einem geringen Wert mit recht kleinen Schwankungen zurück.

Der Einfluß der Vulkanausbrüche läßt sich auch aus anderen Daten abschätzen. Dazu zeigt die Figur Messungen der Leitfähigkeit in Eisbohrkernen Grönlands. HAMMER (1976) führt eine erhöhte Leitfähigkeit auf ausgefallenes Ammoniumsulfat aus Vulkanausbrüchen zurück. Diese Leitfähigkeitsdaten zeigen

durchaus Ähnlichkeiten mit den Trübungsdaten. Der Ausbruch in Kalifornien 1915 wird von beiden Meßverfahren angezeigt, während der D.V.I. kaum einen Wert vorweist.

4 SCHLUSSFOLGERUNGEN

In dieser kurzen Darstellung konnten nur wenige Daten präsentiert werden, die jedoch andeuten, daß sich das vorgeschlagene Verfahren durchaus zur Trübungsbestimmung eignet. Die relative Genauigkeit ist dabei so gut, daß sich Langzeittrends (wie im Fall von Kopenhagen) angeben lassen.

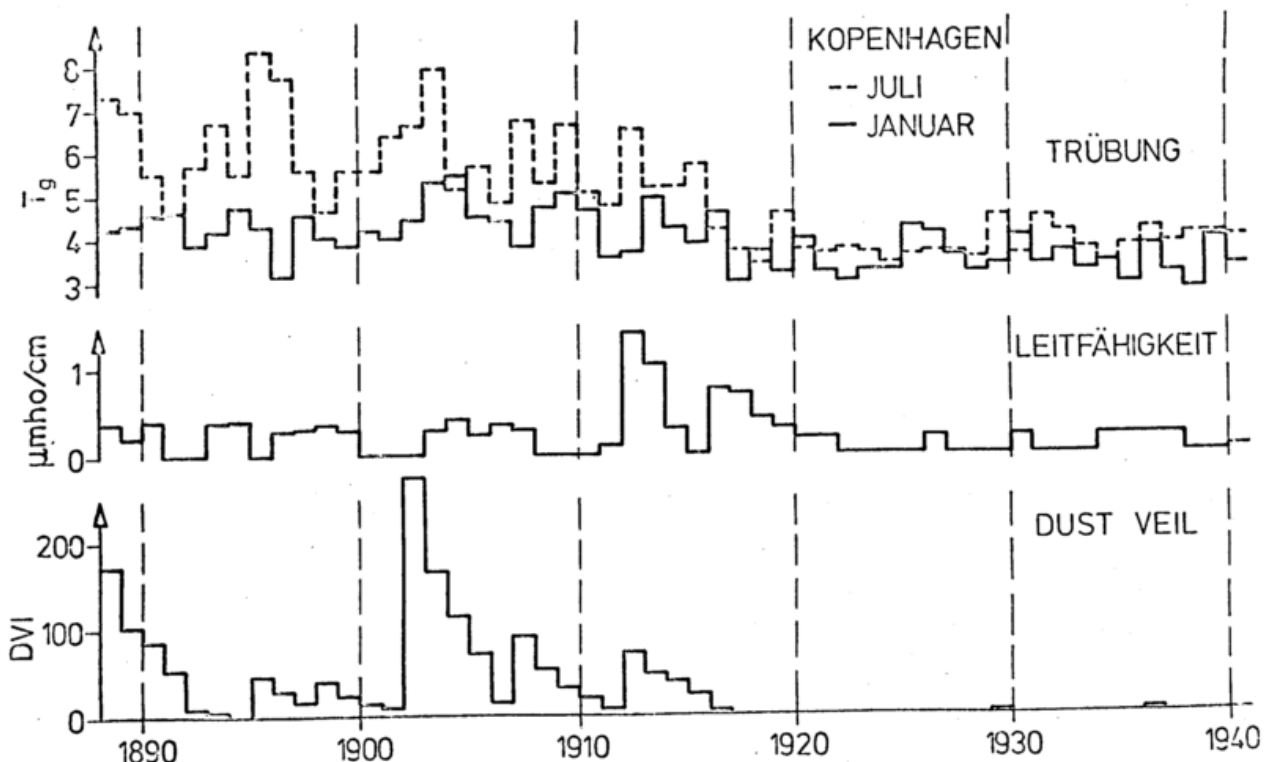
Es erscheint lohnenswert die vorliegenden Registrierungen der Sonnenscheinautographen unter diesem Gesichtspunkt auszuwerten und damit Rückschlüsse auf den Energiehaushalt der Atmosphäre zu ziehen.

5 LITERATURHINWEISE

Hammer, C.U.: Greenland Ice Sheet and Past Volcanism as inferred by Impurity Analysis of Glacier Snow and Ice. Kopenhagen: Dissertation 1976.

Lamb, H.H.: Volcanic Dust in the Atmosphere; with a Chronology and Assessment of its Meteorological Significance. Phil. Trans. Roy.Soc. London 266 (1970), S. 425-533.

*) Die Beobachtungsreihen wurden einer unveröffentlichten Arbeit von Dr. K. FRYDENDAHL, Kopenhagen entnommen.



KÖNNEN MIT HILFE VON IR-SCANNER-DATEN LUFTTEMPERATUREN IN ZWEI METER
HÖHE BESTIMMT WERDEN?

P.M. Keuler

Deutscher Wetterdienst

Es ist bekannt, daß aus Satellitenaufnahmen im IR-Bereich (1),(2) bereits Temperaturprofile der Atmosphäre berechnet werden und in der Synoptik ihre Anwendung finden. Dies läßt schnell den Wunsch aufkommen, das z.B. für lokalklimatische Untersuchungen meist zu geringe Datenmaterial der Wetterstationen des Deutschen Wetterdienstes (DWD) -bedingt durch die geringe Netzdichte- mit Hilfe von Thermalbefliegungen zu ergänzen.

Dabei ist es von großer Bedeutung, ob man aus Strahlungstemperaturen von Oberflächen, Lufttemperaturen in 2 m Höhe (Hütten-temperatur) bestimmen kann.

Im Rahmen des „Erdwissenschaftlichen Flugzeugmeßprogrammes“ im Raum Frankfurt, an dem u.a. der DWD beteiligt ist, soll auch diese Frage untersucht werden. Eine von der DFVLR ausgerüstete Do 28 (3), führte im Sommer 1976 Befliegungen durch.

Abb. 1. Flugstreifen FMP 76/I.

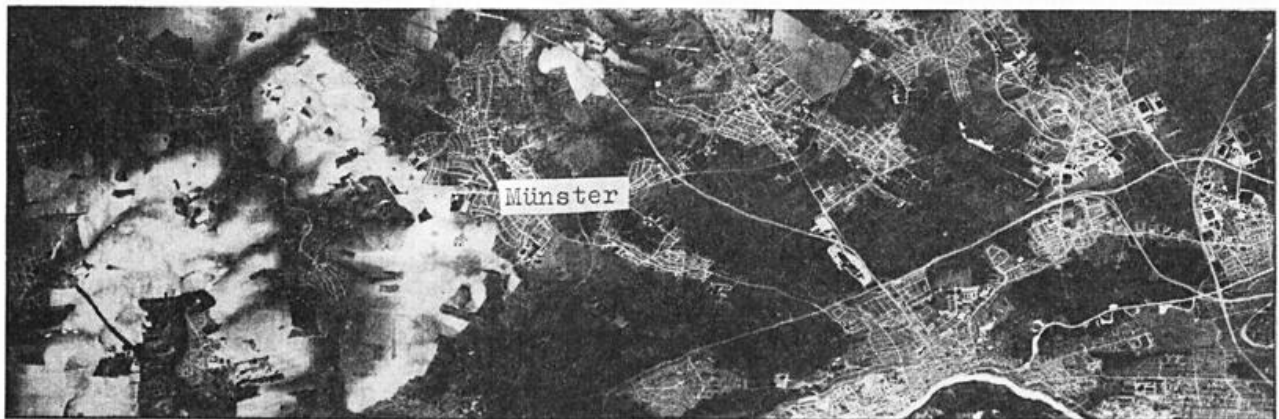


Abbildung 1 zeigt den Bildausschnitt, der von dem IR-Scanner erfaßt wurde (Flughöhe: 2500 mÜGr).

Stationen, an denen ground truth Messungen während der Befliegung durchgeführt wurden, sind gekennzeichnet.

Der Meßbereich des Scanners (4) umfaßt 8 - 14 μm („großes Fenster“ (5), geringe bzw. keine Beeinflussung der Messungen durch Wasserdampf).

Um u.a. direkte Strahlungseinflüsse auszuschalten (6), wurden Thermalbefliegungen nur nachts durchgeführt.

Die auszuwertenden Daten (Bildinformation zunächst auf Band) sind radiometrisch kalibriert (7) und werden auf Film mit einer Skala von 126 Grauwerten ausgegeben (Abb.2).

Dies ergibt, bei einem Temperaturbereich von 20°C, eine theoretisch mögliche Auflösung von etwa 0.15°C.

Wir erhalten somit, bei einer Flughöhe von 2500 mÜGr, mittlere Oberflächen- Strahlungstemperaturen einer Fläche von 6 x 6 m² mit einer Auflösung von 0.15°C.

Was sind nun Oberflächen- Strahlungstemperaturen? Wir sehen sie in Abbildung 2 (linker

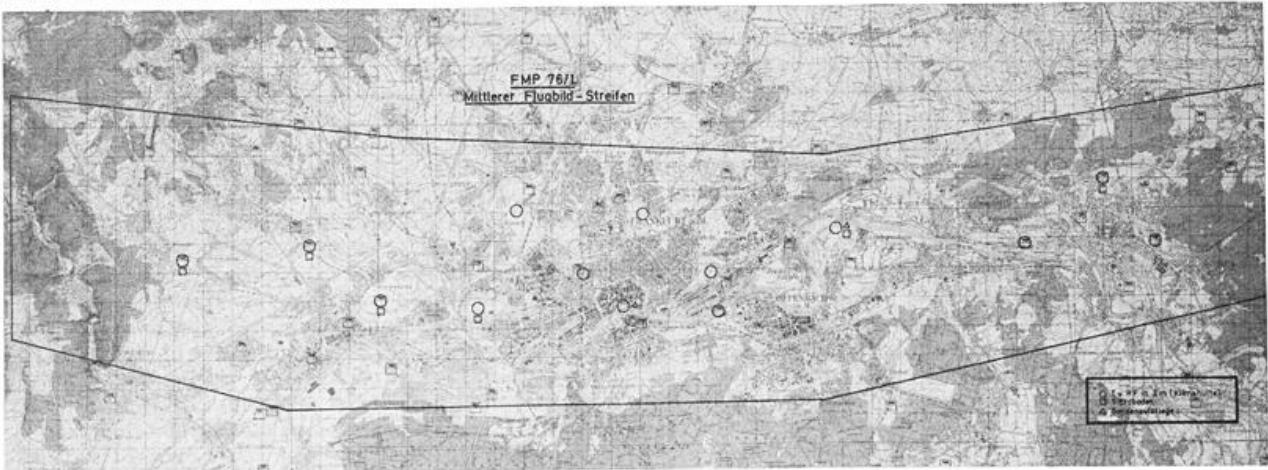
Ausschnitt der Abb. 1) als Grauwerte dargestellt: hell=warm, dunkel=kalt, die auch als Zahlenwerte ausgedruckt werden können (8). Man sieht das Bild einer typischen Strahlungsnacht (keine Bewölkung) d.h. Gebiete mit hoher-(dunkel) und niedriger (hell) Strahlungstemperatur.

Hätten wir nun eine ebene Fläche mit denselben Strahlungsbedingungen, könnte man durch wenige Messungen des Gradienten zwischen Erdboden- und Hütten-temperatur, aus der Strahlungstemperatur die Lufttemperatur berechnen. Leider ist nun dieses Gebiet (Abb. 2) keine homogene Fläche mit gleichen Emissionseigenschaften und zudem auch noch stark strukturiert (maximaler Höhenunterschied 200 m). Weiter ist die strahlende Oberfläche nicht immer mit „Erdboden“ gleichzusetzen. Sie hängt von der Höhe und Art des Bewuchses und der Bebauung ab.

Die erfasste Strahlungstemperatur kann nicht ohne weiteres der Strahlungstemperatur der Erdoberfläche oder der Bewuchs- bzw. der Bebauungshöhe gleichgesetzt werden.

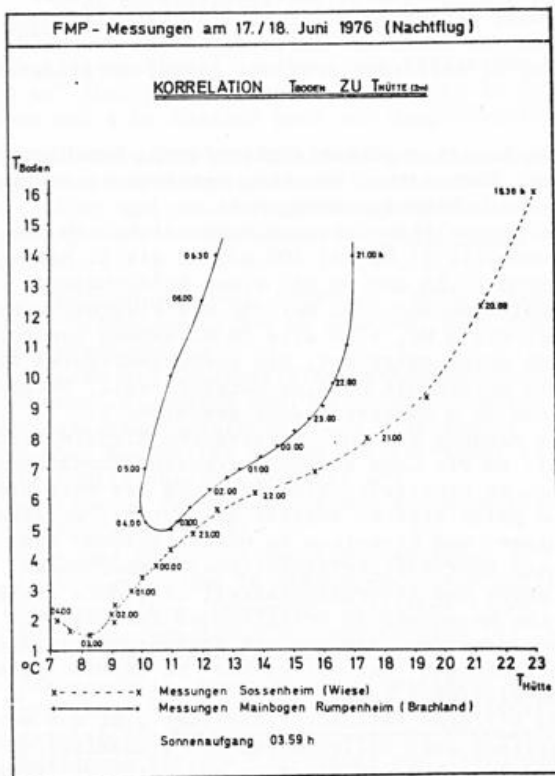
Selbst an zwei verschiedenen ähnlich gelegenen Meßstationen ergeben sich große

Abb. 2. Infrarot- Aufnahme.



Unterschiede bei der Ausstrahlung (Abb.3).

Abb. 3. Korrelation von Hüttentemperaturen zu Bodentemperaturen zweier Stationen.



Der Temperaturgradient schwankt insbesondere in Abhängigkeit vom Untergrund und der Windgeschwindigkeit, wobei wolkenloser Himmel Voraussetzung ist. Die Kenntnis des Gradienten ist aber Bedingung zur Berechnung der Hüttentemperatur aus der Strahlungstemperatur. Es müßten also zumindest Messungen des Gradienten in Abhängigkeit von der Wetterlage, des Untergrundes und der Windgeschwindigkeit durchgeführt werden. Abgesehen vom Meßaufwand werden die aus den Strahlungstemperaturen berechneten Hüttentemperaturen zu ungenau sein,

um sie direkt mit gemessenen Hüttentemperaturen vergleichen zu können. Vielmehr sollten die IR- Aufnahmen nicht zur Feststellung von Absolutwerten, sondern zur Abgrenzung der relativen räumlichen und zeitlichen Änderungen der Strahlungstemperaturen eines Gebietes verwendet werden.

Literatur

- (1) Mohr, T.: Sondierung der Atmosphäre von Satelliten aus. Promet 2, DWD (1972). S. 19 - 23.
- (2) Möller, F.: Einbau von Satellitendaten in numerische Zirkulationsmodelle. Promet 3, DWD (1972) S. 1 - 4.
- (3) Dornier: Vorschlag für ein anwendungsorientiertes Erderkundungsflugzeug (EKUF). Friedrichshafen, 1972.
- (4) Hofmann, O.: Methoden und Probleme der Bildaufnahme mit Aufzeichnung. MBB, Ottobrunn 1976.
- (5) Kaminsky, H.: Infrarotaufnahmen der Erde von Satelliten und ihre Aussagemöglichkeit. Naturw. Rdsch. 24 (6), 1971.
- (6) Lorenz, D.: Grundlagen und Probleme der Infrarot- Radiometrie in der Fernerkundung. Symposium Erderkundung, DFVLR, Köln- Porz (1975) S. 89 - 97.
- (7) DFVLR: FMP- Nutzerhandbuch. Oberpfaffenhofen 3 (1976) S. 5.4-2.
- (8) DFVLR: DIBIAS- Handbuch. Oberpfaffenhofen (1976).

Anschrift: Dipl.-Met. P.M. Keuler DWD-ZA Abt. K8, Frankfurterstr. 135, 6050 Offenbach/M.

KONZEPT FÜR DEN FLUGZEUGEINSATZ
EINES MULTIDISZIPLINÄREN LIDAR-SYSTEMS

W. Renger und G.H. Ruppertsberg

DFVLR-Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen

ABSTRACT

It is planned to operate a combination of an aerosol and a differential absorption lidar on board the meteorological research aircraft "Mystère" for different model-missions within the Federal Republic of Germany. These missions which have nearly the same difficulties and solutions as future spacelab-experiments, shall demonstrate up to which degree the intended objectives may be met. In cooperation with different groups actual problems in the regional scale shall be treated: Three dimensional extent of haze and smog and penetrating plums; detection of fresh air channels; mass concentration and mass fluxes of aerosols; detection of increased emission of bad or toxic substances; comparison to ground data; immission control of different spurious gases, verification of models for simulation.

1 EINLEITUNG

Zur Vorbereitung von Lidar-Experimenten im Spacelab wird, mit Unterstützung des BMFT, unter Einschaltung des Bereichs für Projektträgerschaften (BPT) der DFVLR an einem flugzeuggetragenen Lidar-System für die Fernmessung von atmosphärischen Aerosol und Spurengasen gearbeitet. Interessierten Wissenschaftlern soll damit die Gelegenheit geboten werden, Untersuchungen mit wissenschaftlichen oder anwendungsbezogenen Zielen im Regionalbereich durchzuführen und die Möglichkeiten und Probleme der neuen Technologie im Flugzeug kennenzulernen. Das Institut für Physik der Atmosphäre beabsichtigt seine von Werner und Michl (1976) bereits begonnenen Flugzeug-Lidar-Messungen weiterzuführen und zu ergänzen. Die Modultechnik des Systems erlaubt es, technische Verbesserungen und Messungen, die damit möglich werden, einzubeziehen und für die späteren Spacelab-Missionen nutzbar zu machen.

Das Konzept für die Entwicklung und den Einsatz des multidisziplinären Lidar-Systems ist in zahlreichen Diskussionen gemeinsam mit Fachleuten und potentiellen Nutzern aus der BRD entwickelt worden. (Vgl. Renger und Ruppertsberg (1976)). Hauptauftragnehmer für die derzeit laufende Phase B ist die Firma Dornier System (vgl. Achtermann et.al. ()). Das Battelle-Institut Frankfurt/M. und die Firma MBB sind als Unterauftragnehmer eingeschaltet. W. Renger ist Projektwissenschaftler.

2 MESSSYSTEM

Als Meßplattform vorgesehen ist das Meteorologische Forschungsflugzeug D-CMET FAN-JET FALCON E (Mystère). Für Experimente steht eine elektrische Leistung bis max. 2,8 kW zur Verfügung. Auf bordeigenem PCM-Datenbandgerät werden u.a. die folgenden Daten aufgezeichnet: Druckhöhe, Höhe über Grund, Fluggeschwindigkeit, Geschwindigkeit über Grund, Pitch- und Rollwin-

kel, Position (Inertialplattform), Beschleunigung, Temperatur, Feuchte, Vereisungsgeschwindigkeit, Flüssigwassergehalt.

Das Aerosollidar benutzt voraussichtlich die Grundwelle (1,06 μm ; 200 mJ) und die 2. Harmonische (0,53 μm ; 50 mJ) eines NdYAG-Lasers. Die Impulse werden z.B. bei 150 m/s Fluggeschwindigkeit mit 3 Hz, also alle 50 m, nahezu senkrecht nach unten emittiert. Die zurückgestreuten Signale werden mit 0,33 μs Gateintervall, entsprechend 50 m Höhengauflösung gespeichert. Die Messung der zurückgestreuten Signale reicht aus, um die Lage von Dunstgrenzen, Rauchfahnen etc. zu ermitteln. Eine Trennung der verschiedenen polarisierten Anteile erlaubt es, zwischen Wasser- und Eiswolken zu unterscheiden. Aussagen über Partikelzahldichte, Massenkonzentration und Absorptionsanteil erfordern zusätzliche Messungen am betreffenden Aerosol. Man kann erwarten, daß man mit Stichproben in den betreffenden "Aerosolregimes" zu befriedigenden Korrelationen kommt.

Das Differentialabsorptionslidar mißt auf wenigstens zwei Wellenlängen den Transmissionsgrad zwischen dem Flugzeug und darunterliegenden zurückstreuenden Volumenelementen der Luft oder Flächenelementen der Erdoberfläche. Die eine Laserlinie wird auf eine Wellenlänge mit möglichst geringer Absorption abgestimmt, die andere auf eine Absorptionslinie des gesuchten Spurengases, dessen integrale Konzentration längs der betr. Laufstrecke so ermittelt wird. CW-Laser erscheinen hinsichtlich Betriebssicherheit, Leistungsverbrauch, Wirkungsgrad und Stabilität besonders geeignet. Sie ergeben eine gewisse Höhengauflösung allerdings nur in Verbindung mit dem Aerosollidar oder unter zusätzlichem technischen Aufwand.

Zur Diskussion steht ein System von zwei abstimmbaren CO_2 -Lasern, mit dem sich, nach Angaben des Battelle-Instituts Frankfurt O_3 , NH_3 und C_2H_4 , bis hinab zu Konzentrationen im 10 ppb -Bereich, andere Gase erst bei höherer Konzentration messen lassen.

Walther und Mitarbeiter setzen bereits HF/DF-Laser zur Spurengasmessung in der Atmosphäre ein. Diese Laser emittieren eine größere Zahl von Linien gleichzeitig im Bereich 2,8-4, μm und erlauben damit die gleichzeitige Messung mehrerer Verunreinigungen. Für SO_2 , NO_2 , NO , N_2O , C_3H_6 und andere Gase ist die Nachweisgrenze jedenfalls besser als 100 ppb bei einer Laufstrecke von 1 km.

Für die Erstausrüstung des multidisziplinären Lidar-Systems wird ein Laser ausgesucht, der eine für den Flugzeugeinsatz ausreichende Betriebssicherheit verspricht, selbst wenn damit die Messung nur einiger weniger interessanter Spurengase bis hinab in den 10 ppb-Bereich (bei 1 km Laufstrecke) möglich sein sollte. Die Modulbauweise erlaubt das Anblocken anderer Lasertypen für weiterführende Messungen.

Das Empfängersystem benutzt 2 Teleskope von 35 cm Durchmesser, 280 cm Äquivalentbrennweite und 0,064 m² effektiver Spiegelfläche.

3 MODELLMISSIONEN

Drei verschiedene Befliegungsgebiete sind zunächst vorgesehen:

1.) Eine annähernd quadratische Fläche von 60x60 km² über dem Ruhrgebiet; Traversen in 3500 m Höhe und 6 km Abstand quer zur Hauptwindrichtung.

2.) Ein Streifen von 250 km Länge, beginnend nördlich vom Ruhrgebiet, in Richtung SSW über die Eifel und von dort in das Rhein-Main-Gebiet gelegt; in 4 verschiedenen Höhen zu durchfliegen.

3.) Großraum München, 50x50 km², 3500 m Flughöhe; Traversen in 5-6 km Abstand, quer zur Hauptwindrichtung.

Gemeinsam mit interessierten Arbeitsgruppen sollen unter Einschluß von "in situ"-Messungen, in den Befliegungsgebieten 1 und 3 folgende Aufgaben bearbeitet werden (Aerosollidar 1, Differentialabsorptionslidar 2):

- Bestimmung der geometrischen Ausdehnung von Dunstglocken (1,2)
- Auf- und Abbau von Smoglagen aufgrund der Wetersituation und in Abhängigkeit von örtlichen Gegebenheiten (Bebauung, Tallagen) (1,2)
- Auffinden von Frischluftspülkanälen (Hilfsmittel für Regionalplanung) (1,2)
- Untersuchung, unter welchen Umständen die Abgasfahnen hoher Kamine die Inversionsschicht durchstoßen können. Dies ist von besonderer Bedeutung für die Einleitung von Abwehrmaßnahmen bei Smoglagen (1, evtl. 2)
- Untersuchung der Korrelation von Lidarmeßwerten mit den Bodenmeßwerten (1,2)
- Bestimmung der Massenkonzentration des atmosphärischen Aerosols (1)
- Auffinden erhöhter Schadstoffemission, vor allem während der Nachtzeit (Rauch, Staub 1; Schadgase 2)
- Klärung der Frage, in welchem Maße die Immissionen durch Emittenten im Belastungsgebiet, oder durch von außen einfliegende Luftverunreinigungen bedingt sind. (Aufstellung von Massenbilanzen in Querschnitten senkrecht zur Windrichtung). (1,2)
- Immissionskontrolle von SO_2 , evtl. CO , NO , NO_x , C_2H_2 , HF . SO_2 ist im SMOG-Warndienst Nordrhein-Westfalen die entscheidende Meßgröße. Die Schwefeldioxidkonzentration wird an allen

Bodenmeßstellen registriert. Die Überwachung von SO_2 ist einerseits für die praktische Anwendung besonders wichtig, andererseits ist ein Vergleich der Lidardaten mit einer großen Zahl von Bodenmeßwerten möglich. (2)

- Höhenauflösung der Schadgaskonzentration (Nur beschränkt möglich 1+2)
- Bestimmung der relativen Feuchte (2). Die Kenntnis der relativen Feuchte erleichtert die Interpretation der Aerosollidaraten.
- Verifikation entsprechender Simulationsmodelle.
- Abgabe von Empfehlungen für die Bebauungsplanung sowie für Maßnahmen bei Smogsituationen. Für das Befliegungsgebiet 2 sind es die folgenden Aufgaben:
- Bestimmung der SO_2 und NH_3 -Konzentration mit Höhenauflösung in 4-5 Stufen durch Flüge in verschiedenen Höhen (2)
- Bestimmung des Gehalts an anthropogen erzeugten Ozon. Der 3-4 km Integralwert ist hierfür ausreichend (2).
- Bestimmung der Aerosolkonzentration (1).
- Höhenauflösung der Spurengasexperimente durch Benützung von Wolken anstelle des Erdbodens als Reflektor. Die Bestimmung der Wolkenhöhe erfolgt über das Aerosollidar (1+2).

4 LITERATUR

Weber, E. et al.: Phase B/C Studie über ein multidisziplinäres Lidarsystem. (Dornier) Abschlußbericht erscheint vorauss. April 1977.

Renger, W. und Ruppertsberg, G.H.: Missionsdefinition für erste Flugzeugeinsätze eines multidisziplinären Lidarsystems. DFVLR-IB 553 76/4.

Walther, H.: Private Mitteilung

Werner, Ch. und Michl, W.: DFVLR Airborne Lidar System. Conf. on Laser and Electro-Optical Systems (CLEOS), San Diego, Calif./USA, 25.-27.5.1976.

UNTERSCHIEDE IM KURZZEITIGEN VERLAUF DER LUFTTEMPERATUR

Heinz W a c h t e r

Inst. f. Meteorol. u. Geophys.
Universität Frankfurt am Main

Thermometer und Thermograph folgen wegen ihrer Trägheit der Lufttemperatur nicht momentan; sie zeigen uns vielmehr einen geglätteten Temperaturverlauf an, gebildet aus gleitenden Mitteln der in jedem Moment am Messort tatsächlich herrschenden Lufttemperatur. Während dies für die synoptische Meteorologie erwünscht ist, gibt es auf anderen Gebieten Fragestellungen, bei denen gerade der kurzzeitige Temperaturverlauf interessiert: in der Mikroklimatologie, Turbulenzforschung, Bioklimatologie.

Verfolgt man den zeitlichen Temperaturverlauf am festen Ort mit hinreichend trägheitsarmen Messfühlern, erweist sich, dass die so gemessene Lufttemperatur stets in mehr oder minder unruhiger Weise verläuft, wobei die Schwankungen mehrere Grade innert weniger Sekunden erreichen können. Um diese Temperaturschwankungen quantitativ zu beschreiben, werden hier 3 kennzeichnende Grössen benutzt (Abb.1):
a) die Dauer der einzelnen Änderung, jeweils von einem relativen Minimum zum anschliessenden relativen Maximum - oder umgekehrt - reichend; sie liegt (bei der angewandten Messtechnik!) in der Grössenordnung von Sekunden;
b) der in jeder solchen Zeitspanne jeweils erreichte Temperaturunterschied, also die Erwärmung von Minimum zu Maximum oder Abkühlung von Maximum zu Minimum, kurz als "Amplitude" bezeichnet (Zehntel- bis ganze Grade);
c) die Geschwindigkeit, mit der sich in jeder solchen Zeitspanne die Lufttemperatur ändert (i.a. Zehntelgrade pro Sekunde), zu verstehen als mittlere Änderungsgeschwindigkeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Extremen. - Die Einschränkung "bei der angewandten Messtechnik" wurde gemacht, weil eine weitere Verfeinerung der Temperatur-Messfühler (hier Thermolemente)

es sicherlich erlauben würde, noch feinere, noch kürzere Fluktuationen der Lufttemperatur aufzudecken.

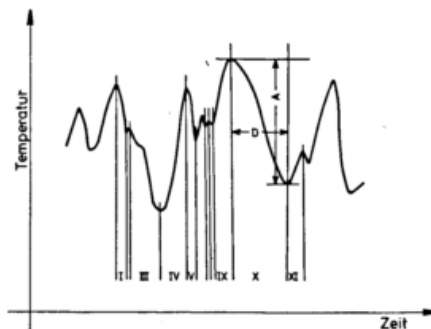


Abb.1: D Dauer, A "Amplitude" einer einzelnen Temperaturänderung.

In den Temperaturregistrierungen, die in den letzten Jahren an verschiedenen Orten gewonnen wurden, weisen die beiden Charakteristika Dauer und Amplitude - bei allem Unterschied der Grössen im einzelnen - bestimmte statistische Eigenschaften auf: die Dauern sind stark linksschief verteilt (systematisches Überwiegen der kurzen Dauern), die Amplituden zeigen Exzess (Curtosis), nämlich grössere Häufigkeitsdichte beim Mittelwert als einer Gauss'schen Verteilung entspricht. In dem ausgewerteten Beobachtungsmaterial reichen die Mittelwerte der Dauer von 0,5 bis 4,4 sec, die der Amplitude von 16 bis 630 mK (milli-Kelvin), also abgerundet von 0,02 bis 0,63 °C.

In der Schnelligkeit, mit der sich die Lufttemperatur - jeweils von Minimum zu Maximum oder Maximum zu Minimum - ändert, prägen sich die durch Ortsklima und Wetterlage bedingten Unterschiede aus. Anschaulich zeigt sich die Geschwindigkeit der Temperaturänderung im Steigungsmass

der betreffenden Stücke einer Temperaturregistrierung aus; dies erlaubt, ihre Häufigkeitsverteilung im Polarkoordinatendiagramm wiederzugeben. Ein schönes Beispiel der auftretenden Unterschiede bietet Abb. 2: die Tem-

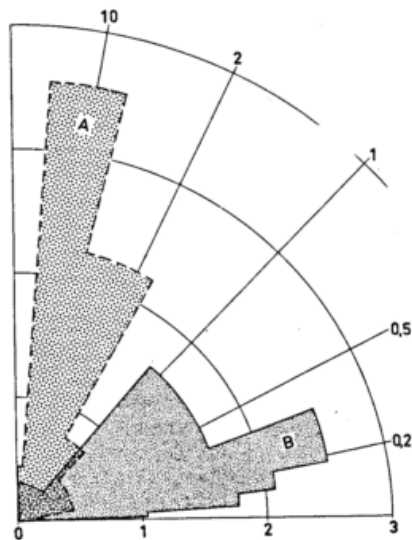


Abb. 2

peraturfluktuation auf einem freien Bergrücken (Häufigkeitsverteilung A) im Vergleich zu dem viel ruhigeren Temperaturverlauf (geringere Änderungsgeschwindigkeiten) in einem Wald (Häufigkeitsverteilung B); die radiale Erstreckung gibt das Mass der relativen Häufigkeit, ähnlich einer Windrichtungsverteilung. - Während die Turbulenz-verursachenden Faktoren Wind und Strahlung die Unruhe der Lufttemperatur fördern, wird sie durch stabile Schichtung gedämpft, durch leichten Niederschlag, vor allem Niesel, zu fast vollständigem Erlöschen gebracht. Im Wald sind nicht die Amplituden der Temperatur, aber die Geschwindigkeiten ihrer Änderung gering.

Der bioklimatisch Interessierte wird sich fragen, ob diesen natürlichen Temperaturschwankungen möglicherweise eine biologische Bedeutung zukomme. Nach der physiologischen Literatur werden vom menschlichen Organismus noch Temperaturänderungen bis in die Grössenordnung von Hundertstelgraden pro Sekunde herab wahrgenom-

men (das besagt nicht: bewusst). Man sollte also wohl auf der Suche nach "meteorotropen Faktoren" die Unruhe der Lufttemperatur nicht ausser Acht lassen. -

Die Messtechnik, mit der die vorgenannten Ergebnisse gewonnen wurden, ist dargestellt in:

Wachter, H., Worin liegt der "Reiz" des Reizklimas? Z. angew. Bäder- u. Klimaheilk. 17 (1970), S. 456-469;

- - , Temperaturunruhe im Hochgebirge und Luftdruckschwankungen. Ann. Met. (Neue Folge) Nr. 5 (1971), S. 139-142.

Die Auswertung im einzelnen und weitere Resultate werden berichtet in:

Wachter, H., Die Unruhe der Lufttemperatur als biometeorologischer Faktor. Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. B, 24 (1976), S. 41-55;

dasselbst auch weitere Literaturangaben.

Erläuterung zu Abb. 2: Die Änderungsgeschwindigkeiten sind in Zehnergraden pro Sekunde angegeben; die häufigsten Temperaturänderungen des Falles A liegen also um ein ganzes Grad je Sekunde.

ZUM VERSTÄNDNIS DES SOMMERDUNSTES

Peter Winkler

Deutscher Wetterdienst
Meteorologisches Observatorium Hamburg

Die Analyse der am Meteorologischen Observatorium Hamburg gewonnenen Meßreihe der Konzentration optisch wirksamer sog. großer Aerosolpartikeln zeigt, daß bei sommerlichen Dunstperioden hohe Temperaturen zur Entstehung beitragen. Da Pflanzen bei hohen Temperaturen ätherische Öle vermehrt produzieren und an die Atmosphäre abgeben, und bekannt ist, daß diese Stoffe Aerosole bilden, ist hier ein großräumiger natürlicher Produktionsmechanismus gegeben. Temperaturen über 20° scheinen Voraussetzung zu sein.

Im Sommer oft verbreitet auftretender starker Dunst ist als Phänomen regionalen Ausmaßes anzusehen. Seit 1974 wird am Hamburger Meteorologischen Observatorium die Konzentration der optisch wirksamen, sog. großen Partikeln ($r > 0.15 \mu\text{m}$) gemessen. Dunstperioden bilden sich als im Jahresgang ausgeprägte Maxima von mehreren Tagen Dauer aus (Abb.1). Anhand der Meßreihe wird versucht, das Entstehen solcher Dunstperioden zu deuten.

Das Zustandekommen einer bestimmten Aerosolkonzentration (N) am Meßort ist ein sehr komplexer Vorgang, da die verschiedenen Quellen und Senken je nach meteorologischen Bedingungen wechselnde Beiträge liefern. Zunächst muß versucht werden, lokale Einflüsse von kurzer Dauer (< 1 Tag) gegenüber längerfristigen Prozessen abzuschätzen. Am leichtesten faßbar sind Störungen durch nahe gelegene Kamine oder Gartenfeuer usw., die als isolierte Spitzen auf der sonst ruhig verlaufenden Meßkurve erkennbar sind und bereits bei der Auswertung eliminiert werden. Lokalen Charakter trägt auch der Vertikalaustausch. Zur Erfassung seines Einflusses wurden mittlere Tagesgänge für verschiedene Austauschklassen berechnet. Die Austauschklassen wurden anhand des Tagesganges des bodennahen Ozons festgelegt und dabei Fälle ohne Austausch, mit geringem Austausch, Austausch durch Reibungsturbulenz, gutem und sehr gutem konvektiven Austausch unterschieden. Im Sommer zeigen die großen Partikel bei reibungsturbulentem und konvektivem Austausch mittags ein Konzentrationsminimum, bei geringem Austausch ein Konzentrationsmaxi-

mum. Die Tagesschwankung übersteigt nicht 30% des Tagesmittelwertes. Der Einfluß des Vertikalaustausches ist somit als relativ gering anzusehen, zumal die mittleren Konzentrationswerte für verschiedene Austauschklassen sich höchstens um einen Faktor 2 unterscheiden.

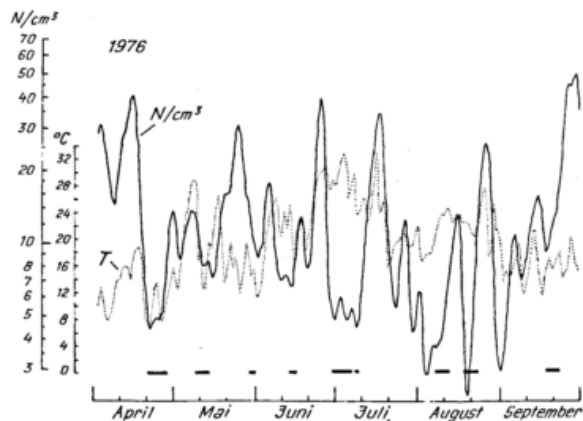


Bild 1

Der Stadteinfluß wurde durch Berechnung mittlerer Tagesgänge für verschiedene Windrichtungen zu erfassen versucht. Typische Tagesgänge treten für keine Windrichtung auf, im Gegensatz zu den Aitkenkernen, bei denen der Stadteinfluß sehr markant ist. N liegt bei Wind aus dem Nordsektor im Mittel bei $10/\text{cm}^3$, bei Wind von der Stadt bei $33/\text{cm}^3$. In den Windsektoren mit geringem Stadteinfluß beträgt N ca. $18/\text{cm}^3$. Alle Werte gelten für das Sommerhalbjahr. Da nur selten parallele Gänge zwischen Aitkenkernen und großen Kernen auftreten, ist der

Stadteinfluß auf die Kernkonzentration am Observatorium nicht von besonderer Bedeutung. Dennoch wurden für die weitere Betrachtung alle Tage mit Wind von der Stadt ausgeschieden.

Weiter wurde untersucht anhand der Temps von Hannover und Schleswig, ob tiefliegende Inversionen (unterhalb 850 mbar) Ursache für das Auftreten der Dunstperiode sind. Ein Zusammenhang erwies sich als nicht zutreffend. Ebenso ist die Deutung allein durch den Wechsel maritimer und kontinentaler Luftmassen nicht befriedigend, wenngleich hier schon bessere Zusammenhänge bestehen, wie oben schon erläutert wurde. In Abb. 1 kennzeichnen die schwarzen Balken parallel zur Zeitachse Perioden mit Wind aus dem Nordsektor. Einige Konzentrationsminima erklären sich so aus der Zufuhr polarer Luftmassen.

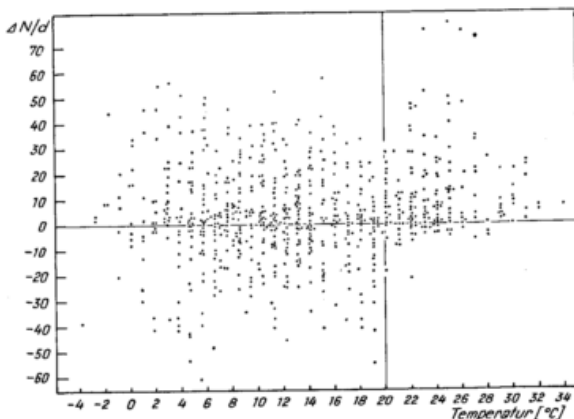


Bild 2

Als nächstes wurde der Zusammenhang mit der Temperatur studiert. Um großräumige Effekte zu erfassen, diente als Temperaturmaß das Mittel der Maxima von Hannover, Göttingen und Essen. (In Abb. 1 als punktierte Linie dargestellt). Die Temperatur in Hamburg verläuft praktisch parallel, im allgemeinen 1-2 Grad niedriger. Für die Jahre 1974 und 1975 gilt der gleiche Sachverhalt. Als nächstes wurde dann die interdiurne Änderung von N gebildet (Differenz zweier aufeinanderfolgender Tagesmittel von N). Die Werte sind in Abb. 2 als Funktion der Temperatur eingetragen, wobei alle Fälle mit Wind von der Stadt oder von den maritimen Sektoren (Nordsee, Ostsee) weggelassen wurden. Bleiben die Temperaturmaxima unter 20°, so streuen die Werte statistisch um Null. Oberhalb 20° treten fast nur Konzentrationszunahmen auf, Abnahmen sind gering und selten. Bei hohen Temperaturen ist also fast immer eine Aerosolproduktion zu verzeichnen, bzw. advektiv bedingte Konzentrationsabnahmen werden kompensiert. Untersuchungen zum Strahlungseinfluß erbrach-

ten keine bemerkenswerten Ergebnisse.

Nach den obigen Betrachtungen können anthropogene Effekte als Ursache für die überwiegende Aerosolproduktion bei hohen Temperaturen ausgeschlossen werden. Eine Temperaturabhängigkeit der Reaktionen aerosolbildender Spurengase (SO_2 , NH_3) wurde bisher nicht untersucht. Solche Gase weisen aber gerade im Sommer Konzentrationsminima auf, so daß hier ein Zusammenhang unwahrscheinlich ist. Eine bessere Erklärung bieten die durch die Pflanzenwelt freigesetzten, flüchtigen Kohlenwasserstoffe (ätherische Öle, Terpene), von denen nachgewiesen wurde, daß sie Aerosole bilden (Went 1967). Terpene sind, pflanzenphysiologisch gesehen, Abfallprodukte, die nicht mehr in den Stoffwechsel einbezogen werden. Ihre ökologische Bedeutung (Ruhland 1958) liegt teilweise in einer Wundverschlusfunktion bei Verletzungen (Verharzen nach Abdampfen der flüchtigen Bestandteile). Vielfach dienen sie als Duftstoffe. Besondere Bedeutung haben sie zu Schutzzwecken bei hohen Temperaturen. Durch Verdampfen entziehen sie Wärme und vermindern so Überhitzungsschäden. Durch ihre oberflächenaktive Wirkung erniedrigen sie die Verdunstung, indem die kapillare Steigfähigkeit des Wassers vermindert wird (Heilbronn 1956). Ganz allgemein wird die Terpenbildung durch hohe Temperaturen begünstigt.

Die hier gegebene Untersuchung hat also gezeigt, daß hohe Temperaturen (20°) eine Aerosolproduktion auslösen, zu der die Stoffe von der Pflanzenwelt geliefert werden. In der Tat wurde z.B. Indol (was von Jasmin freigesetzt wird) im Aerosol nachgewiesen (Ketserides und Hahn 1975). Insbesondere bei hohen Temperaturen ist offenbar ein hoher Anteil organischer Partikeln im Aerosolgrößenbereich der großen Kerne zu erwarten.

Literatur

- Ketserides, G., Hahn, J.: Bestimmung organischer Bestandteile von Aerosolpartikeln aus Reinluft. Z. Anal. Chemie 273 (1975) 257 - 261.
- Heilbronn, A.: Über die ökologische Bedeutung ätherischer Öle. Naturwissenschaften 43 (1956) 64.
- Ruhland, W. (Ed.): Handbuch der Pflanzenphysiologie. Vol X: Stoffwechsel sekundärer Pflanzenstoffe, Berlin, Springer (1958).
- Went, F.W.: Formation of Aerosol particles derived from naturally occurring hydrocarbons produced by plants. J. Air Poll. Cont. Assoc. 17 (1967) 579.